

N° d'ordre: 730

50376
1991
192

50376
1991
192

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour l'obtention d'un

DOCTORAT

Spécialité Sciences des Matériaux

par

CHRISTIAN BRYLINSKI



CONTRIBUTION A L'ETUDE DES DIODES

GUNN InP 94 GHz

Soutenue le 19 Juin 1991

Membres du jury:

E.	CONSTANT	Président
J.	DI PERSIO	Directeur de Thèse
P.	GIBART	Rapporteur
P.A.	ROLLAND	Rapporteur
A.	MIRCEA	Examineur
M.A.	POISSON	Examineur
D.	PONS	Examineur

SCD LILLE 1



D 030 322674 2

50376
1991
192

65 898

50376
1991
192

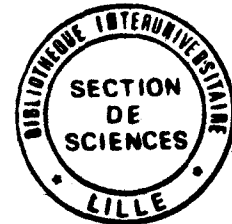
SOMMAIRE

INTRODUCTION

CHAPITRE I: EFFET GUNN

I.1) HISTORIQUE

- I.1.1) Dégagement des concepts théoriques fondamentaux*
- I.1.2) Mise en évidence expérimentale de l'effet et identification d'un modèle standard*
- I.1.3) Simulation numérique et exploitation de l'effet*
- I.1.4) Injection par des dispositifs à hétérojonction*



I.2) MODELE STANDARD ET EXTENSIONS

- I.2.1) Rappels d'électrodynamique linéaire des milieux conducteurs ordinaires*
- I.2.2) Transport sous fort champ électrique dans les semiconducteurs classiques à gap indirect*
- I.2.3) Possibilité d'apparition de régions à conductivité différentielle négative dans certains semiconducteurs*
- I.2.4) Effet Gunn dans un barreau N^+N^- muni de deux contacts ohmiques à ses extrémités*
- I.2.5) Effet Gunn dans un barreau N^+N^- dont la cathode comprend un dispositif de limitation de courant*
- I.2.6) Phénomènes parasites susceptibles de faire obstacle à l'apparition de l'effet Gunn*

I.3) DIODES GUNN

- I.3.1) Choix du matériau semiconducteur*
- I.3.2) Injection des électrons*
- I.3.3) Choix d'une géométrie*
- I.3.4) Technologie à radiateur intégré*

CHAPITRE II: ETUDE EXPERIMENTALE DE DIODES GUNN InP 94 GHz **EN STRUCTURE N⁺N N⁺**

II.1) INTRODUCTION

II.2) EPITAXIE MOCVD DU PHOSPHURE D'INDIUM

II.2.1) Epitaxie du phosphure d'indium de haute pureté

II.2.2) Etude du dopage au silicium

II.2.3) Essais exploratoires de dopage à l'étain

*II.2.4) Epitaxie et caractérisation de structures N⁺N N⁺ pour diodes Gunn
InP 94 GHz*

II.3) MISE AU POINT DE PROCÉDES DE FABRICATION DE DIODES GUNN InP

*II.3.1) Adaptation du procédé classique à radiateur intégré au
semiconducteur InP*

*II.3.2) Développement d'un procédé original utilisant une couche d'arrêt
de GaInAs*

II.4) CARACTERISATION ELECTRIQUE DES DIODES GUNN

II.4.1) Analyse des caractéristiques courant / tension des diodes

II.4.2) Mesures en hyperfréquence

II.4.3) Dispersion des caractéristiques électriques

II.4.4) Durée de vie des diodes

CHAPITRE III: ETUDE COMPARATIVE DES PRINCIPALES FAMILLES DE DISPOSITIFS D'INJECTION DES PORTEURS DANS UNE DIODE GUNN

III.1) TECHNIQUE DE MODELISATION QUALITATIVE

III.2) INJECTEUR N+N

III.3) INJECTEURS A BARRIERE DE POTENTIEL REPULSIVE

III.3.1) Principe de l'injection à travers une barrière de potentiel répulsive

III.3.2) Injecteur à contacts métalliques "limitants"

III.3.3) Injection à travers une hétérojonction polarisée en inverse

III.4) INJECTEURS A BARRIERE DE POTENTIEL ACCELERATRICE

III.4.1) Injecteur à double plan de dopage P+N+

III.4.2) Injecteur à hétérojonction polarisée en direct

III.5) INJECTION PAR UNE STRUCTURE DE TYPE "TRANSISTOR"

III.6) CHOIX D'UN INJECTEUR POUR DIODE GUNN InP 94 GHz

CHAPITRE IV: ETUDE DE LA FAISABILITE DE DIODES GUNN A HETEROJONCTION GaInAs / InP

IV.1) EPITAXIE MOCVD DU COMPOSE GaInAs ADAPTE AU SUBSTRAT InP

IV.1.1) Choix de départ

IV.1.2) Optimisation de l'épitaxie du composé GaInAs

IV.2) ETUDE DE L'INTERFACE GaInAs / InP

IV.3) REALISATION DE DIODES GUNN A HETEROJONCTION GaInAs / InP

IV.4) CARACTERISATION ELECTRIQUE DE DIODES GUNN A HETEROJONCTION GaInAs / InP

IV.4.1) Caractéristiques relevées en régime d'impulsions courtes

IV.4.2) Caractéristiques relevées en régime quasi-continu

IV.5) INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET CONCLUSION

IV.5.1) Cas des hétérojonctions réalisées par MOCVD

IV.5.2) Cas de l'hétérojonction réalisée par E.P.L

IV.5.3) Conclusion

CHAPITRE V: MODELE PARAMETRIQUE DE L'OSCILLATEUR A DIODE GUNN N⁺N⁺

V.1) MODELE DE L'OSCILLATEUR A AMPLIFICATION / SATURATION

V.2) DISCUSSION AUTOUR DU CONCEPT DE "RESISTANCE DIFFERENTIELLE NEGATIVE" (RDN)

V.3) AMPLIFICATEURS ET OSCILLATEURS PARAMETRIQUES

V.4) MODELE PARAMETRIQUE DE L'OSCILLATEUR GUNN N⁺N⁺

V.5) DISCUSSION DU MODELE PARAMETRIQUE

CONCLUSION

INTRODUCTION

L'effet Gunn a été découvert en 1963; les travaux théoriques qui lui ont été consacrés se sont déroulés à partir de cette date jusqu'à la fin des années 1970. Parallèlement, de nombreux développements théoriques et expérimentaux ont été consacrés aux diodes Gunn et aux oscillateurs à diodes Gunn, avec le plus souvent pour objectif d'améliorer les performances opérationnelles de dispositifs à finalité industrielle.

Parmi les travaux théoriques récents, on trouve surtout des simulations de transport électronique dans des structures à effet Gunn et des simulations relatives à des procédés d'injection des électrons dans de telles structures semiconductrices.

Du fait de l'intérêt suscité par les dispositifs et systèmes faisant appel aux ondes millimétriques et à cause du remplacement progressif des composants à effet Gunn par des transistors dans les applications utilisant de plus basses fréquences, les résultats expérimentaux publiés ces dernières années concernent essentiellement des procédés de fabrication de diodes Gunn GaAs et InP optimisées pour fonctionner dans les bandes millimétriques et des données de performances d'oscillateurs utilisant ces diodes Gunn. Le chapitre I décrit rapidement les principaux aspects physiques spécifiques à l'effet Gunn et fait le point des publications et réalisations récentes dans ce domaine.

Au sein d'une équipe pluridisciplinaire, nous avons participé à la mise au point puis à l'optimisation d'une première génération de diodes Gunn InP destinées à équiper des oscillateurs à faible bruit fonctionnant au voisinage de 100 GHz. Circonstance particulièrement heureuse, il nous a été donné de pouvoir accompagner cette première génération de composants Gunn InP depuis la phase de recherche préliminaire jusqu'à un stade avancé de l'industrialisation, qui se poursuit encore à ce jour.

La description des méthodes utilisées et des composants étudiés au cours de la phase de recherche de ce projet fait l'objet du chapitre 2 de ce mémoire. Nous présentons aussi dans ce chapitre une amélioration que nous avons apportée au niveau du procédé de fabrication des diodes. La technique que nous avons mise au point et qui fait appel à des structures épitaxiales à couche d'arrêt en GaInAs est à notre connaissance entièrement originale.

La couche active de la diode Gunn est le lieu où se produit l'effet physique prépondérant. Cette couche est un cristal semiconducteur réalisé par épitaxie en phase vapeur. L'étude de l'épitaxie du composé InP a donc constitué une composante majeure de notre travail pour laquelle nous avons pu apporter une contribution expérimentale personnelle déterminante. Les développements propres à cette étude sont aussi inclus dans le chapitre 2.

La faisabilité de la première génération de diodes Gunn InP ayant été établie, on a pu se consacrer à essayer de surmonter une faiblesse propre à tous les dispositifs à effet Gunn fonctionnant aux très hautes fréquences, à savoir le rendement de conversion particulièrement médiocre, qui ne dépasse pas 3 % avec les diodes de la première génération.

Avant d'aborder la conception d'une seconde génération de composants InP à effet Gunn, une réflexion théorique s'imposait. Comme l'ont montré clairement de nombreux travaux anciens, de manière qualitative, et d'autres plus récents, de manière quantitative, le rendement des dispositifs oscillateurs est directement lié d'une part au matériau semiconducteur utilisé, d'autre part au mode d'injection des électrons dans la diode Gunn. Il importait de pouvoir concevoir des structures d'injection pour diodes Gunn à la fois performantes en matière de rendement de conversion, de puissance d'émission et de durée de vie des composants, et potentiellement industrialisables à partir de savoir-faire existants.

La démarche qui a guidé notre réflexion à ce stade est rapportée au chapitre 3. Elle s'est appuyée sur les résultats de modélisations quantitatives disponibles ainsi que sur une analyse qualitative comparée des multiples solutions connues. Notre choix s'est arrêté sur deux types de structures d'injection, le contact Schottky inverse à faible hauteur de barrière, déjà expérimenté dans les laboratoires de VARIAN et le contact à hétérojonction GaInAs / InP en inverse, solution totalement originale.

La première option à base de contact métallique comportait déjà a priori d'importants aléas de principe. Sa mise en pratique s'est, en outre, heurtée à d'importantes difficultés technologiques que nous décrivons au début du chapitre 4. Nos résultats de recherche ne se sont pas révélés suffisamment solides pour que l'on puisse envisager d'en dériver un développement industriel.

La structure à hétérojonction GaInAs / InP était particulièrement séduisante et originale sur le plan du principe. Elle coïncidait de plus chronologiquement avec un état de maturité suffisante des procédés de croissance du matériau GaInAs et des hétérojonctions GaInAs / InP dans notre laboratoire. L'étude de cette structure constitue le coeur du chapitre 4. Si les travaux engagés n'ont pas apporté les résultats escomptés au niveau des performances des composants à effet Gunn, les études réalisées ont grandement contribué à augmenter notre connaissance des hétérojonctions GaInAs / InP.

Enfin, l'examen des résultats de simulation ainsi que de certains aspects du comportement expérimental assez particulier des oscillateurs à effet Gunn nous a conduit à élaborer un modèle simple destiné à décrire le processus d'interaction entre le gaz électronique au sein de la couche active de la diode, fractionné en domaines chargés et le circuit électrique extérieur à la diode. Ceci fait l'objet du chapitre 5.

Ce modèle suggère qu'en régime normal d'oscillations à haute fréquence, la réponse électrique dynamique de la diode Gunn est de nature paramétrique. Il s'ensuit que le comportement de l'oscillateur à diode Gunn peut être mis en analogie avec celui d'une catégorie particulière d'oscillateurs paramétriques, l'oscillation principale dans le circuit étant "pompée" par les ondes de densité de charge qui se propagent au sein du gaz électronique du semiconducteur qui constitue la couche active de la diode. Un calcul d'ordres de grandeur montre que les conséquences du modèle présenté sont cohérentes avec le comportement expérimental des oscillateurs fonctionnant vers 100 GHz qui utilisent les diodes Gunn InP en structure $N^+N N^+$.

I

EFFET GUNN

2
3
4

5
6

I.1) HISTORIQUE:

L'effet Gunn se caractérise par l'apparition spontanée d'ondes de densité de charge au sein d'un barreau semiconducteur soumis à un fort champ électrique. La première mise en évidence expérimentale de cet effet date de 1963. On la doit à J.B. GUNN, physicien à la fois théoricien du transport électronique sous fort champ dans les semiconducteurs et expérimentateur maîtrisant les techniques de génération et d'observation des impulsions courtes. La description de l'expérience originale a fait l'objet de plusieurs publications (voir par exemple [I-1]).

Un des aspects originaux de l'effet réside dans le fait qu'il n'est observé que dans certains composés semiconducteurs parmi lesquels ne figurent ni le silicium ni le germanium, seuls semiconducteurs largement répandus en 1963. L'explication de cette particularité a déclenché de nombreux débats parmi les physiciens des semiconducteurs dans les mois qui ont suivi sa découverte,

L'autre caractère qui a frappé l'imagination des électroniciens est la simplicité avec laquelle l'exploitation de cet effet permet la réalisation de sources à très haute fréquence.

Dans ce qui suit, nous dégagons les principales phases qui ont marqué la découverte et l'étude de cet effet, ainsi que le développement des applications qui en sont issues.

1.1.1) Dégagement des concepts théoriques fondamentaux:

La découverte expérimentale de l'effet Gunn est intervenue dans une époque d'intenses efforts dans le domaine de la physique des semiconducteurs. Les concepts nécessaires à sa compréhension avaient été progressivement dégagés dans les années qui ont précédé cette découverte.

Les éléments historiques que nous citons ci-dessous sont largement empruntés à un article de C.HILSUM publié en 1978 [I.2]. On trouvera aussi dans cet article les références complètes relatives aux articles les plus anciens cités en objet.

Dès 1947, FROLICH avait introduit l'idée d'une température électronique dépendant du champ électrique et largement différente de la température du réseau. Cette idée est à l'origine du concept actuel de gaz d'électrons chauds.

En 1951, à l'occasion de travaux sur le transistor, SCHOCKLEY a publié une étude fondamentale sur le transport électronique à haut champ dans les semiconducteurs, mettant en évidence son caractère non-linéaire et la saturation de la vitesse moyenne d'entraînement des porteurs en fonction du champ électrique.

Cette étude était malheureusement limitée au silicium et au germanium et il a fallu attendre les travaux de STRATTON en 1958 pour que l'on dispose d'une étude plus générale incluant le cas des semiconducteurs III-V.

En 1953, KROEMER lance le concept théorique de résistivité différentielle négative (RDN) au sein d'un milieu conducteur, concept selon lequel dans certaines conditions de polarisation et dans des milieux conducteurs particuliers, la vitesse d'entraînement du gaz de porteurs peut décroître lors d'une augmentation locale de l'intensité du champ électrique.

En 1954, SCHOCKLEY passe en revue les effets physiques susceptibles de provoquer dans un composant dipolaire des comportements de résistance différentielle négative et il est intéressant de constater que coexistent dans son étude publiée cette même année deux des concepts fondamentaux qui interviennent dans le fonctionnement des diodes Gunn. L'un reprend l'idée de KROEMER sur la possibilité d'existence de régions de résistivité différentielle négative dans le volume d'un semiconducteur, l'autre est le concept de "résistance différentielle négative dynamique" (RDND) dont l'argument central est que certains dispositifs, en particulier les dispositifs à transit électronique qui mettent en oeuvre des ondes de densité de charge, présentent à leurs bornes une impédance différentielle complexe $Z(\omega)$ dont la partie réelle $R(\omega)$ peut devenir négative dans des plages de fréquence (ω_n, ω_{n+1}) sans pour autant que le terme $R(\omega)$ soit nécessairement négatif aux basses fréquences. Les conclusions de cette étude trouvent une application immédiate dans le domaine des sources à haute fréquence, la principale conséquence de l'existence de dispositifs à effet (RDND) étant la possibilité de réaliser sans artifice de filtrage des circuits électriques stables aux basses fréquences et oscillateurs aux hautes fréquences.

Au cours de la même année 1958, ESAKI met en évidence un effet de résistance différentielle négative statique (RDNS) dans des jonctions P^{++}/N^{++} dégénérées; des oscillateurs à très haute fréquence et très large plage d'accord sont fabriqués à partir de ces diodes "tunnel". Ce premier composant à (RDN) se révèle performant, même si les puissances délivrées par les oscillateurs à diode tunnel sont faibles. Le secteur de l'électronique des radars manifeste un fort besoin de sources hyperfréquences à l'état solide et un courant d'intérêt se développe autour des dispositifs à (RDN).

Toujours en 1958, KROEMER propose une première idée de dispositif expérimental à (RDN) utilisant un effet (REDN) dans un semiconducteur. Ce premier dispositif imaginaire était censé exploiter la possibilité pour des porteurs de forte énergie d'atteindre des régions de la structure de bande où la masse effective est négative et l'auteur espérait qu'une telle configuration se produirait dans le germanium de type p et dans une direction cristalline particulière, ce qui n'a pas été le cas.

Ce n'est qu'en 1961 que HILSUM [I-3], d'une part, RIDLEY et WATKINS [I-4], d'autre part, parviennent à se convaincre de la possibilité théorique de transférer, sous l'action d'un fort champ électrique, une partie de la population électronique mobile d'un semiconducteur III - V de type N depuis la vallée principale de la bande de conduction vers des vallées secondaires de cette même bande. Ces vallées secondaires présentant une forte masse effective, ils prédisent l'apparition de régions à (REDN) dans certains semiconducteurs III - V tels que GaAs et InP soumis à de forts champs électriques. En fait, un tel transfert de population entre vallées avait été observé expérimentalement par effet Hall dès 1960 dans GaSb sous le simple effet d'une élévation de température grâce au fait que l'écart énergétique intervallées est particulièrement faible dans ce semiconducteur (0,1 eV). La pureté insuffisante du matériau GaSb alors disponible avait empêché l'observation d'un tel transfert sous l'effet d'un fort champ électrique.

Dans les deux années qui suivirent, on observa de nombreux exemples de (REDN) dans des semiconducteurs présentant de fortes concentrations de centres "profonds" tels que [Ge:Au]. Cette famille d'effets (REDN) ne conduisit cependant qu'à des dispositifs capables d'oscillations aux basses ou moyennes fréquences.

1.1.2) Découverte expérimentale de l'effet et identification d'un modèle standard:

En 1963, J.B. GUNN étudiait le bruit sous fort champ électrique dans le germanium et disposait par ailleurs des premiers échantillons de GaAs et InP raisonnablement purs. L'idée lui est venue de comparer les comportements de bruit des trois semiconducteurs. C'est en soumettant GaAs et InP à de forts champs électriques qu'il a observé les oscillations haute fréquence caractéristiques de l'effet qui porte son nom. A l'aide d'un dispositif expérimental particulièrement ingénieux utilisant des microsondes électrométriques, il a aussi pu observer directement le transit de domaines chargés négativement au sein du semiconducteur.

La nature exacte de l'effet n'a pas été identifiée immédiatement et ce n'est qu'en 1964 que KROEMER a jeté les bases de ce que l'on peut appeler aujourd'hui le modèle standard de l'effet Gunn que nous exposons au paragraphe suivant. Le très court article de KROEMER [I-5] introduit tous les concepts clefs du modèle, transfert électronique, accumulation électronique spontanée, transit de domaines chargés, et distingue clairement sur le plan théorique les oscillations dues à l'effet Gunn de celles observées avec des dispositifs à effet "tunnel".

Dès lors, les confirmations expérimentales du modèle de KROEMER se sont accumulées au cours des années.

En 1965, HUTSON et ses collaborateurs étudient l'effet Gunn dans un échantillon de GaAs soumis à de fortes pressions [I-6]. Ils observent des variations du champ électrique de seuil de l'effet Gunn avec la pression et les relient indiscutablement au déplacement énergétique relatif des minima de la bande de conduction du semiconducteur. Ces observations assoient définitivement le rôle prépondérant du transfert électronique intervallées dans l'effet Gunn.

En 1967, un effet analogue est identifié dans CdTe [I-7] et en 1969, dans des alliages GaInSb [I-8].

En 1968, un nouvel article de KROEMER [I-9] met en valeur le rôle des conditions d'injection des électrons sur l'établissement des régimes de transit à couche d'accumulation ou à couche de transit. On y trouve mentionné pour la première fois l'intérêt de l'utilisation de dispositifs de limitation de courant à la cathode des diodes à effet Gunn.

A partir de 1967, des effets de résistivité différentielle négative sont observés dans le germanium [I-11],[I-12] et le silicium [I-13]. Ces effets ne se manifestent qu'à basse température et pour un champ électrique appliqué dans des directions cristallographiques définies. Bien que le rôle du remplissage de la vallée supérieure (Γ) pour le germanium et des vallées isoénergétiques dégénérées pour le silicium ait été mis en évidence, on n'a pas pu effectuer une analogie formelle satisfaisante entre ces effets et l'effet Gunn observé dans des semiconducteurs III - V ou II - VI.

L'article de RIDLEY [I-14], publié en 1977, qui établit une comparaison entre les semiconducteurs III - V sous l'angle de l'efficacité de l'effet Gunn, clôt pratiquement la phase de recherche théorique conceptuelle consacrée à ce phénomène. Le modèle standard reste celui de KROEMER sans modification significative.

1.1.3) Simulation numérique et exploitation de l'effet:

A partir de la fin des années 1960, le développement des ordinateurs a progressivement autorisé le démarrage des simulations numériques. Deux types de simulations sont effectuées autour de l'effet Gunn. Les unes s'attachent à décrire le transport électronique dans des semiconducteurs soumis à de forts champs électriques, les autres tentent d'expliquer le comportement en régime dynamique de circuits électriques comprenant des dispositifs à effet Gunn.

Dès 1966, Mc CUMBER et CHYNOWETH [I-15] simulent la distribution de charge dans une diode Gunn en fonctionnement et son impédance en régime dynamique. Ils introduisent une distinction entre deux modes de transit, un régime d'effet Gunn à transit de couche d'accumulation électronique et un régime à transit de couches dipolaires accumulation / déplétion.

La même année COPELAND simule un circuit comprenant une diode Gunn et un élément résonnant [I-16]. Il est amené à introduire un mode de résistance différentielle négative sans transit de domaines pour certaines diodes Gunn fonctionnant aux basses fréquences et pour lesquelles le semiconducteur de la région active est peu dopé. Ce mode suppose que l'accumulation électronique est limitée par l'effet de la charge d'espace, il est dès lors désigné par l'acronyme "LSA" (Limited Space Charge Accumulation).

Dans les trois années qui suivent, les simulations du transport électronique montrent que l'on ne peut pas négliger les effets transitoires de la réponse courant / champ électrique et ceux de relaxation de l'énergie lors de la simulation de l'effet Gunn, et que ces effets deviennent prépondérants dans les structures à couche active courte, c'est à dire celles qui sont destinées au fonctionnement à haute fréquence (> 30 GHz).

Un article de JONES et REES [I-17] daté de 1973 décrit le cheminement de ces concepts et les approches successives adoptées par les premiers auteurs de simulations numériques.

Dans la période 1970-1975, FAWCETT, HERBERT et HILL raffinent progressivement leurs calculs et simulent le transport à haut champ dans GaAs et InP [I-18],[I-19] travaux que complètent plusieurs études expérimentales [I-20], [I-21]. Dans ces mêmes années, un effort expérimental important est consacré aux diodes Gunn en Grande Bretagne et l'on commence à pouvoir comparer expérience et simulations sur des dispositifs GaAs et InP oscillant à de très hautes fréquences, 50 GHz et au-delà.

En France, un groupe de travail du L.E.P (PHILIPS) s'intéresse aux diodes Gunn GaAs. En 1972, MIRCEA et de GROOT publient des résultats de simulations numériques de diodes Gunn GaAs [I-22].

Les premiers résultats expérimentaux d'émission à partir d'oscillateurs à diodes Gunn InP sont très encourageants [I-23]. Ils sont nettement supérieurs à ceux obtenus avec des diodes GaAs. Ils sont résumés dans une publication de REES et GRAY [I-24] datant de 1976. A cette époque débutent aussi les premières études expérimentales de structures à injection contrôlée en vue d'augmenter le rendement de conversion des oscillateurs. Les tentatives expérimentales concernant des diodes GaAs [I-25],[I-26] n'aboutissent à aucun gain notable sur le rendement de conversion des oscillateurs, alors que l'intérêt du contrôle de l'injection est clairement démontré sur les diodes réalisées en InP .

Au début des années 1980, malgré quelques résultats annoncés par le R.S.R.E et PLESSEY sur les diodes InP [I-27], l'effort sur les diodes Gunn diminue en Grande Bretagne et s'accroît par contre en France et aux Etats Unis. Le développement des transistors GaAs réduit considérablement l'usage des diodes Gunn au dessous de 50 GHz. Le démarrage des études sur des systèmes hyperfréquence en gamme millimétrique justifie des efforts essentiellement centrés autour des composants oscillant vers 100 GHz.

Aux Etats-Unis, VARIAN, après quelques essais infructueux sur des diodes InP de structure $N^+N N^+$, opte définitivement pour l'injection par un contact métallique limitant et commercialise des diodes fonctionnant entre 20 et 100 GHz [I-28]. En France, à l'université de Lille, une équipe animée par ROLLAND et FRISCOURT développe des outils de simulation de diodes à effet Gunn, évalue les performances potentielles de diodes Gunn InP en structure $N^+N N^+$ [I-29],[I-30],[I-31] et confirme l'intérêt théorique des contacts limitants métalliques et à hétérojonction.

Toujours en France, dans les laboratoires de THOMSON CSF, débutent à la fin des années 1970 les premières études sur les diodes Gunn InP, suivies à partir de 1983 d'un programme d'optimisation puis d'industrialisation de diodes Gunn InP 94 GHz en structure $N^+N N^+$ soutenu par la D.R.E.T [I-32].

1.1.4) Injection par des dispositifs à hétérojonctions:

A la fin des années 1980, alors que VARIAN continue à optimiser des diodes InP à contact limitant métallique, THOMSON s'intéresse à d'autres procédés d'injection électronique dans les diodes Gunn InP parmi lesquels le contact limitant métallique et les contacts à hétérojonction GaInAs / InP. Un programme exploratoire, soutenu par la D.R.E.T est mis en oeuvre au cours des années 1986-1988.

En 1988, GENERAL ELECTRIC en Grande Bretagne et CORNELL UNIVERSITY aux Etats Unis font état de l'amélioration des performances de diodes Gunn GaAs à 100 GHz par adjonction d'une structure d'injection à hétérojonction GaAs / GaAlAs polarisée en direct à la cathode. En 1989, PHILIPS obtient des résultats similaires en utilisant un injecteur de type "CAMEL" comprenant un plan P^+ situé directement à la cathode de la diode.

En 1990, les résultats d'oscillations de diodes GaAs à injection optimisée rejoignent ceux des diodes InP en structure $N^+N N^+$ à injection non optimisée à la seule restriction que l'oscillation est produite en mode fondamental pour les diodes InP et en harmonique 2^e pour les diodes GaAs. Les deux types de diodes sont donc en confrontation pour certaines applications millimétriques.

On trouvera au chapitre III une étude comparative des principaux procédés d'injection électronique dans les diodes Gunn. L'étude des injecteurs à hétérojonctions GaInAs / InP est présentée au chapitre IV.

I.2) MODELE STANDARD ET EXTENSIONS:

Le modèle standard que nous développons ici est directement dérivé des articles de KROEMER cités en référence [I-5] et [I-9]. On y introduit les éléments nécessaires à la compréhension des caractères fondamentaux de l'effet Gunn ainsi que les principes physiques de base qui permettent de comparer les performances potentielles des matériaux semiconducteurs pour la fabrication des composants à effet Gunn.

Un milieu semiconducteur au sein duquel se produit un effet Gunn diffère sous plusieurs aspects des milieux conducteurs habituels, métalliques par exemple, pour lesquels s'applique la théorie linéaire exposée dans la plupart des traités d'électrodynamique ou d'introduction à la physique des solides (voir, par exemple [I-34]). Ceci nous a imposé d'incorporer à titre de préliminaire quelques éléments d'électrodynamique non linéaire. A partir du modèle électrodynamique classique qui est applicable dans les semiconducteurs soumis à de faibles champs électriques, nous introduisons d'abord le concept de gaz d'électrons chauds, puis l'effet non linéaire de saturation de la vitesse électronique dans les semiconducteurs à fort champ électrique, avec comme corollaire la possibilité de transit de paquets de porteurs sous la forme d'une perturbation forte de la distribution des charges électriques dans le milieu. Abordant l'effet Gunn proprement dit, nous sommes amenés à décrire comment la configuration particulière de la bande de conduction de certains semiconducteurs conduit, sous fort champ électrique, à l'apparition de régions à mobilité différentielle négative au sein desquelles se produit une accumulation de porteurs chargés, accumulation qui donne lieu selon les conditions d'injection des porteurs, à une perturbation unipolaire ou dipolaire de la distribution des porteurs mobiles dans le barreau semiconducteur polarisé. La description de l'évolution temporelle de cette perturbation nous amène alors à identifier l'origine du caractère relaxateur des phénomènes de génération et d'annihilation des domaines chargés qui sont à la source des oscillations de courant dont la manifestation expérimentale constitue la signature de l'effet Gunn.

Le coeur de la présentation du modèle est orienté de manière à mettre en relief les phénomènes physiques qui sont prépondérants dans le fonctionnement des diodes Gunn à transit court destinées aux oscillateurs fonctionnant en régime fondamental vers 100 GHz. Pour de telles durées de transit, inférieures à 10 ps, les constantes de temps caractéristiques des phases d'accélération et de transfert intervallées ne peuvent plus être négligées. La présentation comprend donc certains développements spécifiques habituellement absents des exposés de synthèse comme celui cité en référence [I-33].

Pour les applications numériques qui permettent d'appréhender les ordres de grandeur mis en jeu, nous avons pris l'exemple de la structure de diode Gunn InP 100 GHz dont la réalisation expérimentale est décrite au chapitre III.

Pour la plupart des phénomènes prépondérants, nous avons choisi comme mode de visualisation qualitative de donner l'allure des profils des principales grandeurs électrodynamiques le long de la couche active de la structure d'une diode Gunn. Pour les illustrations de nature plus quantitative, limitées au seul cas des diodes destinées à un fonctionnement vers 100 GHz, nous nous sommes appuyés sur les résultats des travaux de modélisation de ROLLAND et FRISCOURT [I-29] et [I-31].

1.2.1): Rappels d'électrodynamique linéaire des milieux conducteurs ordinaires:

La théorie linéaire à l'équilibre décrit un milieu conducteur dans l'espace direct comme un volume de matière de permittivité diélectrique ϵ rempli d'un gaz de densité n de particules chacune dotée d'une charge électrique e et d'une masse dynamique m^* . Elle décrit ce même milieu dans l'espace réciproque comme une population caractérisée par une température T et un potentiel chimique μ , occupant les états quantiques autorisés selon une statistique de Fermi-Dirac $f_0(\mu, T)$. Elle introduit des relations linéaires entre un champ électrique d'origine externe imposé au milieu et la densité de courant électrique qui résulte de sa présence.

En effet, sous l'effet d'un champ électrique E faible, le modèle généralement admis explique que la surface de Fermi ($E = E_F$) subit un déplacement d'ensemble dans la direction de la force électrique, déplacement dont l'amplitude est limitée par l'effet de collisions élastiques qui tendent à restaurer à la distribution le caractère isotrope qu'elle avait à l'équilibre et par l'effet de collisions inélastiques qui tendent à diminuer l'énergie des électrons situés au-dessus du niveau de Fermi. C'est donc l'équilibre entre la force d'entraînement électrique et les forces de "friction" dues aux collisions, qui fixe l'amplitude de la densité de courant j selon une loi de proportionnalité faisant intervenir la conductivité σ du gaz de porteurs:

$$j = \sigma \cdot E$$

Pour un régime de densité de courant établi, on attribue au gaz de porteurs une vitesse moyenne v en posant par définition:

$$j = n \cdot e \cdot v$$

La vitesse v est elle même liée au champ électrique par une relation linéaire dont le coefficient de proportionnalité est la mobilité μ des porteurs chargés:

$$v = \mu \cdot E$$

Conductivité et mobilité sont alors liées par la relation:

$$\sigma = n \cdot e \cdot \mu$$

alors que l'expression de μ est un résultat de la théorie de Drude, plus ou moins remodelée, qui introduit une constante de temps τ_C ou une fréquence $\omega_C = \tau_C^{-1}$, termes caractéristiques des phénomènes de collision, par la relation:

$$\mu = e \cdot \tau_C / m^*$$

La réponse électrodynamique d'un milieu conducteur à une excitation externe résulte de ses propriétés de conduction, traduites par la conductivité σ , de ses propriétés diélectriques représentées par sa permittivité ϵ , ainsi que de l'application des lois de Poisson et de conservation de la charge électrique. En l'absence de champ magnétique, l'imbrication de ces équations conduit à un processus de bouclage rétroactif champ / densité de charge que l'on peut résumer par un système simple de trois équations:

$$\mathbf{j} = \sigma \cdot \mathbf{E} \quad \mathbf{E} = \epsilon^{-1} \cdot \mathbf{D} \quad \mathbf{j} = -d\mathbf{D}/dt$$

ou par un schéma plus causal (figure 1):

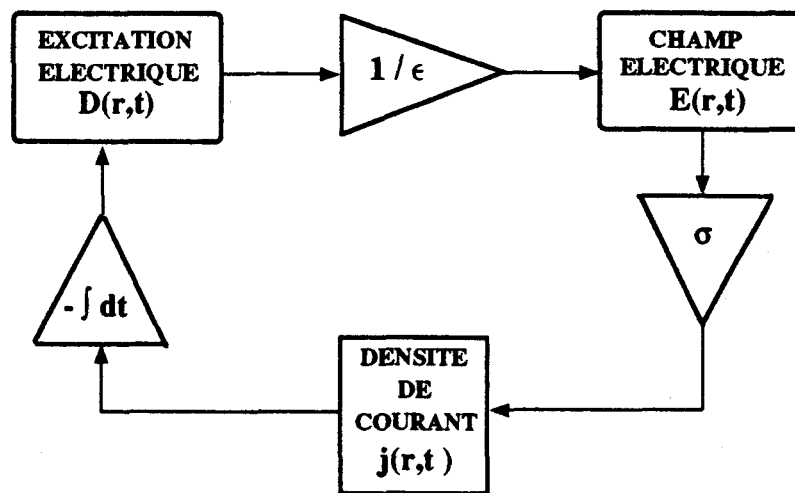


FIGURE 1:

Bouclage rétroactif des variables électrodynamiques

L'avantage d'un tel schéma réside dans la facilité avec laquelle il permet d'appréhender la réaction du milieu à une excitation extérieure.

Par exemple, il est clair que l'application d'un champ électrique externe entraîne l'apparition d'une densité de courant électrique qui est à l'origine d'une évolution de la densité de charge, modification ayant pour effet l'apparition progressive d'un champ électrique de réaction opposé au champ perturbatif d'origine externe.

De même, l'introduction dans le milieu d'une charge venant de l'extérieur correspondra à l'établissement pendant une période transitoire d'une densité de courant entrante à laquelle le milieu réagira par une densité de courant sortante, conduisant au phénomène bien connu d'écrantage ou de relaxation diélectrique.

Dans le cas présent d'un milieu linéaire, les trois opérateurs qui relient champs et courants sont linéaires et stationnaires et l'on peut traduire le schéma sur les grandeurs locales en un schéma reliant les transformées de Fourier temporelles des champs et courants: $\hat{\mathbf{D}}(\mathbf{r},\omega)$, $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r},\omega)$, $\hat{\mathbf{J}}(\mathbf{r},\omega)$.

L'opérateur central de la boucle rétroactive, produit des trois fonctions de réponse de la boucle, a pour expression:

$$T = -1 / j.\omega.\tau \text{ avec } \tau = \epsilon / \sigma$$

Une autre expression de τ fait intervenir la pulsation plasma ω_p du gaz de porteurs, définie par $\omega_p^2 = n . e^2 / m^* . \epsilon$, par la relation:

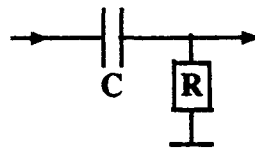
$$\tau = \omega_p^{-2} . \omega_C$$

expression au vu de laquelle on peut identifier les paramètres qui interviennent dans l'effet de relaxation diélectrique. L'efficacité d'écrantage augmente avec la densité de porteurs chargés et diminue avec la fréquence des collisions, la masse effective des porteurs et la constante diélectrique du milieu.

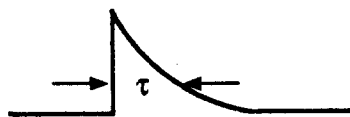
La fonction de réponse électrodynamique $\Gamma(\omega)$ qui relie une grandeur électrodynamique locale, champ ou courant, à une perturbation extérieure, est de la forme:

$$\Gamma(\omega) = (1 - T)^{-1} = (j.\omega.\tau) / (1 + j.\omega.\tau)$$

C'est la réponse d'un système "passe haut" ou "dérivateur" du premier ordre, analogue par exemple à la réponse en tension du quadripôle simple suivant:



A partir de cette réponse fréquentielle, on est en mesure de fournir l'expression mathématique de la réponse du milieu à une perturbation extérieure indicielle $H(t)$. Il s'agit d'une évolution temporelle en $\exp(-t/\tau) . H(t)$:



Dans le domaine fréquentiel, l'expression mathématique de $\Gamma(\omega)$ s'annule à fréquence nulle et tend vers l'unité aux hautes fréquences, ce qui signifie que le milieu écranter très efficacement les perturbations à basse fréquence ($\omega \ll \tau^{-1}$) et n'écranter pratiquement pas les perturbations à haute fréquence ($\omega \gg \tau^{-1}$).

APPLICATION AU SEMICONDUCTEUR *InP* DOPE DE TYPE N VERS 10^{16}cm^{-3} :

L'application choisie correspond au semiconducteur que nous avons utilisé pour réaliser la couche active des diodes Gunn qui font l'objet de l'étude expérimentale développée au chapitre III. La permittivité diélectrique relative est d'environ 12 et la masse effective électronique proche de $0,08 m_0$, ce qui correspond à une pulsation plasma électronique de l'ordre de $\omega_p = 2.10^{13} \text{rad} . \text{s}^{-1}$.

Aux faibles champs électriques, la température du milieu est proche de l'ambiante ($T = 300\text{K}$), la mobilité électronique mesurée par effet Hall est de l'ordre de $0,45 \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ce qui signifie que la conductivité σ du milieu est de $720 \text{ S} / \text{m}$ et que le temps caractéristique de collision τ_C ne dépasse pas 2.10^{-13}s . La valeur de la constante de temps de relaxation diélectrique τ est donc proche de $1,25.10^{-14}\text{s}$. En conséquence toute charge que l'on tente d'injecter dans un tel milieu est écrantée en quelques dizaines de femtosecondes et son influence ne s'étend que sur une distance caractéristique qui est la longueur de Debye donnée par: $L_D = (\tau \cdot D)^{1/2}$

D étant le coefficient de diffusion électronique relié à la mobilité μ par la relation d'Einstein: $D = k \cdot T \cdot \mu / e$.

Numériquement, la longueur de Debye dans ce milieu est d'environ 40 nm . Un tel exemple illustre bien l'impossibilité de faire transiter des charges sur des distances significatives dans le volume d'un milieu conducteur ordinaire, même de conductivité modérée. Par exemple, une charge introduite à la surface du volume semiconducteur InP de type N précédent avec une vitesse initiale égale à la vitesse de saturation du semiconducteur soit 10^5 m.s^{-1} est écrantée à 99 % sur une distance de moins de $0,2 \mu\text{m}$.

1.2.2) Transport sous fort champ électrique dans les semiconducteurs classiques à gap indirect (Si, Ge, GaP):

Les semiconducteurs non dégénérés présentent la particularité de constituer des milieux conducteurs dans lesquels il est possible d'appliquer de manière non destructive de forts champs électriques. Pour des champs électriques appliqués de plus en plus forts, la distribution électronique ne suit plus une loi de Fermi-Dirac, les électrons occupent des états d'énergie cinétique de plus en plus élevée, la fréquence des collisions augmente, et de nouveaux modes de collisions deviennent possibles, en particulier ceux qui font intervenir les phonons optiques. La fréquence des collisions élastiques reste cependant bien supérieure à celle des collisions inélastiques, ce qui signifie que l'énergie cinétique acquise par les électrons est lente à relaxer mais que cette énergie, qui a pour source un champ de force anisotrope, est très vite répartie de manière isotrope dans l'espace des impulsions. En conséquence, dès que l'on atteint un régime pour lequel les collisions avec les phonons optiques deviennent prédominantes, la vitesse d'entraînement des porteurs, qui est la projection de la vitesse moyenne sur la direction du champ électrique n'augmente plus significativement avec le champ appliqué mais tend vers une valeur limite (v_s), ce qui se traduit sur la caractéristique densité de courant / champ électrique par un phénomène de saturation (*figure 2*). Du fait de l'apparition de cette saturation, la réponse électrodynamique du milieu à fort champ comprend un terme non linéaire. La réponse du milieu à une petite perturbation autour d'un point de polarisation s'obtient alors en linéarisant le terme non linéaire, ce qui signifie que la conductivité à faire intervenir pour calculer cette réponse est la conductivité différentielle définie par: $\sigma^* = \partial J / \partial E$.

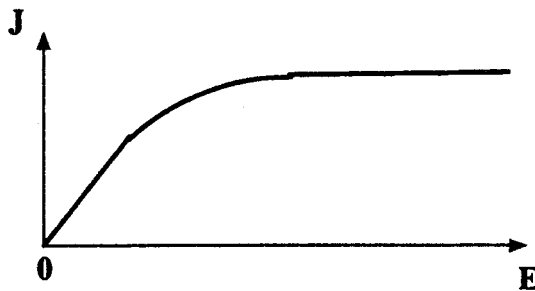


FIGURE 2:

Effet de la saturation de la vitesse d'entraînement des porteurs aux forts champs électriques

Alors qu'aux faibles champs électriques la conductivité différentielle σ^* s'identifie à σ , aux forts champs électriques, σ^* diminue et peut atteindre des valeurs extrêmement faibles, sa variation avec le champ électrique de polarisation adoptant le comportement illustré en (figure 3):

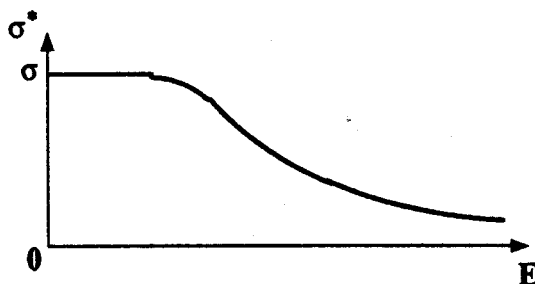


FIGURE 3:

Evolution de la conductivité électrique différentielle avec le champ électrique: Cas des semiconducteurs classiques

En conséquence, la valeur de la constante de temps caractéristique d'écrantage $\tau = \epsilon / \sigma$ est considérablement plus faible aux forts champs électriques et l'écrantage des fluctuations de charge beaucoup moins efficace. Il s'ensuit que l'on peut faire transiter des paquets de charge dans un semiconducteur fortement polarisé sur des distances nettement supérieures au micron sans que le paquet subisse un écrantage significatif. Cette possibilité de transit de charge est exploitée dans la plupart des structures de transistors.

1.2.3) Possibilité d'apparition de régions à conductivité différentielle dans certains semiconducteurs:

Dans certains semiconducteurs, parmi lesquels se placent les semiconducteurs III - V et II - VI à gap direct, la bande de conduction présente une vallée principale de faible masse effective et une famille de vallées secondaires de forte masse effective, séparées de la vallée principale par un écart énergétique ΔE (figures 4 et 5).

A fort champ électrique, une partie de la population électronique est affectée d'une énergie cinétique égale ou supérieure à ΔE et d'autre part, du fait du rapport des masses effectives, la densité d'états dans les vallées secondaires est bien supérieure à la densité d'état en vallée principale. Un transfert de population entre vallée principale et vallées secondaires peut alors se produire à condition que l'on soit en mesure d'appliquer un champ électrique suffisamment élevé dans le semiconducteur. En utilisant un mode d'interprétation semi-classique, on peut dire qu'un électron qui subit un transfert de la vallée principale à une vallée secondaire voit son énergie potentielle augmentée de ΔE et son énergie cinétique réduite de la même quantité ΔE .

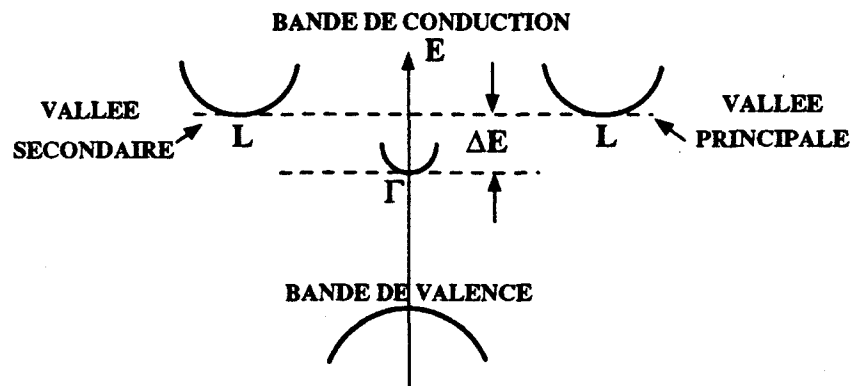


FIGURE 4:

Structure de bande des semiconducteurs III - V et II - VI à gap direct

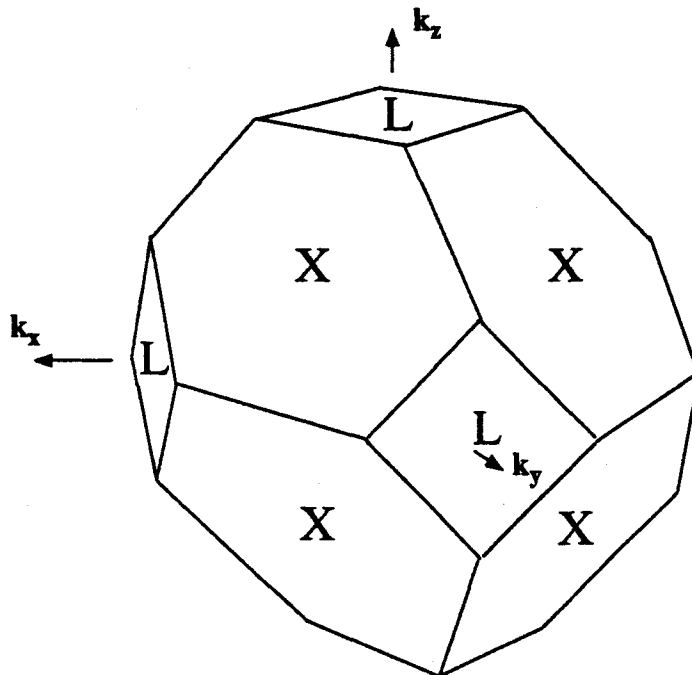


FIGURE 5:

Zone de Brillouin du réseau cubique à face centrées.

Les extrema des bandes de valence et de conduction des semiconducteurs usuels sont généralement localisés aux points de haute symétrie de cette zone de Brillouin.

De plus, la masse effective de cet électron est considérablement augmentée. En vallée secondaire, l'énergie cinétique des électrons transférés étant faible et la densité d'états très élevée, la population électronique reste confinée en fond de vallée. Conséquence de ce fait, la conduction électrique s'effectue selon un régime linéaire et l'on peut attribuer aux électrons transférés une mobilité propre à la vallée dans laquelle ils se trouvent. Cette mobilité est faible car la masse effective des électrons en vallées secondaires est élevée et il s'ensuit que la contribution des électrons transférés à la conductivité électrique du milieu est réduite par rapport à celle qu'apportaient ces mêmes électrons en vallée principale avant leur transfert. Le phénomène de transfert électronique intervallée est donc cause d'une réduction de la conductivité du matériau.

Une élévation du champ électrique dans le milieu favorise le phénomène de transfert en vallée supérieure et, à partir d'une valeur limite E_1 du champ, pour toute augmentation du champ au voisinage de E_1 , la déperdition de conductivité due au transfert intervallées l'emporte sur le gain de conductivité dû à l'augmentation de l'énergie cinétique de la population électronique et l'on observe une chute de la densité de courant.

Bien entendu, pour de très forts champs, à supposer que l'on puisse appliquer de telles valeurs de champ électrique sans déclencher des phénomènes de claquage dans le matériau, on peut imaginer que l'essentiel de la population électronique se retrouve dans les vallées secondaires et l'on observerait un comportement linéaire de la conduction électrique avec comme mobilité celle qui correspond aux vallées secondaires, la vitesse moyenne des porteurs redevenant alors, à partir d'une valeur limite E_2 du champ électrique, une fonction croissante de ce champ électrique. Globalement, aux faibles champs électriques, la densité de courant j croît linéairement avec le champ électrique avec une conductivité σ_0 caractéristique du transport électronique en vallée principale. Aux très forts champs, et en l'absence de claquage, la variation de j est aussi linéaire mais avec une conductivité σ_1 caractéristique du transport en vallée secondaire alors qu'aux champs intermédiaires, à l'intérieur d'une certaine plage $[E_1, E_2]$ de valeurs du champ électrique la densité de courant décroît pour toute augmentation du champ et la conductivité différentielle du milieu, $\sigma^* = dJ/dE$ est négative.

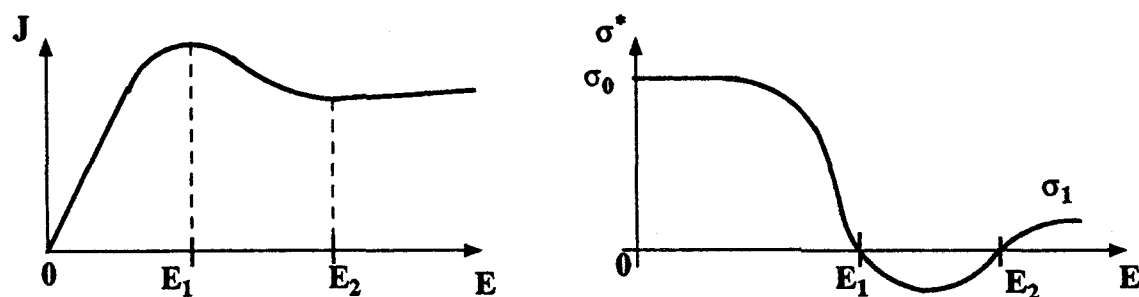


FIGURE 6:

Evolutions de la densité de courant et de la conductivité différentielle avec le champ électrique

La caractéristique densité de courant / champ électrique locale n'est donc plus monotone mais présente une variation en forme de "N" (*figure 6*). Pour un champ local compris dans la plage $[E_1, E_2]$, la conductivité différentielle devenant négative, le milieu ne présente plus un comportement de relaxation diélectrique mais, au contraire, il amplifie toute fluctuation de densité de charge ou de champ électrique et l'on s'attend à observer des effets inhabituels liés à l'instabilité diélectrique du milieu .

Le modèle standard de l'effet Gunn tel qu'il ressort des articles originaux [I-2] à [I-5] des premiers physiciens qui ont contribué à sa découverte s'arrête à ce stade. Les auteurs démontrent l'existence d'une conductivité différentielle négative au sein du milieu semiconducteur et en déduisent que la diode Gunn présente un comportement de résistance différentielle négative pour des tensions de polarisation suffisantes. Nous reviendrons au chapitre V sur les problèmes posés par l'application aux diodes Gunn du concept de résistance différentielle négative. Quant aux effets spécifiques de l'instabilité diélectrique locale liée à la conductivité différentielle négative, ils n'ont pas été immédiatement pressentis par les théoriciens et il a fallu attendre la découverte expérimentale de l'effet puis les confirmations venant des premières campagnes de simulation numérique pour que les concepts de domaine d'accumulation de charges et de transit de tels domaines soient explicitement associés aux manifestations oscillatoires de l'effet Gunn. L'explication en est que les premiers travaux théoriques sont l'oeuvre de physiciens des semiconducteurs et que ces travaux se sont restreints à une approche électrodynamique linéaire et stationnaire. Les limites de leur description des manifestations de l'effet coïncident d'ailleurs précisément avec les limites de l'utilisation d'une théorie linéaire lorsqu'elle tente d'aborder un phénomène instationnaire ou non-linéaire. La théorie linéaire permet bien de prédire les seuils au-delà desquels se manifeste une instabilité mais se révèle impuissante à étudier le système physique dans ses domaines d'instabilité.

Dans le cas de l'effet Gunn, il s'agit d'analyser l'évolution du gaz électronique en régime d'instabilité diélectrique. L'intuition permet aisément de concevoir qu'une région d'un milieu conducteur dans laquelle se manifeste une instabilité diélectrique est le lieu d'une inflation locale de la densité de porteurs mobiles, ces porteurs en excès étant nécessairement prélevés dans les régions conductrices stables avoisinantes. On s'attend donc à voir se former des domaines d'accumulation de porteurs. On s'attend aussi à ce que, du fait du fort champ électrique de polarisation nécessaire pour déclencher le transfert intervallée, les charges du domaine soient soumises à d'intenses forces électriques qui les entraînent vers l'anode.

Les confirmations de ces deux aspects de l'effet Gunn sont venues tout d'abord des observations expérimentales de passage de domaines chargés devant des sondes électrométriques [I-1], [I-20], [I-21] et ont été rapidement confortées par les premiers résultats de simulation numérique [I-16].

Les simulations beaucoup plus précises effectuées il ya quelques années [I-29] à [I-31] ont montré que la genèse et le transit des domaines chargés dans une structure semiconductrice soumise à l'effet Gunn diffèrent significativement selon le mode adopté pour l'injection des électrons. Dans les deux paragraphes qui suivent, nous examinons les conditions dans lesquelles peuvent se former un ou plusieurs domaines chargés dans un barreau de semiconducteur dans le cas des deux configurations les plus classiques d'injection des porteurs : l'injecteur N^+N et le contact limitant.

1.2.4) Effet Gunn dans un barreau $N^+N N^+$ muni de deux contacts ohmiques à ses extrémités:

La technique la plus répandue pour prendre un contact sur un semiconducteur consiste à effectuer un dépôt métallique sur une région très dopée du semiconducteur (*figure 7*). Les électrons peuvent alors franchir la barrière de potentiel de contact métal / semiconducteur par effet tunnel à travers la très fine zone de charge d'espace présente du côté semiconducteur. Il s'ensuit que le plus simple dispositif dans lequel on puisse observer l'effet Gunn est un barreau de semiconducteur de type N, muni à ses deux extrémités de régions N^+ auxquelles ont été directement accolées des régions métalliques faisant office de cathode et d'anode. Ce dispositif est appelé diode Gunn $N^+N N^+$.

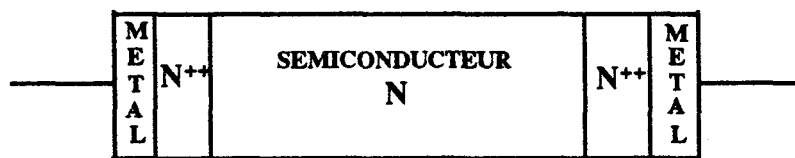


FIGURE 7:

Configuration classique de prise de contact sur un barreau semiconducteur

Si le rapport des niveaux de dopage respectifs des couches N^{++} et de la couche active est suffisamment élevé, dans toute la gamme des polarisations applicables sans claquage, le champ électrique reste extrêmement faible dans les régions métalliques et les régions N^{++} et l'essentiel de la tension appliquée aux bornes du dispositif correspondant à la circulation du champ électrique dans la région N. Si l'on applique de faibles tensions aux bornes du dispositif, le volume du matériau reste électriquement neutre partout sauf dans des régions étroites proches des interfaces métal / semiconducteur s'étendant sur des distances de l'ordre du nanomètre et près des interfaces $N^+ N$ où se forment, à la cathode, une couche d'accumulation d'électrons mobiles et, à l'anode, une couche de déplétion conduisant à un excès local de charges positives dues aux centres donneurs ionisés fixes. L'allure des profils des densités de charge et du champ électrique est alors celle représentée en (*figure 8*).

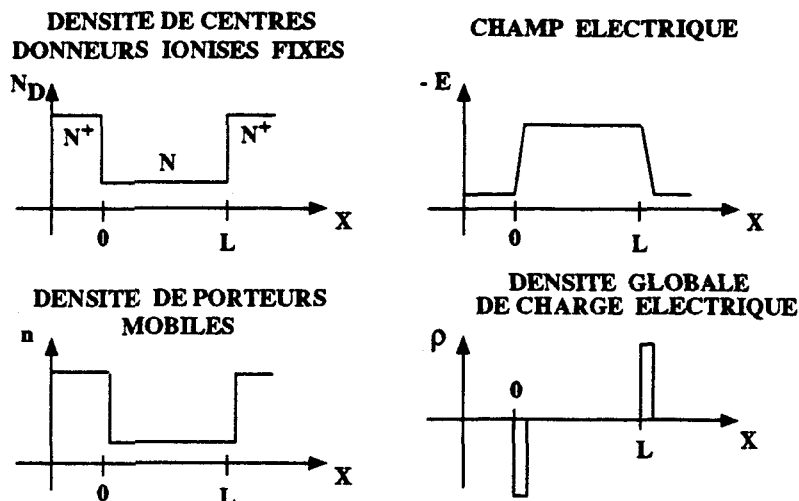


FIGURE 8:

Profils de densité de charge et de champ électrique dans un barreau N^+NN^+ soumis à une faible polarisation

Le champ électrique étant faible dans la région N^{++} située en amont de la cathode, les électrons arrivent dans la couche active du dispositif avec une énergie cinétique moyenne ou température électronique faible, proche de la température vibrationnelle du réseau. Sous l'effet du travail de la force électrique, l'énergie cinétique moyenne et la vitesse d'entraînement des électrons augmentent au fur et à mesure de leur pénétration dans la couche active.

En régime stationnaire, la conservation de la densité de courant impose que le produit de la densité électronique par la vitesse d'entraînement reste constant. En conséquence, les évolutions, au voisinage de la cathode, du champ $E(x)$, de la densité de porteurs $n(x)$ et de l'énergie cinétique de ces porteurs sont liées par un système de relations non linéaires:

$$E = -\int (e / \epsilon) \cdot n(x) \cdot dx \quad v^2(x) = -\int (e / m^*) \cdot E(x) \cdot dx \quad n(x) = (j / e) \cdot (\alpha \cdot v)^{-1}(x)$$

La première équation traduit la loi de Poisson, la seconde, le théorème de l'énergie cinétique et la troisième la conservation de la charge. $v(x)$ désigne la vitesse moyenne quadratique des porteurs et le paramètre phénoménologique (α), qui ne peut être estimé qu'en utilisant des méthodes de simulation numériques de type Monte Carlo, rend compte du fait qu'à cause du fort taux de collisions élastiques, une augmentation de la vitesse quadratique isotrope des porteurs ne se traduit que très partiellement sur la vitesse d'entraînement anisotrope de ces porteurs. Ce système d'équations peut être résolu de manière littérale selon le mode de calcul développé en annexe [A1-1]. L'expression mathématique de la densité des porteurs au voisinage de la cathode est la suivante:

$$n(x) = n_0 \cdot (1 + x / \lambda)^{-2/3}$$

ce qui a pour conséquence que le profil de densité de charge décroît de manière progressive dans la couche active N à partir de la cathode N^+ .

Corrélativement, le champ électrique croît progressivement à partir de la cathode selon une loi du type:

$$E(x) = E_0 \cdot (1 + x / \lambda)^{1/3}$$

Il n'atteint la valeur limite de transfert E_1 qu'à une certaine distance L_1 de la cathode. En aval de cette abscisse, un transfert de porteurs peut se produire en direction des vallées secondaires, et il est "thermodynamiquement" favorisé. Un tel transfert n'est cependant pas immédiat et le flux de transfert est limité par la fréquence finie des collisions entre des porteurs en vallée principale et des phonons de grand vecteur d'onde. Pour un porteur situé en énergie juste au-dessus du seuil de transfert, la fréquence caractéristique de ces collisions a été estimée, grâce à des simulations numériques, à environ 1 THz pour une structure en semiconducteur InP. Il s'ensuit que le transfert intervallée est affecté d'un retard et que ce n'est qu'à une distance $L_1 + L_2$ de la cathode que la conductivité différentielle locale du semiconducteur peut devenir négative. Nous avons représenté ci-dessous à titre d'illustration un agrandissement des profils de densité de charge et de champ au voisinage de la cathode (*figure 9*).

On peut remarquer la croissance du champ électrique, la décroissance de la densité de porteurs et l'existence d'une région appelée zone morte d'extension $L_{ZM} = L_1 + L_2$, que doivent traverser les électrons avant de pouvoir participer à l'effet Gunn proprement dit.

En aval de l'abscisse L_{ZM} , le champ électrique étant supérieur à la limite E_1 , la plus grande partie de la population électronique va être transférée dans les vallées secondaires où la vitesse d'entraînement est réduite. Pour une tension de polarisation suffisante, la couche N est donc divisée en deux régions, une région "amont" ($X < L_{ZM}$) peuplée d'électrons "rapides", une région "aval" peuplée d'électrons "lents".

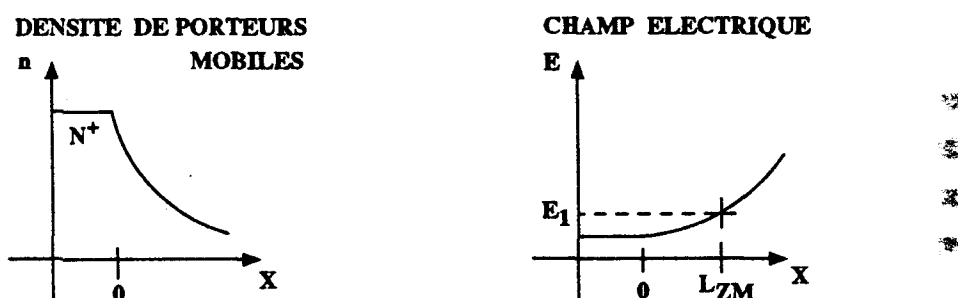


FIGURE 9:

Profils de densité de charge et de champ électrique directement en aval de la cathode avant formation d'un domaine chargé

Cette situation est instable: les électrons "rapides" situés juste en amont de la frontière ($x = L_{ZM}$) vont "rattraper" les électrons lents et devenir eux-mêmes "lents" et provoquer localement une accumulation de porteurs, laquelle constitue une rupture de l'électroneutralité locale du milieu. Cette charge accumulée agit sur la divergence du champ et donc sur le profil de champ électrique entraînant un abaissement de l'intensité du champ en amont et un renforcement du champ en aval (*figure 10*):

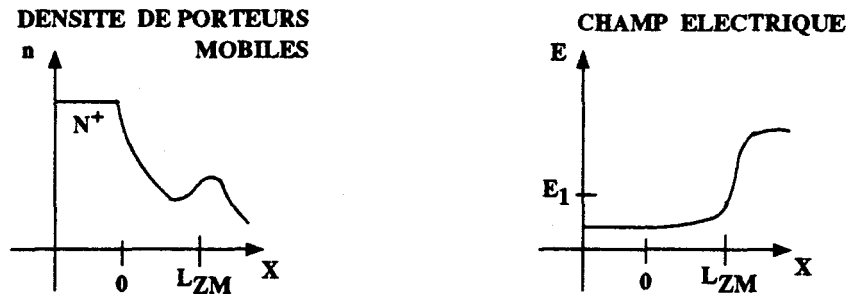


FIGURE 10:

Profils de densité de charge et de champ électrique après formation d'un domaine chargé

Ce qui était à l'origine une frontière de vitesse devient ainsi une frontière de champ électrique et le lieu d'une accumulation de porteurs chargés, accumulation que l'on appelle habituellement "domaine chargé". La présence de ce domaine est corrélée à celle d'une marche croissante de champ électrique.

En amont de cette marche le champ est faible et inférieur à E_1 , la conduction dans le milieu s'effectue donc selon un régime linéaire avec une conductivité du milieu positive et une densité de porteurs égale à la densité de donneurs ionisés. Il y a deux conséquences importantes de la faiblesse du champ électrique: d'une part il est impossible que l'on assiste à la formation d'un second domaine en amont du premier, d'autre part, la vitesse des électrons en amont s'affaiblit jusqu'à égaler la valeur de la vitesse en aval du domaine et la frontière de vitesse qui existait avant formation du domaine est progressivement remplacée, lors de la formation de celui-ci, par une frontière de champ électrique.

En aval du domaine, le champ est très fort et en général largement supérieur à la limite E_2 ; les porteurs sont en majorité dans les vallées secondaires où ils sont soumis à un régime de conduction linéaire avec une conductivité positive et faible, accompagnée d'une faible vitesse d'entraînement. Il est donc tout aussi impossible qu'un domaine chargé puisse se former en amont d'un autre domaine chargé.

Découle de ces considérations l'importante conclusion que la structure des profils de champ et de densité de charge dans un barreau N^+N^- muni de contacts ohmiques à chaque extrémité interdit la formation simultanée de plusieurs domaines chargés dans la région active du barreau.

La vitesse d'entraînement des porteurs est faible en amont comme en aval du domaine, pour de raisons différentes: faible intensité du champ électrique dans un cas, faible conductivité électrique locale dans l'autre, le profil des vitesses d'entraînement présente un maximum marqué au niveau du domaine. Ce domaine se déplace donc à une vitesse relativement élevée, caractéristique d'une population électronique soumise à un champ électrique pas trop élevé, et partiellement située en vallée principale. Il est intéressant de remarquer que le domaine "ratisse" les électrons qui se trouvent sur son passage au cours de son transit dans la couche active du barreau semiconducteur.

En effet, comme nous venons de le noter, les électrons situés en amont du domaine transitent avec une vitesse d'entraînement plus faible que la vitesse de transit du domaine. Ils peuvent donc être rejoints par celui-ci.

Autre remarque, le profil du champ au sein du domaine s'oppose à l'évasion d'électrons vers l'amont grâce au mécanisme suivant: si un porteur provenant de l'aval et situé en vallée secondaire pénètre, sous l'effet de la diffusion ou de la répulsion coulombienne dans la région à faible champ, il finit, sous l'effet des collisions inélastiques, par redescendre en vallée principale. Sa vitesse augmente alors brutalement, ce qui le conduit à rejoindre rapidement la région à fort champ électrique où il est à nouveau transféré en vallée secondaire. Ce mécanisme nous offre une image de la dynamique dans laquelle est entraînée la population électronique au voisinage de cette zone d'instabilité que constitue le domaine chargé. Les électrons du domaine ne sont pas dans des états stables en position ou en impulsion mais subissent des cycles de Liapunov dans l'espace des phases, ces cycles étant caractérisés par des transitions en moment (transfert intervallées) et des transitions en position (traversées d'un côté à l'autre du domaine). La théorie classique des systèmes oscillants non-linéaires indique clairement que ce type d'évolution cyclique dans l'espace des phases est caractéristique d'un système instable relaxateur (voir, par exemple, [I-36]).

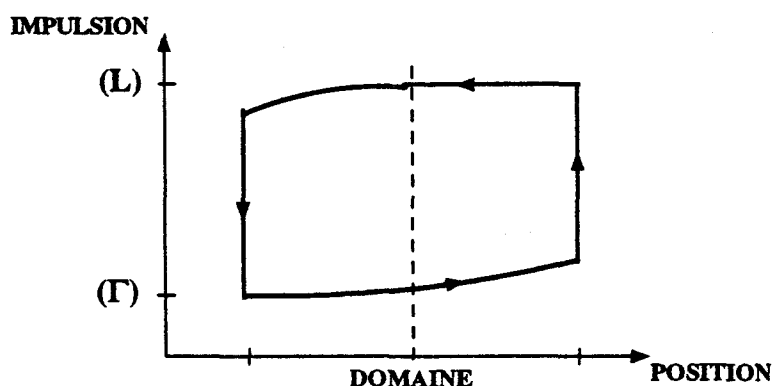


FIGURE 10:

Cycle de Liapunov subi par la population électronique agrégée au domaine chargé

Il s'agit d'un cycle de relaxation dont la période est régie par les deux constantes de temps de transfert ($\Gamma \rightarrow L$) sous fort champ et ($L \rightarrow \Gamma$) à faible champ, et par les constantes de temps d'accélération en vallée principale et de décélération en vallée secondaire.

Au sein du domaine chargé, il se produit une ségrégation entre les deux familles de porteurs, les porteurs situés dans la moitié amont évoluant essentiellement en vallée principale, ceux situés dans la moitié aval appartenant principalement aux vallées secondaires. La vitesse de transit du domaine est comprise entre les vitesses v_{vp} et v_{vs} et sa valeur précise dépend des durées moyennes de résidence des porteurs dans les deux types de vallées.

Les électrons rejoints par le domaine sont entraînés dans ce cycle et la charge accumulée croît au fur et à mesure du transit du domaine. Lorsque le domaine rejoint la couche N^+ située à l'anode, il pénètre dans une région à faible champ électrique où il devient métastable car il est soumis à une densité considérable de collisions sur les impuretés ionisées et subit de plus un écrantage rapide de la part du milieu qui est fortement conducteur. Sous l'effet cumulé de ces trois mécanismes, il s'annihile rapidement. Le profil de champ électrique recouvre alors quasi-instantanément son allure originelle, ce qui autorise la génération d'un nouveau domaine. Le cycle création / transit / annihilation des domaines correspond aux oscillations de courant observées expérimentalement lors du déroulement de l'effet Gunn.

L'ensemble des comportements caractéristiques de l'effet Gunn dans une structure N^+N^+ dont nous avons discuté les aspects qualitatifs est illustré de manière plus quantitative par les résultats des simulations tirées de [I-29] et [I-31] reproduits ci-dessous.

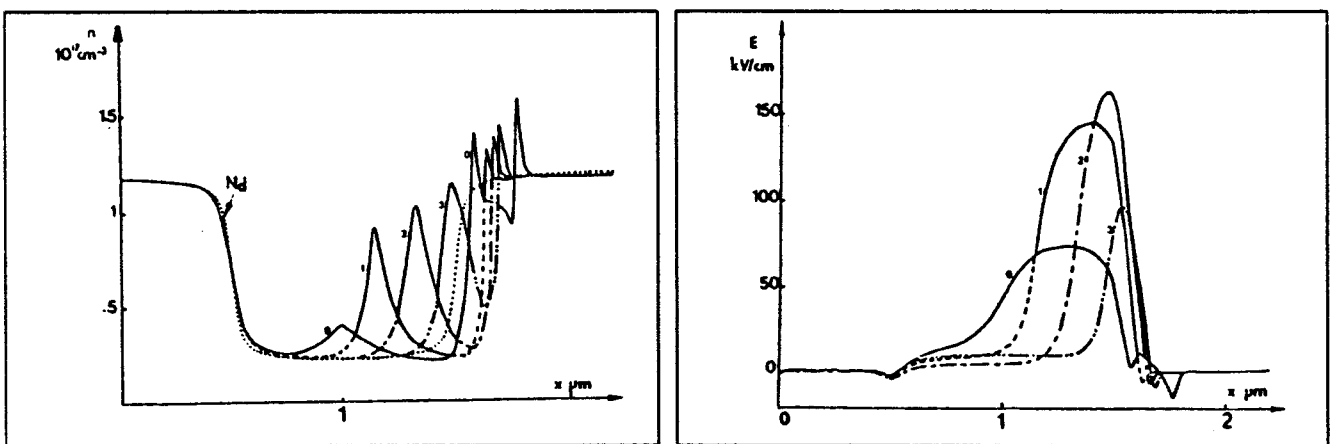


FIGURE 11:

Profils obtenus par simulation numérique de l'effet Gunn dans une structure N^+N^+ courte (d'après [I-29] et [I-31])

On met bien en évidence l'existence d'un seul domaine chargé de porteurs, l'extension non négligeable de la zone morte à faible champ en amont du domaine, la marche de champ électrique au niveau du domaine et la croissance de la charge du domaine au cours de son transit le long de la couche active du barreau semiconducteur.

1.2.5) Effet Gunn dans un barreau N^+N^+ dont la cathode comprend un dispositif de limitation de courant:

Le remplacement de la cathode N^+ par un dispositif limiteur de courant a pour effet de modifier complètement les caractéristiques de l'effet Gunn dans le barreau semiconducteur. Il existe plusieurs variétés de tels dispositifs limiteurs. Nous en passons en revue les principales familles au chapitre IV.

Pour rendre plus concrète la présentation qui suit, nous supposons qu'à la cathode de la structure, les électrons, en provenance d'une région fortement conductrice où leur densité est très forte et le champ électrique très faible, traversent une barrière de potentiel de faible hauteur avant de pénétrer dans la couche active N du barreau semiconducteur (figure 12).

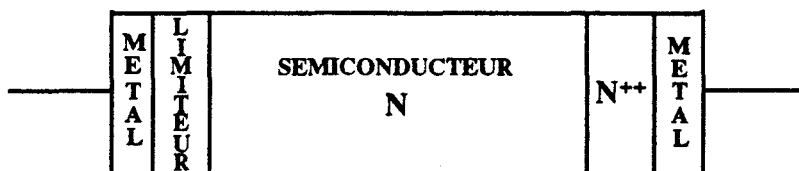


FIGURE 12:

Barreau muni à sa cathode d'un dispositif limiteur de courant

Aux faibles polarisations, la présence du dispositif limiteur a pour effet la création d'une région déplétée de porteurs dans le semiconducteur, immédiatement en aval de la cathode. Dans cette région déplétée, la charge d'espace développe un fort champ électrique décroissant de la cathode vers l'anode (figure 13). Un électron injecté par la cathode à faible énergie subit donc une brusque accélération et acquiert rapidement l'énergie nécessaire à son transfert en vallée secondaire. La zone morte est donc extrêmement réduite. Immédiatement en amont du domaine, le champ est abaissé mais, sous l'effet de la charge d'espace, il remonte et peut atteindre à nouveau la valeur E_1 vers la cathode si le domaine est suffisamment éloigné de celle-ci. Contrairement à ce qui est observé pour une structure $N^+N N^+$, un autre domaine peut ainsi apparaître en amont du premier.

Si la couche active est assez longue, le processus peut se répéter et le nombre de domaine présents dans la couche active n'est alors limité que par la longueur de cette couche et les constantes de temps de transfert intervallées.

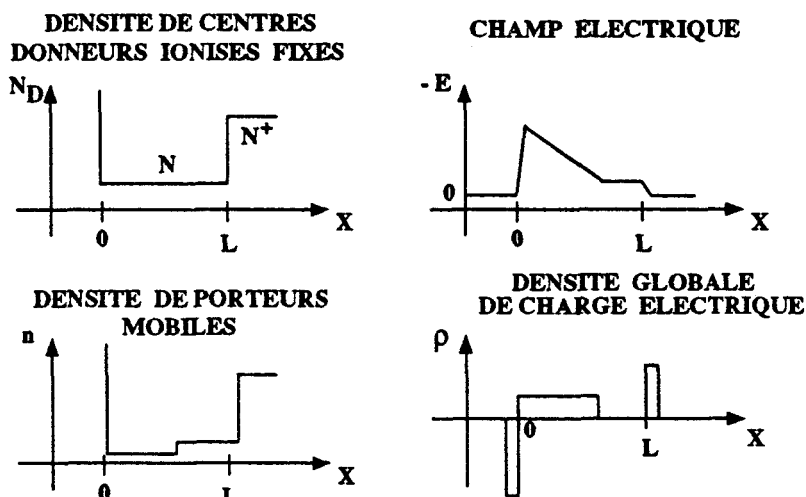


FIGURE 13:

Profils de densité de charge et de champ électrique avant formation de domaines

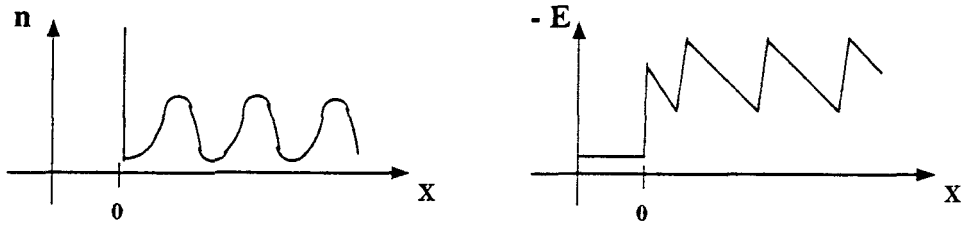


FIGURE 14:

Profils de densité de porteurs et de champ dans une structure à contact limitant en présence de domaines

On s'attend donc à ce que le profil de densité de porteurs présente une allure périodique avec des maxima centrés sur les domaines et à ce que le profil de champ électrique ait l'allure d'une succession de "dents de scie" avec des fronts raides montants au niveau des domaines et des rampes lentement descendantes entre deux domaines (*figure 14*). La présence d'un domaine ayant pour effet d'augmenter l'intensité du champ électrique immédiatement en aval, les électrons situés dans cette région sont rapidement transférés et leur vitesse d'entraînement est faible. Ils sont donc, comme dans le cas de la structure $N^+N^+N^+$, "recueillis" et annexés au domaine lors du transit de celui-ci et l'ensemble de la population du domaine subit le processus cyclique de transfert ($\Gamma \rightarrow L$)/($L \rightarrow \Gamma$) déjà décrit. Si un électron parvient à quitter un domaine et à parvenir dans une région aval où le champ électrique est faible, il peut redescendre en vallée principale et rejoindre le domaine suivant. Un certain flux d'électrons peut ainsi être transmis d'un domaine amont à un domaine aval.

A leur arrivée dans la couche N^+ située à l'anode, les domaines s'annihilent sans que leur disparition ait pour autre conséquence que de faire remonter le niveau du champ électrique dans l'ensemble de la couche active de la structure. Pour cette configuration à injection à travers une barrière de potentiel, on dispose des profils quantitatifs, issus aussi des travaux de simulation numérique [I-29] et [I-31] et représentés ci-dessous (*figure 15*). Ils ont trait à une structure de diode Gunn à contact limitant destinée à fonctionner vers 100 GHz en mode fondamental.

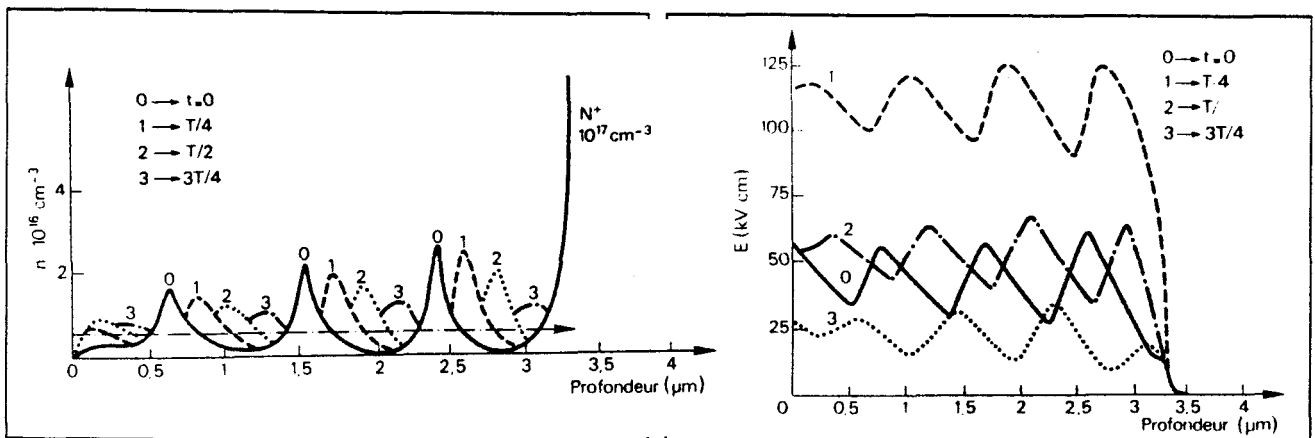


FIGURE 15:

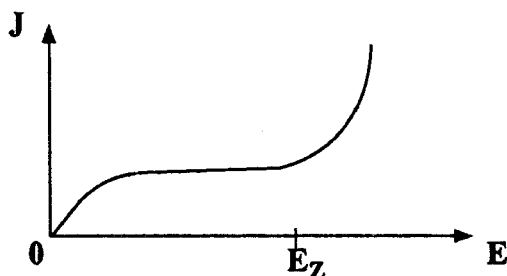
Profils obtenus par simulation numérique de l'effet Gunn dans une structure à contact limitant

Sur ces profils, on peut remarquer la faible extension de la zone morte, la présence simultanée de plusieurs domaines ainsi que les ondulations périodiques du champ électrique dont les fronts montants coïncident avec les ventres de densité de porteurs.

1.2.6) Phénomènes parasites susceptibles de faire obstacle à l'apparition de l'effet Gunn:

L'apparition de l'effet Gunn suppose, outre une configuration favorable de la structure de bande, que l'on soit en mesure d'appliquer dans le volume du semiconducteur des champs électriques d'intensité suffisante pour qu'un transfert intervallées significatif puisse se produire. Si le champ électrique seuil du transfert intervallées est trop élevé, par exemple parce que l'écart énergétique intervallées ΔE est important, des phénomènes de claquage peuvent se manifester avant l'effet de transfert. A l'inverse, si l'écart ΔE est très faible ($< 0,1$ eV), un transfert de population peut se produire à l'équilibre à température ambiante ou pour de faibles valeurs du champ électrique, ce qui affaiblit l'effet de conductivité différentielle négative et diminue l'efficacité de l'effet Gunn. Les phénomènes limitatifs possibles sont au moins au nombre de trois:

L'EFFET ZENER: L'effet Zener est essentiellement observé dans les semiconducteurs à petits gaps ($E_g < 0,9$ eV) où il est responsable des phénomènes de claquage des charges d'espace à forte tension. Il correspond à un transfert d'électrons à partir de la bande de valence jusque dans la bande de conduction par effet tunnel. En effet, à fort champ électrique, les orbitales moléculaires du cristal sont déformées et un recouvrement spatial peut se produire entre les fonctions d'onde des états du haut de la bande de valence et celles du bas de la bande de conduction qui sont normalement orthogonales. Quand ce recouvrement est suffisamment fort, le processus de génération de paires électrons-trous devient significatif, la densité de porteurs libres augmente et, avec elle, la densité de courant.



Cet effet empêche, par exemple, l'observation de l'effet Gunn dans InSb et explique qu'il faille appliquer une forte pression sur le semiconducteur InAs pour obtenir un effet Gunn significatif. La forte pression a dans ce cas pour effet de diminuer l'écart ΔE et de faire descendre le champ seuil de l'effet de transfert intervallées au-dessous du champ limite E_Z de déclenchement de l'effet Zener.

L'IONISATION PAR AVALANCHE: A fort champ électrique, l'énergie cinétique "individuelle" de chaque électron de la bande de conduction est élevée et des collisions deviennent possibles entre électrons de la bande de conduction et électrons de la bande de valence, conduisant à des créations de paires électron-trou et à une augmentation rapide de la densité de courant. Le processus étant une émission de paires électron-trou "stimulée" par les densités locales de porteurs, il peut devenir sur-critique et conduire à une réduction brutale de la résistivité du milieu. C'est le processus responsable du claquage dans les charges d'espace à forte tension dans le volume des semiconducteurs à gap moyen (typiquement entre 0,9 et 2,5 eV). L'expérience a montré la validité approximative de la règle suivante [I-35], valable à température ambiante, à savoir que l'ionisation intervient avant le processus de transfert intervallées si l'écart énergétique intervallées est significativement supérieur à l'énergie de gap du semiconducteur. Fort heureusement, l'ionisation ne limite le transfert intervallées dans aucun des semiconducteurs dont la technologie est suffisamment maîtrisée à ce jour pour que l'on ait pu réaliser des diodes Gunn. Le problème se poserait certainement avec certains composés ternaires InAsP ou InAlAs.

LE TRANSFERT THERMIQUE INTERVALLEES: Dans certains semiconducteurs comme GaSb, $\text{Ga}_{0,6}\text{In}_{0,4}\text{P}$ ou $\text{Ga}_{0,6}\text{Al}_{0,4}\text{As}$, l'écart énergétique ΔE est tellement faible qu'un transfert thermique significatif peut avoir lieu sous le simple effet de la température ambiante ($kT = 25 \text{ meV}$). Il est clair que l'effet Gunn ne sera observé dans de tels semiconducteurs qu'à basse température et que son efficacité sera extrêmement réduite.

On peut, pour conclure ce paragraphe, énumérer les conditions qui régissent l'apparition de l'effet Gunn dans un matériau semiconducteur:

- la bande de conduction du semiconducteur doit présenter une ou des vallées principales de faible masse effective et donc de faible densité d'état
- la bande de conduction du semiconducteur doit présenter une ou des vallées secondaires de forte masse effective et de densité d'état effective nettement supérieure à celle de la (ou des) vallées principale(s)
- le champ électrique de déclenchement du transfert intervallée doit être inférieur au champ de claquage par ionisation ou effet Zener
- l'écart énergétique entre vallée principale et vallées secondaires doit être largement supérieur à l'énergie thermique ambiante, mais ne doit pas dépasser l'énergie de gap du semiconducteur.

I.3) DIODES GUNN:

L'exploitation de l'effet Gunn pour la fabrication d'oscillateurs ou d'amplificateurs hyperfréquence a mené à la fabrication de composants électroniques spécifiques qui ont été

progressivement optimisés pour permettre une mise en oeuvre aisée de l'effet. Dans leur grande majorité, les composants existants dédiés à l'effet Gunn comportent deux électrodes (anode et cathode) et sont donc désignés sous le vocable générique de diodes Gunn.

Lors de son utilisation, une diode Gunn est insérée dans un circuit hyperfréquence spécifique permettant une adaptation des impédances respectives de la diode et de la charge ainsi qu'une récupération optimale de la puissance émise ou amplifiée. Les caractéristiques d'une fonction active utilisant l'effet Gunn (émission, amplification,..) sont déterminées d'une part par des caractéristiques propres au composant et d'autre part par des facteurs liés à l'environnement dans lequel est inséré le composant.

Les caractéristiques propres à un composant (impédance dynamique, résistance thermique, rendement électrique de l'effet Gunn, fréquence d'émission) sont fonctions d'une part des caractères topologiques et géométriques de sa structure et d'autre part des propriétés physiques des matériaux dont il est constitué. Certains caractères sont communs à tous les composants à effet Gunn. La détermination des autres est l'objet du travail de conception du composant.

De manière universelle, les diodes Gunn sont toutes construites autour d'une structure centrale semiconductrice de type N relativement peu dopée, que l'on appelle la couche active de la diode. C'est au sein de cette couche que se produit l'effet de conductivité différentielle négative et le transit des domaines chargés.

On appelle "longueur" de cette couche sa dimension projetée sur un axe parallèle à la direction du champ électrique. Cette longueur définit la gamme des fréquences à laquelle on peut faire fonctionner la diode. Elle détermine aussi directement la tension applicable au composant et intervient donc au niveau l'impédance dynamique de celui-ci. Une grande longueur est favorable à une augmentation de l'impédance dynamique de la diode.

La section du composant, c'est à dire l'aire de la surface projetée perpendiculairement à la direction du champ électrique, détermine le courant qui va circuler dans le composant; c'est un autre facteur majeur qui intervient sur l'impédance interne du composant. A l'inverse de la longueur, une forte section contribue à une diminution de l'impédance dynamique de la diode.

Autre spécificité commune à toutes les diodes Gunn, la connexion électrique à l'anode est toujours réalisée par un contact ohmique entre un métal et le semiconducteur, alors qu'il est fréquent que soit disposé à la cathode un dispositif spécifique destiné à obtenir un régime d'injection optimisé.

Enfin et malheureusement, la grande faiblesse commune à tous les oscillateurs à diodes Gunn est leur rendement de conversion relativement modeste et d'autant plus réduit que la fréquence d'utilisation est élevée. Plusieurs effets contribuent à la chute des performances aux hautes fréquences. Une des limitations est surtout sensible aux hautes fréquences.

Elle provient de l'effet Gunn proprement dit et reflète la valeur finie des constantes de temps de transfert intervallées et des coefficients de transport du matériau semiconducteur. Une autre vient des pertes par effet Joule, croissantes avec la fréquence, dues au raccourcissement de la couche active du composant au sein de laquelle la zone morte occupe une place relative de plus en plus importante par rapport à la région de transit. Enfin, il se produit une inévitable chute des coefficients de qualité dans les circuits électromagnétiques à haute fréquence, ce qui ajoute aux pertes par effet Joule dans le composant des pertes par effet Joule dans le circuit hyperfréquence.

Vers 100 GHz, aucune réalisation expérimentale n'a conduit à des rendements supérieurs à 8 % et la moyenne de ce qui est obtenu avec des composants classiques ne dépasse pas 4%. Il en résulte que l'obtention de puissances même limitées nécessite la dissipation de puissances thermiques considérables et que les contraintes thermiques restreignent dès le départ la marge de manoeuvre dont on dispose lors de la conception du composant.

Par exemple, pour obtenir d'un oscillateur à 100 GHz un niveau de puissance utilisable d'environ 50 mW, on est amené à dissiper dans la diode Gunn et à évacuer de celle-ci une puissance thermique supérieure au Watt. Corrélativement, l'optimisation du rendement de l'effet Gunn dans une diode fonctionnant aux hautes fréquences impose un assez fort dopage de la couche active semiconductrice, ce qui signifie une forte densité de courant dans la diode et donc une forte densité de puissance dissipée. Comme les matériaux semiconducteurs qui présentent un effet Gunn efficace (III - V , II - VI) sont malheureusement assez peu résistants aux hautes températures, l'un des premiers impératifs qui oriente la conception d'une diode Gunn est la minimisation de la résistance thermique entre la couche active du composant et la structure dissipatrice.

Lorsque les problèmes thermiques ne sont pas prépondérants, par exemple aux basses fréquences, ce sont des considérations d'adaptation des impédances qui imposent des limitations à la taille du composant et donc à la puissance des dispositifs oscillateurs ou amplificateurs.

Demier aspect, particulièrement sensible dans le domaine millimétrique, la conception de certains types de diodes Gunn de puissance est compliquée par le fait que les dimensions du composant deviennent importantes par rapport à la longueur d'onde de l'oscillation émise, ce qui impose de recourir à des méthodes de conception et de simulation sophistiquées intégrant à la fois les effets non-linéaires du transport à fort champ électrique et les effets de propagation au sein même du composant. L'extension limitée des domaines d'utilisation des diodes Gunn, ainsi que la pression concurrentielle croissante qu'exercent les circuits à transistors sur les dispositifs à effet Gunn, a conduit les fabricants de ces composants à se limiter, en général, à l'utilisation des structures les plus simples. Seuls quelques essais de laboratoires ont exploré l'intérêt potentiel des structures plus complexes que nous décrirons dans les paragraphes qui suivent.

1.3.1) Choix du matériau semiconducteur:

Le choix du matériau semiconducteur utilisé pour la réalisation de la couche active de la diode Gunn est guidé d'une part par des considérations théoriques qui relient la structure de bande du semiconducteur parfait à sa composition chimique, d'autre part par l'existence d'un procédé mature de fabrication de ce semiconducteur et en particulier par l'existence d'un substrat adapté à ce matériau et enfin par des paramètres d'ordre technologique qui interdisent l'usage de certaines familles de composés. Comme nous allons le voir, à l'heure actuelle en 1990, les deux seuls composés réellement accessibles pour le développement d'une filière industrielle de diodes Gunn sont GaAs et InP.

LIEN ENTRE LA STRUCTURE DE BANDE ET LA COMPOSITION CHIMIQUE DES SEMICONDUCTEURS USUELS:

Les impératifs requis pour l'apparition de l'effet Gunn et résumés à la fin du paragraphe I.2 éliminent ab-initio certaines grandes familles de semiconducteurs en tant que candidats potentiels.

Par exemple, les semiconducteurs élémentaires de la colonne IV stables à température ambiante tels que C (tous types de diamants, graphite), SiC (cubique, hexagonal, polytypes), Si, Ge présentent tous une configuration de bande interdite à transition indirecte qui interdit l'effet Gunn. Les vallées principales sont toutes à fortes masses effectives et forte densité d'état alors que la vallée secondaire éventuelle est à faible masse effective et faible densité d'état.

Autre exemple, les semiconducteurs IV-VI qui présentent une bande interdite avec des transitions directes L-L ont tous des énergies de gap très faibles et incompatibles avec des champs de claquage satisfaisant et souffrent de l'absence de vallées secondaires à forte masse effective.

D'une manière plus générale, plusieurs tendances relient la configuration de la bande interdite à la composition chimique du matériau.

D'une part, les composés formés d'éléments légers présentent une forte énergie de liaison accompagnée de fortes énergies de transition en centre de zone de Brillouin. Cette tendance est bien vérifiée pour toutes les familles de semiconducteurs. La figure ci-dessous illustre l'effet de cette tendance dans le cas de la famille des composés III-V (*figure 16*). D'autre part, à numéro atomique moyen identique l'ionicité des liaisons chimiques d'un composé renforce l'énergie des transitions en frontière de zone de Brillouin. Cet effet est particulièrement sensible pour les directions de haute symétrie de l'espace réciproque qui correspondent aux axes cristallographique de faibles indices de Miller (familles $\langle 100 \rangle$, $\langle 111 \rangle$) et à des vallées locales de la bande de conduction. L'explication en est simplement donnée par la théorie élémentaire des structures de bandes dans l'approximation des électrons presque libres [I-34] [I-37].

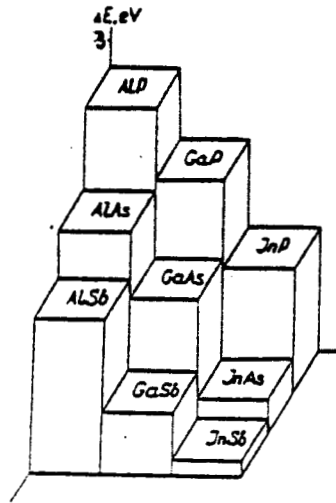


FIGURE 16

Energies des transitions interbandes en centre de zone de Brillouin des principaux composés semiconducteurs III-V

Perpendiculairement aux directions [100] et [111] d'un semiconducteur ionique, des plans cristallins formés d'éléments fortement électronégatifs alternent avec des plans d'éléments fortement électropositifs. Il en résulte un potentiel périodique électrostatique dont la composante fluctuante est fortement renforcée par rapport à celle qui est présente dans un semiconducteur covalent. L'énergie de transition interbande en bord de zone de Brillouin dont la valeur correspond approximativement au premier harmonique spatial de ce potentiel est donc croissante avec l'ionicté du composé. La conséquence de ceci est qu'à énergie de transition en centre de zone identique, alors que les semiconducteurs IV covalents vont présenter des énergies de transition en bord de zone plus faibles que l'énergie de transition en centre de zone, déjà la majorité des semiconducteurs III-V, un peu plus ioniques, vont adopter une configuration à gap direct, alors que les semiconducteurs II-VI, franchement plus ioniques, vont d'une part tous adopter la configuration directe à vallée principale en centre de zone et d'autre part présenter de très forts écarts énergétiques ΔE entre les vallées de leur bande de conduction.

La forte valeur de ΔE est un des éléments qui assurent l'efficacité de l'effet Gunn. Ce n'est pas le seul. Il faut aussi un fort champ de claquage, ce que l'on ne peut obtenir que dans les composés à grand gap, une masse effective faible en vallée principale et, autant que possible, une mobilité électronique élevée pour éviter les pertes par effet Joule, ces deux dernières vertus étant par contre l'apanage des composés plutôt covalents et à faible bande interdite. Un compromis est donc déjà nécessaire à ce stade où seuls des arguments d'ordre théorique ont été soulevés. Ce nécessaire compromis oriente le choix en faveur de quelques sous-familles de cristaux un peu ioniques et composés d'éléments chimiques pris autour du milieu des colonnes du tableau périodique à savoir, par exemple, les alliages d'éléments III (Ga, In) et V (As, P), les alliages d'éléments II (Zn, Cd) et d'éléments VI (S, Se, Te) pas trop légers.

Les tableaux de la *figure 17* résument les données de comparaison recueillies pour les principaux semiconducteurs classiques qui répondent aux critères définis ci-dessus.

Ces tableaux appellent plusieurs remarques. D'une part ils ne font que rassembler ce que l'on peut trouver dans la littérature existante, laquelle reste singulièrement limitée à environ une dizaine de composés bien connus. Pour un semiconducteur III-V comme InN, qui nous semble a priori devoir présenter des caractéristiques très intéressantes pour l'effet Gunn, en particulier grâce à un important écart énergétique ΔE et un fort champ de claquage E_C , la seule donnée que nous ayons pu recueillir est la valeur de l'énergie de gap (1,9 eV). Pour GaN, autre composé susceptible de performances potentielles extrêmement élevées dues à un champ de claquage très fort, il n'a pas été possible de trouver de valeurs expérimentales pour la masse effective des vallées secondaires. Entre autres exemples, il est fortement prévisible que certains composés semiconducteurs de la famille $(III)_2(VI)_3$ tels que Ga_2Se_3 ou Ga_2Te_3 (voir par exemple [I-38]) dont l'ionicité est intermédiaire entre celle des composés III-V et celle de la famille II-VI, présenteraient un ensemble de caractéristiques intéressantes pour l'effet Gunn mais les obstacles technologiques et économiques sont tels que les expérimentations qui permettraient de vérifier cette affirmation n'ont pas été effectuées et ne le seront pas dans un avenir proche. Ce ne sont que quelques cas particuliers qui reflètent un état de fait plus général. Il existe en fait bien des familles de semiconducteurs qui seraient théoriquement susceptibles de présenter des potentialités pour l'effet Gunn, mais pour la plupart, elles restent à l'heure actuelle largement inexplorées et l'on manque de données précises les concernant.

MAITRISE DU NIVEAU DE DOPAGE

La couche active d'une diode Gunn doit être réalisée dans un matériau semiconducteur de type N dont le niveau de dopage doit être relativement faible (10^{16}cm^{-3} pour une diode Gunn InP 100 GHz) et bien contrôlé. Le contrôle d'un tel niveau de dopage dans un semiconducteur IV épitaxié ne pose plus guère de problème depuis que la pureté chimique des précurseurs et matériaux de départ a été améliorée. Dans des semiconducteurs composés d'éléments d'électronégativité très différente, il est bien connu que les lacunes ou les éléments interstitiels peuvent présenter des configurations dans lesquelles ils jouent le rôle de centres donneurs ou accepteurs. Dans les semiconducteurs III-V de gap fort ou moyen, l'énergie de formation des lacunes est très élevée et l'énergie de cohésion tellement forte que la densité volumique de ces lacunes ou interstitiels reste faible aux températures éloignées du point de fusion. Par exemple dans GaAs ou InP comme dans la plupart des composés III-V que l'on sait épitaxier, la contribution des états de charge des défauts intrinsèques élémentaires n'est pas habituellement observable; elle est toujours masquée par les niveaux d'impuretés résiduelles. Au contraire, dans les composés II-VI et les autres composés de forte ionicité tels que les IV-VI et les I-VII, la densité de défauts intrinsèque est plus élevée, même si elle ne met en jeu qu'une fraction modeste des sites du cristal.

III - V

COMPOSE	E_g	ΔE	E_C	m^*_{VP}	m^*_{VS}	v_D	$\mu_e (N_D=10^{18} \text{cm}^{-3})$
	(eV)	(eV)	(V.m ⁻¹)	(m_0)	(m_0)	(m.s ⁻¹)	(cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)
GaN	3,45	0,8	2.10^6	0,22	0,8 ?	2.10^5	150
Ga _{0,5} In _{0,5} P	1,9	0,1	6.10^5	0,11	0,45	10^5	1000
GaAs	1,42	0,3	3.10^5	0,07	0,5	$1,5.10^5$	3000
InP	1,35	0,5	5.10^5	0,08	0,8	2.10^5	2000
Ga _{0,5} In _{0,5} As	0,75	0,55	2.10^5	0,04	0,5	3.10^5	5000

II-VI

COMPOSE	E_g	ΔE	E_C	m^*_{VP}	m^*_{VS}	v_D	$\mu_e (N_D=10^{18} \text{cm}^{-3})$
	(eV)	(eV)	(V.m ⁻¹)	(m_0)	(m_0)	(m.s ⁻¹)	(cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)
ZnS	3,84	0,8	—	0,27	—	—	<200
ZnSe	2,80	0,5	6.10^5	0,17	—	—	<500
ZnTe	2,38	0,3	—	0,17	—	—	<500
CdS	2,58	0,5	—	0,17	—	—	<500
CdSe	1,84	0,55	—	0,13	—	—	<500
CdTe	1,6	0,55	$\sim 4.10^5$	0,16	—	$\sim 10^5$	~ 500

FIGURE 17

Tableaux comparatifs des paramètres déterminants de l'effet Gunn pour les principaux semiconducteurs III-V et II-VI

Pour une densité typique de sites cristallins de $5 \cdot 10^{22} \text{cm}^{-3}$, un défaut de stoechiométrie de 10^{-4} , qui représente un excellent degré de contrôle des conditions de croissance peut avoir un effet analogue à un niveau de donneurs ou d'accepteurs de 10^{18}cm^{-3} . Pour la plupart de ces composés II-VI, maîtriser la reproductibilité d'un niveau de dopage de l'ordre de 10^{16}cm^{-3} n'est pas imaginable dans l'état actuel de nos connaissances. Pour ZnSe, le meilleur résultat publié à ce jour [I-39] mentionne l'obtention d'un niveau de 10^{17}cm^{-3} sans commentaire sur la reproductibilité de cette performance. Il faut signaler en plus que tout traitement thermique, - le process de fabrication de diodes Gunn en nécessite au moins un pour la réalisation de contacts ohmiques peu résistifs - risque de modifier l'équilibre entre centres donneurs et accepteurs et de changer dramatiquement le type et le niveau de dopage de la couche active de la diode Gunn. La maîtrise délicate et insuffisante du niveau de dopage dans les composés semiconducteurs de la famille II-VI constitue donc actuellement un obstacle apparemment insurmontable à la mise en place d'une filière de fabrication de diodes Gunn tirant parti des propriétés de ces composés.

EXISTENCE D'UN SUBSTRAT "ADAPTE" AU SEMICONDUCTEUR

Seuls les semiconducteurs monocristallins présentent une structure de bande franche et des propriétés de transport qui permettent l'observation ou l'exploitation de l'effet Gunn.

La couche active d'une diode Gunn destinée à produire des oscillations hyperfréquences doit présenter une épaisseur de l'ordre de 1 à 50 μm et, comme nous l'avons exposé au paragraphe I.2, elle doit être adjacente à au moins une couche fortement conductrice munie d'un contact ohmique. Son niveau de dopage et son épaisseur doivent être bien contrôlés. La seule méthode de fabrication de cette couche active qui se soit révélée compatible avec toutes ces exigences repose sur une étape d'épitaxie au cours de laquelle un dépôt monocristallin est réalisé sur un substrat.

L'analyse des profils de champ électrique dans les structures soumises à un effet Gunn (I.2) nous a déjà conduit à insister sur l'inhomogénéité du champ et sur les fortes valeurs qu'il atteint soit vers l'anode, soit dans d'autres régions de la couche active de la diode. On ne peut donc pas tolérer que la tenue diélectrique du matériau soit affaiblie par la présence d'une grande densité de défauts de structure ou d'impuretés dues à la "décoration" de tels défauts. Les procédés d'hétéroépitaxie, c'est à dire d'épitaxie de monocristaux sur des substrats désadaptés en paramètre de réseau ou en coefficient de dilatation thermique, qui ont fait l'objet d'une intense activité de recherche au cours des cinq dernières années, n'ont toujours pas atteint un stade de réelle maturité et, à l'exception d'une ou deux publications très récentes dont les résultats sont encore à confirmer, les meilleures couches hétéroépitaxiales produites ne présentent pas des densités de dislocations inférieures à 10^6cm^{-2} . De telles densités étant incompatibles avec une rigidité diélectrique satisfaisante de la couche active.

Les seules structures à ce jour réellement exploitables pour la fabrication de diodes Gunn sont celles qui sont réalisées par homoépitaxie, c'est à dire épitaxie d'un semiconducteur de composition chimique identique à celle du substrat ou épitaxie d'un composé adapté au substrat à la fois pour ce qui regarde le paramètre de réseau et sous l'angle du coefficient de dilatation thermique. La variété des matériaux semiconducteurs accessibles est de ce fait dramatiquement limitée par la disponibilité des substrats de départ.

Aucun semiconducteur connu présentant un effet Gunn notable n'est adapté aux substrats semiconducteurs élémentaires tels que le silicium ou le germanium. Par ailleurs, d'une part aucun substrat métallique monocristallin n'est disponible sur le marché, d'autre part les quelques publications relatives aux épitaxies sur de tels substrats ne représentent pas un acquis permettant de lancer une recherche finalisée basée sur de tels procédés. A l'autre extrême, les méthodes de synthèse de cristaux massifs de composés ternaires ou quaternaires en sont encore à un stade pré-embryonnaire, les plus crédibles mettant en jeu des procédés de tirage en apesanteur dont la généralisation tardera à venir. Ne sont donc potentiellement disponibles que des substrats monocristallins de composés binaires. Sachant que l'épitaxie du semiconducteur nécessite de porter le substrat à des températures de plusieurs centaines de degrés Celsius (typiquement 500 à 700 °C), et que l'on doit éliminer du champ d'investigation tous les matériaux qui contiendraient des éléments susceptibles de migrer par diffusion dans le semiconducteur, les degrés de libertés dans le choix d'un couple semiconducteur / substrat sont extrêmement peu nombreux et ce d'autant plus que certaines homoépitaxies sont a priori prohibées à cause de la mauvaise qualité ou du coût prohibitif des substrats. C'est là un second argument en défaveur des semiconducteurs II-VI dont les substrats sont très difficiles à réaliser, présentent généralement de fortes densités de défauts cristallins et sont très coûteux.

CRITERES D'ORDRE TECHNOLOGIQUE:

En dehors des critères déjà étudiés qui ressortent principalement de considérations théoriques, lorsqu'on aborde la conception d'un procédé de fabrication de diodes Gunn, de nombreux problèmes supplémentaires liés au matériau semiconducteur apparaissent dont certains ne présentent de solutions connues que pour une variété restreinte de composés. Par exemple, il est bien connu que les solides ioniques, par exemple les composés II-VI, sont hygroscopiques. Or il est difficile d'imaginer une technologie excluant toute étape d'attaque ou de nettoyage en solution aqueuse.

Il a aussi été observé que les matériaux semiconducteurs issus des deux familles II-VI et IV-VI présentent une mauvaise tenue mécanique. Les composés III-V comme InP et GaAs sont moins fragiles, bien que InP le soit plus que GaAs.

La stabilité thermique des composés binaires est affaiblie par rapport aux semiconducteurs élémentaires comme le silicium.

Par exemple, si l'on porte GaN à une température supérieure à 600°C, l'azote s'évapore préférentiellement et il en est de même pour GaAs qui perd son arsenic à partir de 400 °C et pour InP dont le phosphore s'échappe vers 300 °C.

CONCLUSION: CHOIX ENTRE GaAs et InP

L'ensemble de ces considérations explique l'extrême pauvreté des combinaisons semiconducteur / substrat qui ont effectivement fait l'objet d'expérimentations pour l'effet Gunn en laboratoire. Les seuls substrats dont l'utilisation soit envisageable dans l'optique d'un développement industriel, c'est à dire pour lesquels l'approvisionnement des substrats puisse être assuré par plusieurs fournisseurs, sont GaAs, InP et CdTe. Les seuls semiconducteurs pour lesquels soit maîtrisé un procédé d'épitaxie crédible sont GaAs / GaAs, InP / InP, GaInAs / InP et CdTe / CdTe. Nous avons exprimé de nombreuses réticences vis à vis des composés II-VI, qui justifient l'élimination de CdTe. Il ne reste que GaAs, InP et GaInAs, semiconducteurs dont les potentialités et en particulier l'évolution du rendement de l'effet Gunn en fonction de la fréquence ont été comparées [I-31]. De cette étude il ressort que GaInAs est un matériau potentiellement intéressant pour l'effet Gunn mais que la chute du rendement de l'effet aux hautes fréquences dans ce matériau ne permet son utilisation pour notre étude qui concerne des diodes destinées à osciller en régime fondamental vers 100 GHz. Il en ressort également que les potentialités de InP à de telles fréquences sont largement supérieures à celles de GaAs et de fait, aucune publication ne fait état d'oscillateur à diode Gunn GaAs en structure $N^+N^+N^+$ ayant fonctionné en mode fondamental à une fréquence supérieure à 70 GHz. Les seuls dispositifs oscillateurs à 100 GHz à diodes GaAs fonctionnent de fait en régime harmonique de rang 2.

Des diodes GaAs $N^+N^+N^+$ dont la fréquence fondamentale est située vers 50 GHz ont été étudiées et optimisées pour un fonctionnement en harmonique 2, puis industrialisées et sont apparues sur le marché commercial il y a plus de dix ans. Leurs performances en oscillations libres vers 100 GHz sont médiocres et très dépendantes du circuit hyperfréquence dans lequel elles sont insérées. Si le niveau de bruit est satisfaisant, le niveau de puissance reste faible (<30 mW pour les diodes commercialisées) et surtout, le rendement de conversion est particulièrement désastreux, restant toujours inférieur à 1%. Pour améliorer ce rendement et le niveau de puissance, une première voie consiste à perfectionner l'injection des électrons dans les diodes GaAs.

C'est la voie qui a été explorée récemment avec succès par KELLY et al. (voir chapitre III) . Les performances des oscillateurs qui utilisent de telles diodes sont meilleures en matière de rendement et de puissance d'émission mais ces oscillateurs à diodes GaAs continuent à fonctionner en régime de second harmonique, et il demeure très difficile de les utiliser comme amplificateurs en mode synchronisé.

Le mode de fonctionnement amplificateur en mode synchronisé est l'une des fonctions principales dans une chaîne d'émission et dans cette fonction, les diodes Gunn fonctionnant en régime fondamental sont actuellement irremplaçables. Cette motivation opérationnelle s'est ajoutée aux considérations théoriques précédentes pour imposer l'étude de diodes Gunn à couche active InP, ce point de vue étant conforté par le fait qu'au moment où ont débuté nos travaux, les oscillateurs à diodes InP à injection par contact limitant métal/semiconducteur commercialisées par VARIAN présentaient en mode fondamental un rendement de conversion huit fois supérieur à celui des oscillateurs à diodes GaAs $N^+N^+N^+$ disponibles sur le marché.

1.3.2) Injection des électrons:

Le mode d'injection des électrons est, avec le choix du matériau semiconducteur, le facteur qui influence l'efficacité de l'effet Gunn au sein d'une diode. Le mode le plus simple fait appel à une couche fortement dopée N^+ interposée entre un contact ohmique métallique et la couche active peu dopée de la diode. La structure épitaxiale présente alors un profil de dopage $N^+N^+N^+$. Corrélativement, la technologie de ces diodes à structure $N^+N^+N^+$ est relativement simple car la mise en place d'un dispositif de contrôle de l'injection à la cathode de la diode conduit nécessairement à l'adjonction d'étapes technologiques supplémentaires dans le processus de fabrication des diodes parfois accompagnée d'une complication de la structure épitaxiale de départ. Il est donc a priori plus facile de rendre reproductibles les caractéristiques électriques des composants à structure $N^+N^+N^+$. Cette relative simplicité au niveau de la fabrication des diodes est obtenue au prix d'une baisse significative des performances potentielles et l'étude menée a montré que les oscillateurs à diodes Gunn $N^+N^+N^+$ présentent des rendements de conversion effectivement inférieurs à ceux que l'on obtient avec des diodes à injection contrôlée, en particulier aux très hautes fréquences, l'origine en étant l'extension de la zone morte dans la couche active de la diode.

L'efficacité des diodes à injection par un contact limitant métallique est meilleure, mais la technologie en est délicate. Certains composants Gunn InP, ceux qui sont produits et commercialisés par la firme VARIAN, utilisent un tel procédé d'injection. Le contact de cathode de ces diodes met en jeu un alliage métallique thermiquement instable et il est à craindre que l'évolution de cet alliage soumis à de fortes températures lorsque la diode est en fonctionnement ne donne lieu à une dérive à long terme des caractéristiques électriques de l'oscillateur ou puisse être la cause de problèmes de reproductibilité de ces caractéristiques pour des composants issus de tranches distinctes.

Les injecteurs à hétérojonction en direct ou à structure P^+/N de type "CAMEL" n'ont été expérimentés que depuis peu et n'ont donné de résultats satisfaisants que pour des diodes GaAs. Les procédés d'épitaxie qui permettraient la mise en oeuvre de tels injecteurs sur des diodes InP ne sont pas encore parvenus à un stade de maturité suffisant pour que l'on ait pu réaliser et mesurer des composants, même en laboratoire.

L'expérience préliminaire de notre laboratoire en matière de diodes Gunn InP était extrêmement limitée. Pour démarrer notre étude, il a été choisi d'étudier d'abord des diodes à structure $N^+N^-N^+$ de manière à ne pas superposer aux nombreux problèmes d'épitaxie et de technologie d'autres incertitudes provenant d'un dispositif d'injection complexe. L'exposé des résultats obtenus au cours de ce premier stade de l'étude, fait l'objet du chapitre II. Nous appuyant sur cet acquis, nous avons décidé de tenter une optimisation du mode d'injection des électrons dans les diodes Gunn InP. Pour ce faire, nous avons mené une réflexion sur les principaux dispositifs d'injection, réflexion dont les principaux aspects sont développés au chapitre III, à la suite de laquelle il a été décidé d'étudier un injecteur à hétérojonction GaInAs / InP en inverse. Les développements et résultats du programme d'étude spécifique relatif à cet injecteur sont exposés au chapitre IV.

1.3.3) Choix d'une géométrie:

Diverses géométries ont été proposées pour la réalisation des diodes Gunn [I-37]⁴⁰. La plupart se sont révélées inadaptées à la fabrication des diodes fonctionnant vers 100 GHz à cause de la densité considérable de puissance thermique à évacuer de ces diodes vers le milieu ambiant.

On distingue deux grandes familles de géométries possibles selon que les flux de chaleur et de courant électrique au sein du composant sont orthogonaux (géométrie dite "horizontale" ou "planar") ou colinéaires (géométrie dite "verticale"), comme l'illustre la figure 18 ci-dessous.

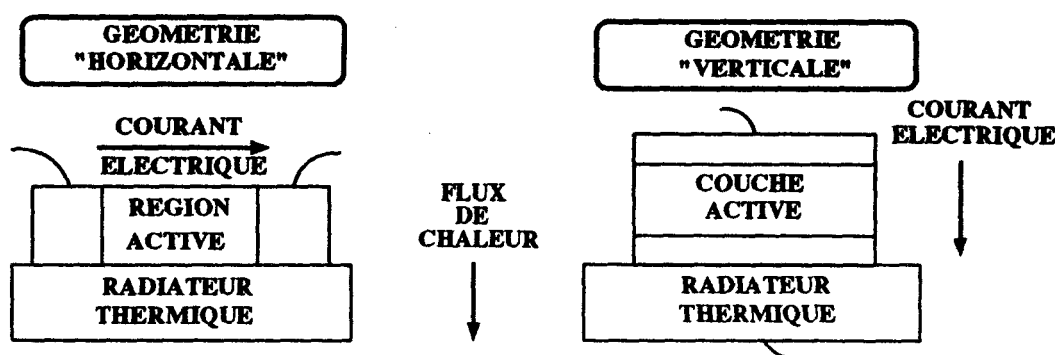


FIGURE 18

Les deux familles de géométries de composants électroniques

Les géométries verticales sont à priori bien adaptées aux structures de dissipateurs thermiques qui conduisent bien le courant électrique alors que les géométries horizontales sont mieux adaptées aux dissipateurs isolants. Les matériaux de bonne conductivité thermique convenant à la réalisation du dissipateur peuvent être soit des isolants comme le diamant ou le carbure de silicium, soit des métaux comme le cuivre, l'argent ou l'or.

Le cuivre et l'argent sont sujets à oxydation et ne sont pas utilisables pour des composants devant fonctionner plusieurs milliers d'heures en atmosphère non contrôlée. Le diamant n'est disponible qu'en plaques de petites dimensions très onéreuses et il est a priori difficile d'assurer entre une structure semiconductrice et une telle plaque de diamant un contact thermique permettant de profiter de l'excellente conductivité thermique du diamant. On pourrait envisager à déposer directement sur le radiateur les couches semiconductrices, mais la région active du composant qui est réalisée dans un semiconducteur III-V ou II-VI doit être synthétisée par épitaxie et l'on ne sait pas actuellement réaliser un telle épitaxie sur substrat Or, ni sur Diamant, ni sur SiC. On ne sait pas non plus rapporter directement de façon satisfaisante une plaque de matériau dissipateur sur une plaque de semiconducteur III-V ou II-VI.

Les méthodes de thermocompression ou de collage moléculaire sous vide utilisables sur le silicium demandent soit de trop fortes pressions, soit de trop fortes températures, pour être applicables à ces matériaux fragiles. Le seul procédé que l'on connaisse consiste à thermocomprimer ou à braser le semiconducteur métallisé sur le diamant métallisé. Cette technique ne peut être appliquée qu'à des composants individualisés, ce qui va à l'encontre des procédés collectifs de fabrication des composants et grève considérablement les coûts de fabrication.

On est donc contraint à fabriquer le radiateur sur la structure épitaxiée et les techniques permettant un tel dépôt sont encore peu nombreuses et mal maîtrisées. Les dépôts de diamant ou de carbure de silicium constituent un domaine de recherche intense, mais les vitesses de dépôt des procédés industriels actuels ne permettent pas d'élaborer des couches de bonne conductivité thermique et d'au moins 10 μm d'épaisseur nécessaires pour le refroidissement des diodes Gunn. En attendant la disponibilité de tels procédés, la seule voie ouverte est celle du dépôt d'or par électrolyse à température assez élevée (environ 50 °C) dans des bains cyanurés. On sait déposer par cette technique des couches d'or de plusieurs dizaines de micromètres sur une surface de semiconducteur préalablement métallisée par évaporation ou pulvérisation sous vide. En conséquence, on ne sait fabriquer à l'heure actuelle que des structures dissipatrices conductrices. Il s'ensuit que la seule famille de géométries permettant un refroidissement efficace du composant est la structure verticale.

Cette famille offre trois variantes, la géométrie cylindrique, la géométrie torique et la géométrie "ruban" ou "mur" (*figure 19*). La géométrie cylindrique est la plus simple. La section du cylindre est en général circulaire de manière à éviter les effets de "pointe" susceptibles de se produire dans la région à fort champ de la couche active. Si l'on adopte cette géométrie, on est confronté à une limitation thermique qui oblige, pour maintenir la température de fonctionnement du composant au-dessous d'une température maximale fixée, à limiter le diamètre du cylindre au-dessous d'une valeur limite.

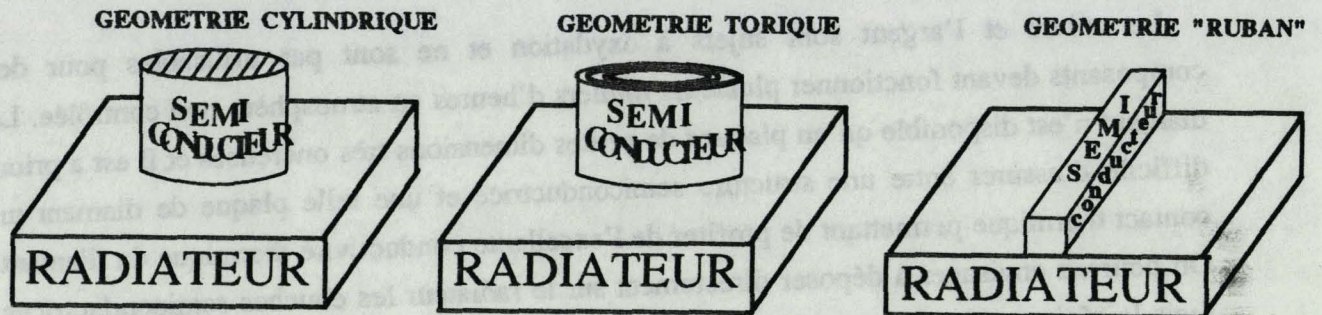


FIGURE 19

Les trois géométries verticales

La conséquence pratique en est que les performances du composant en matière de puissance sont intrinsèquement limitées lorsque l'on a choisi la structure épitaxiale, l'injecteur et le matériau du radiateur. En effet, la résistance thermique du composant cylindrique vers le milieu ambiant décroît sensiblement comme le diamètre du cylindre alors que, pour une diode Gunn, la densité surfacique de puissance thermique dissipée croît comme le courant dans la diode, c'est à dire comme le carré de ce diamètre. La température de la couche active de la diode polarisée croît donc de manière à peu près proportionnelle au diamètre de la diode.

On peut repousser cette limite en adoptant une géométrie torique ou annulaire. A température fixée, plus on augmente le rapport (D/e) entre le diamètre et l'épaisseur de l'anneau, plus on augmente le diamètre critique et donc la puissance thermique dissipable dans la diode. Cette géométrie est utilisée pour les diodes IMPATT GaAs aux basses fréquences mais comme elle rend mécaniquement plus fragile la diode et plus difficile la prise du contact supérieure, elle n'est pas utilisée pour la réalisation de diodes Gunn aux hautes fréquences, et n'a donné lieu à aucune réalisation publiée sur un matériau fragile comme InP.

La géométrie "ruban" représente le cas limite d'un rapport (D/e) infini. A température de fonctionnement donnée, seule la densité linéique de puissance doit être limitée, le concepteur a le choix de donner au ruban la longueur qu'il souhaite et d'augmenter ainsi la puissance de la diode. Les difficultés liées à l'utilisation de cette géométrie doivent cependant être soulignées. D'une part, la réalisation d'un ruban étroit ($< 5 \mu\text{m}$) et la prise de contact dans de bonnes conditions sur un tel ruban sont délicates, particulièrement si la fréquence de fonctionnement visée est élevée car l'on doit minimiser les capacités parasites des plots de connection et les résistances d'accès à la couche active. D'autre part, à haute fréquence, la longueur du ruban n'est plus négligeable par rapport à la longueur d'onde électromagnétique dans le semiconducteur (1mm pour 100 GHz).

La conception du composant doit tenir compte des phénomènes propagatifs et l'on doit soit adapter l'impédance de charge à l'impédance caractéristique du ruban semiconducteur, soit adapter la longueur du ruban à la fréquence d'utilisation visée, ce qui fait qu'en définitive, la conception d'une diode Gunn de puissance à 100 GHz en géométrie "ruban" nécessite la conception d'un circuit monolithique hyperfréquence à 100 GHz, conception qui demande des moyens lourds de simulation et de mesure, ainsi qu'une masse importante de données expérimentales préliminaires. Cette dernière difficulté a découragé l'utilisation de la géométrie "ruban" pour la réalisation des diodes Gunn aux hautes fréquences. A l'heure actuelle, la totalité des diodes Gunn existantes est fabriquée dans la géométrie cylindrique par le procédé dit à radiateur intégré dans lequel chaque puce fabriquée est munie d'un radiateur thermique individuel en or qui est fabriqué en même temps que la puce et qui sert aussi d'électrode de contact.

Si les diodes Gunn continuent à être utilisées vers 100GHz et à faire l'objet de recherches, la géométrie "ruban" se révélera probablement le meilleur compromis et ce d'autant plus que cette géométrie autorise la mise en oeuvre de structures performantes pour l'injection des porteurs dans le semiconducteur. Compte tenu des objectifs à court et moyen terme de notre étude, nous avons dû nous restreindre à utiliser une géométrie cylindrique et une technologie à radiateur intégré.

1.3.4) Technologie à radiateur intégré:

Dans la technologie classique à radiateur intégré, les étapes du process sont regroupées en deux familles (figure 20 et 21).

Le premier groupe d'opérations concerne la face épitaxiable du substrat et l'épitaxie de l'ensemble des couches en constitue la première étape. On effectue alors un dépôt métallique dont la double fonction est d'assurer un contact ohmique avec le semiconducteur et de servir de couche d'accrochage permettant un démarrage optimal de la croissance électrolytique du radiateur d'or. Cette croissance constitue l'étape suivante, après quoi la face supérieure du radiateur est collée sur un support plan.

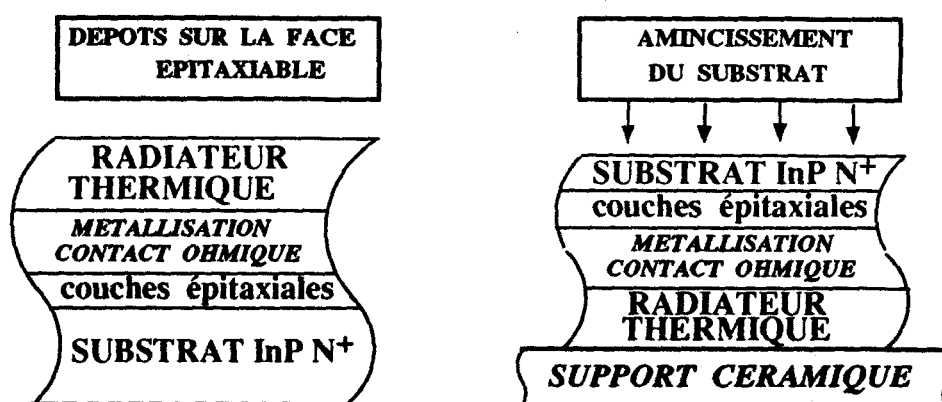


FIGURE 20.A

Process collectif de fabrication des diodes. Etapes concernant la face épitaxiée

Les opérations suivantes s'effectuent dès lors sur la face arrière du substrat. De manière à diminuer la résistance série d'accès au composant, et pour éviter d'avoir à graver des cylindres de facteurs de forme exagérés, le substrat subit un amincissement. On métallise alors sur le substrat aminci des disques d'un assemblage métallique assurant un contact ohmique avec le semiconducteur, la surface de ces disques définissant la base du cylindre dont le composant final a la forme. On procède alors à la gravure des "mésas" et au recuit des deux contacts ohmiques qui intervient comme dernière étape du process collectif, après que l'on ait décollé le radiateur du support plan.

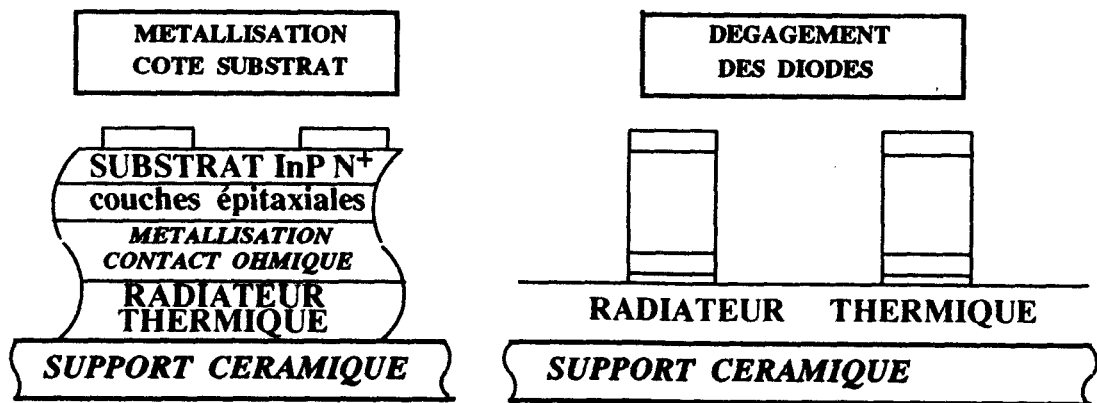


FIGURE 20.B

Process collectif de fabrication des diodes. Etapes concernant le côté "substrat"

Pour être manipulées et insérées dans un circuit, les diodes doivent être montées dans des boîtiers spéciaux. Pour cela, on procède à une découpe du radiateur d'or en parcelles, chaque parcelle contenant chacune une diode en son centre, puis individuellement pour chaque diode, on brase le radiateur sur une embase de cuivre doré, après quoi on thermocomprime autour de chaque diode un anneau de céramique, lequel est métallisé sur ses couronnes extrêmes. Sa couronne supérieure sert aussi de support à partir duquel on prend le contact sur la partie supérieure de la diode par double thermocompression d'une préforme métallique sur la diode d'une part et sur l'anneau d'autre part. Afin de protéger des chocs mécaniques la céramique, la diode et la préforme métallique, un capot métallique rond de même diamètre que celui de l'anneau de céramique est thermocomprimé sur la couronne supérieure de l'anneau de céramique.

L'ensemble de cette technologie est commune à de nombreux types de diodes hyperfréquence dont en particulier les diodes Gunn GaAs. Nous verrons au chapitre suivant (II.3) les modifications qu'il a fallu faire subir au procédé existant pour l'adapter à la fabrication de diodes Gunn InP 100 GHz.

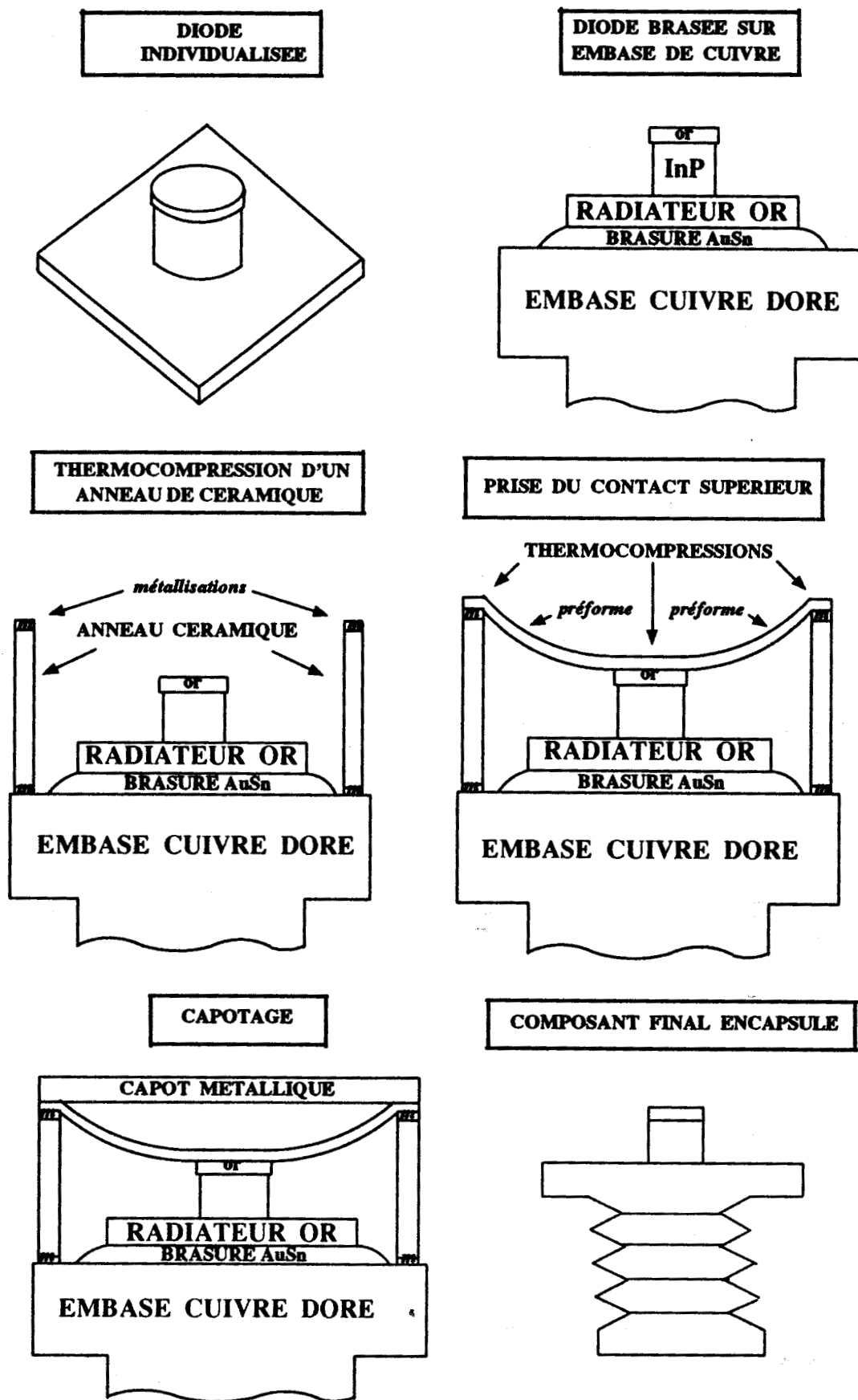


FIGURE 21

Individualisation et mise en boîtier des diodes hyperfréquence



II

ETUDE EXPERIMENTALE

DE DIODES GUNN InP

EN STRUCTURE

$N^+ N N^+$



Parallèlement à l'étude des diodes Gunn, le laboratoire d'épithaxie en phase vapeur a été amené à étudier des photodétecteurs à couche active GaInAs, composé épithaxié adapté en paramètre de réseau sur InP. Les résultats de cette étude ont permis d'aborder les expérimentations sur les structures d'injection à hétérojonction GaInAs / InP (voir chapitre IV). Comme il s'est révélé facile d'attaquer sélectivement de manière chimique GaInAs et InP, nous avons imaginé d'incorporer une couche de GaInAs dans les structures épithaxiales utilisées pour la fabrication des diodes Gunn, de manière à supprimer l'étape de rodage mécanique du substrat et de simplifier et assainir ainsi le procédé de réalisation des diodes. Les résultats se sont révélés encourageants pour ce qui est des valeurs des performances en émission des composants et surtout pour ce qui concerne l'homogénéité des caractéristiques des composants d'un même lot. La description du procédé original que nous avons mis au point fait l'objet du paragraphe (II.4.2).

II.2) EPITAXIE MOCVD DU PHOSPHURE D'INDIUM:

Les modélisations préliminaires disponibles au démarrage de la préétude de l'épithaxie permettaient d'estimer que le niveau de dopage optimal pour la couche active des diodes Gunn InP N⁺ N N⁺ destinées à fonctionner vers 100 GHz se situerait vers 10¹⁶cm⁻³. Par ailleurs, suite aux études menées sur les lasers (GaInAsP / InP), il était déjà connu que la fabrication de contacts ohmiques de forte conductance spécifique sur InP nécessite de doper les couches de contact vers 10¹⁸ cm⁻³. Il importait donc d'une part, de contrôler de manière reproductible un niveau de couche active de 10¹⁶cm⁻³ et d'autre part, de doper les couches de contact à un niveau situé environ deux ordres de grandeur au dessus du niveau de la couche active. Une première priorité a été d'abaisser le niveau de dopage résiduel du phosphore d'indium non intentionnellement dopé largement au-dessous de 10¹⁵cm⁻³ de manière à contrôler la reproductibilité du niveau de la couche active à beaucoup mieux que 10 %. Comme nous le développons dans le paragraphe suivant, ceci a pu être réalisé en sélectionnant les sources d'indium et de phosphore et en optimisant le réacteur d'épithaxie et la méthode de croissance. Les résultats que nous avons obtenus en matière de pureté du phosphore d'indium sont restés au niveau des meilleurs résultats publiés, ce depuis 1984 et malgré l'amélioration permanente de l'état de l'art au niveau mondial.

Une fois le degré de pureté requis obtenu, nous nous sommes attaqués au problème du dopage de type N de InP. Le procédé en usage au LCR, publié en 1983 [II-1], pour le dopage de type N des épithaxies MOCVD de InP était un dopage au soufre à partir d'un mélange de H₂S dilué dans de l'hydrogène. Le matériau épithaxié de type N était de bonne qualité mais le procédé souffrait d'un problème de reproductibilité dû à un effet de rémanence provoqué par l'adsorption et la désorption lente de molécules de H₂S sur les parois du réacteur. J.P Duchemin, extrapolant à partir de l'expérience de l'épithaxie de GaAs et de celle du silicium, a proposé en 1983 de doper InP au silicium avec comme source de silicium un mélange de silane (SiH₄) dilué dans de l'hydrogène.

L'idée de départ était que, comme la molécule (SiH_4) n'est pratiquement pas polaire, son adsorption sur le quartz de la chambre de réaction devait être très limitée.

Ce procédé de dopage s'est effectivement révélé bien adapté à la fabrication des structures de diodes Gunn. Toutefois, à partir d'un certain seuil de concentration de silicium dans InP, on constate l'apparition de défauts de structure spécifiques dans le matériau épitaxié, ce qui limite la dynamique de dopage.

Pour l'optimisation des structures et le contrôle du procédé d'épitaxie, il importait de disposer d'un outil de caractérisation rapide nous permettant de disposer de résultats quantitatifs fiables quelques heures au plus après la fabrication de la plaque épitaxiale. Nous avons pu montrer que le profileur électrochimique mis au point par le BRITISH POST OFFICE et commercialisé par la firme BIO RAD sous l'appellation POLARON PROFILER est un outil qui répond à la plupart des exigences de la fonction de caractérisation électrique rapide du matériau épitaxié.

Dans l'annexe 2, après un rappel rapide du principe de la mesure, nous décrivons les principaux modes d'utilisation d'un tel équipement et nous dressons un panorama des principaux paramètres physiques du matériau qui peuvent être mesurés par cette méthode électrochimique. Nous examinons aussi le degré de reproductibilité que l'on peut espérer atteindre par ce procédé de caractérisation et donnons des exemples expérimentaux pour lesquels des déviations difficilement détectables du procédé d'épitaxie ont pu être rapidement mises en évidence.

De manière à améliorer la conductance des contacts ohmiques et à diminuer les résistances d'accès au composant, nous avons cherché à augmenter le niveau de dopage du semiconducteur dans les couches N^+ et plus particulièrement au voisinage des contacts ohmiques. L'expérience nous ayant montré que l'augmentation du dopage volumique au silicium de InP conduisait irrémédiablement à l'apparition de défauts de structure dans le matériau épitaxié, nous avons cherché un autre dopant qui présente une solubilité meilleure dans InP. L'étude de la littérature ainsi que des considérations sur les tailles respectives des atomes d'étain et d'indium nous ont poussé à expérimenter le dopage à l'étain de InP. Les résultats de ces expérimentations préliminaires font l'objet du paragraphe II.2.3.

II.2.1) Epitaxie MOCVD du phosphore d'indium de haute pureté:

L'épitaxie du phosphore d'indium de haute pureté est, à ce jour, possible par quatre techniques d'épitaxie, l'épitaxie en phase liquide (EPL), l'épitaxie en phase gazeuse aux chlorures ou mixte chlorures / hydrures (EPV), l'épitaxie en phase vapeur par les organométalliques (MOCVD) et l'épitaxie par jets moléculaires à partir de sources gazeuses (MOMBE).

Les premiers résultats en date d'épitaxie de haute pureté ont été obtenus par la méthode (LPE) et, en 1983, une publication [II-2] annonçait de bons résultats avec des mobilités électroniques à 77 K d'environ $9.10^4 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$.

Cependant, la technique (EPL) souffre de limitations bien connues en matière de surface épitaxiable, de contrôle des épaisseurs et de présence de défauts en surface de la plaque épitaxiée, ce qui l'éliminait d'office en tant que méthode de fabrication des structures pour diodes Gunn InP.

A la même date, le matériau InP le plus pur était épitaxié par la méthode (EPV) aux chlorures et les mobilités électroniques à 77K atteignaient $130\ 000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ [II-3],[II-4], mais cette méthode, dans laquelle l'élément indium est transporté par l'intermédiaire d'un monochlorure instable à basse température et obligatoirement synthétisé in situ dans une région à haute température à partir du gaz HCl et du métal indium liquide, s'est révélée extrêmement délicate dans sa mise en oeuvre et offre peu de garantie quant au contrôle des épaisseurs épitaxiées.

L'épitaxie par jets moléculaires, qui avait remporté de grands succès pour la réalisation de structures GaAs / GaAlAs, se prêtait mal à la croissance des composés phosphorés et aucun résultat n'avait été publié sur l'épitaxie de InP de haute pureté par cette méthode.

Ce n'est qu'avec l'avènement de la méthode utilisant des sources chimiques pour les éléments V, méthode appelée "Chemical Beam Epitaxy" ou (CBE), qu'ont été publiés les premiers résultats convaincants d'épitaxie de InP par une méthode par jets moléculaires [II-5]. Dans les systèmes existants de ce type, les jets moléculaires de phosphore sont obtenus à partir d'une phase gazeuse de phosphine (PH_3) par passage de très faibles débits du gaz dans un four. Il importe de souligner que cette technique reste, à l'heure actuelle (1990), encore largement exploratoire et que certaines incertitudes subsistent quant à son utilisation potentielle dans des processus industriels.

Les techniques (MOCVD) utilisant des molécules organométalliques comme sources d'éléments III et des hydrures gazeux comme précurseurs d'éléments V, appliquées à l'épitaxie de InP, ont commencé à permettre l'élaboration de couches de pureté satisfaisante à partir de la fin des années 1970 et le LCR a joué un rôle moteur au niveau mondial dans ce domaine [II-6],[II-7].

A partir de 1984, l'amélioration de la qualité des sources chimiques de phosphore et d'indium a conduit à une progression spectaculaire de la pureté des couches épitaxiales dans de nombreux laboratoires, et ce aussi bien par les méthodes d'épitaxie à basse pression que par des méthodes où la phase vapeur dans la chambre de réaction est à pression atmosphérique. Les fortes valeurs de mobilités électroniques mesurées à 77 K ([II-8]→[II-14]), ont dépassé certaines prédictions théoriques [II-15], et nécessité une refonte des modèles prédictifs [II-16], [II-17].

Dans cette technique, la phosphine reste la molécule source employée par l'immense majorité des laboratoires d'épitaxie MOCVD, malgré quelques travaux sporadiques sur l'usage d'adducts [II-18] et l'apparition récente sur le marché d'organophosphorés de haute pureté tels que la tertio-butyl-phosphine [II-19], tandis que pour les sources d'indium, si l'essentiel des publications émane de laboratoires utilisant le triméthylindium (TMI) ([II-9] à [II-13]), plusieurs laboratoires importants, tels que PLESSEY en Grande Bretagne, utilisent aussi le triéthylindium (TEI) ([II-8], [II-11] à [II-13]), alors que plusieurs publications, nonobstant les multiples discussions sur la stabilité de la molécule d'éthylidiméthylindium (EDMIN), font état de résultats de mesures sur des couches épitaxiées avec une source liquide livrée sous la dénomination (EDMIN) ([II-20], [II-21]). Comme nous l'exposons un peu plus loin, aucun des précurseurs d'indium existants n'étant réellement satisfaisant, une recherche est menée actuellement pour identifier des molécules plus complexes mais plus faciles à mettre en oeuvre. On dispose des tout premiers résultats encourageants de travaux qui ont porté sur un nouveau précurseur le diméthyl-(3-diméthylaminopropyl)-indium [II-22] et qui laissent espérer l'apparition dans les prochaines années d'une nouvelle génération de précurseurs optimisés.

Les matériaux InP les plus purs, sous les critères cumulés des mobilités mesurées à 300 K et 77 K, sont actuellement épitaxiés à partir de phosphine et de (TMI) ([II-13], [II-14]). Les mobilités maximales publiées sont de $3 \cdot 10^5 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à 77 K et de $6000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à 300K. Les niveaux de donneurs correspondant sont un peu inférieurs à 10^{14} cm^{-3} . Les spectres de photoluminescence à basse température de ces matériaux très purs sont caractérisés par une prédominance de l'exciton libre sur les autres excitons et par la possibilité de résoudre un grand nombre de raies excitoniques.

REACTEUR D'EPITAXIE UTILISE POUR CETTE ETUDE:

Dans le cadre de nos travaux sur les diodes Gunn, nous avons utilisé un réacteur fonctionnant à pression réduite (environ 100 mbars) dont le fonctionnement répond au schéma de principe représenté en *figure 22*. Les particularités de ce réacteurs sont les suivantes. Il est doté de deux sources condensées d'indium (TEI) et (TMI), d'une source gazeuse de phosphine pure et de deux lignes de dopage à partir de silane dilué. Le gaz vecteur utilisé est un mélange moitié hydrogène / moitié azote. Les flux gazeux issus de chaque source peuvent être stabilisés sur un événement avant d'être commutés et envoyés dans la phase gazeuse de la chambre de réaction. La chambre de réaction est un tube en quartz à l'intérieur duquel une canne en quartz supporte un porte échantillon en graphite recouvert de carbure de silicium. Le substrat repose par gravité sur le porte échantillon qui est chauffé par induction haute fréquence (1 MHz). La température du porte échantillon est contrôlée par un thermocouple qui chemine dans la canne en quartz et dont l'extrémité rentre de plusieurs millimètres dans le volume du graphite.

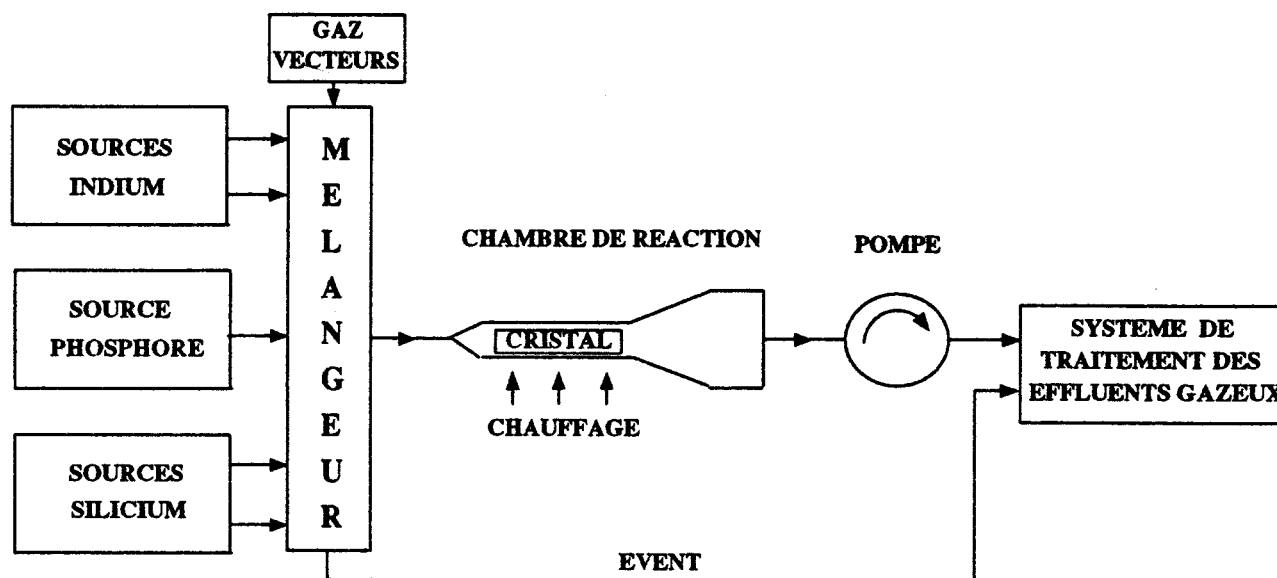


FIGURE 22

Schéma de principe du réacteur MOCVD utilisé dans le cadre de notre étude

Cette température est asservie par une boucle comprenant le thermocouple de mesure, un régulateur électronique et une unité de commande de puissance électronique qui module la puissance délivrée par le générateur HF en fonction du signal de sortie du régulateur électronique. De même la pression est régulée par une boucle capteur / régulateur électronique / vanne proportionnelle à commande électrique. En sortie du réacteur, les gaz résiduels et ceux qui sont en phase de préparation sont traités par une étape de combustion, suivie d'une étape de lavage et d'un filtrage de la phase gazeuse avant dilution dans l'air.

Au niveau des procédures d'exploitation, il convient de souligner que toute séquence d'épithaxie est précédée d'une procédure de décapage de la chambre de réaction pendant laquelle le porte échantillon, dont la surface est portée à une température d'environ 1000 °C, chauffe par rayonnement les parois du tube de quartz. On envoie alors pendant plusieurs minutes un fort flux de mélange HCl / H_2 dans la chambre de réaction, ce qui a pour effet de d'évacuer par chloruration et sublimation les dépôts solides accumulés pendant la durée de l'épithaxie précédente. Les matières ainsi enlevées se redéposent par déchloruration dans un piège prévu à cet effet. Cette procédure permet de disposer d'un tube propre au-dessus de la région de croissance avant chaque épithaxie. On peut ainsi, pour l'épithaxie de InP, effectuer plus de vingt opérations d'épithaxie sans démonter le tube de quartz.

Enfin, ce réacteur, qui exploite des sources chimiques extrêmement toxiques est mis en oeuvre dans un environnement très surveillé, au sein d'une structure de confinement à quatre étages.

PRECURSEURS DE PHOSPHORE:

Nous avons exclusivement utilisé la phosphine comme précurseur de phosphore. Ce gaz extrêmement toxique est, de plus, difficile à purifier et à analyser. Les deux fournisseurs avec lesquelles nous avons obtenus indifféremment de bons résultats sur plusieurs dizaines de lots sont d'une part UCAR, d'autre part GEONATIONAL distribué par l'AIR LIQUIDE.

Un échantillon de phosphine PRODAIR, essayé en 1986, contenait des molécules H_2O en concentration largement supérieure à 10 ppm. La présence de ces molécules H_2O a été la cause d'un comportement aberrant de la mesure au profileur électrochimique du semiconducteur épitaxié, comportement qui a été attribué à l'époque à la présence de centres profonds dans le volume du semiconducteur (voir annexe2). Cette pollution accidentelle par des traces de H_2O a été confirmée longtemps après par le fournisseur lui-même. Les essais sur un échantillon de phosphine BOC testé en 1987 ont montré la présence d'arsine en faible quantité, ainsi que de molécules non identifiées porteuses d'atomes d'éléments donneurs pour InP.

Le niveau résiduel de 10^{17}cm^{-3} obtenu avec cette phosphine dans les conditions habituelles de croissance était totalement incompatible avec les exigences de l'épitaxie des structures pour diodes Gunn. L'essai a été itéré avec des résultats identiques; il n'a pas été réitéré depuis.

Plusieurs lots de phosphine UCAR, utilisés en 1986 et 1987, se sont révélés pollués par de faibles concentrations d'arsine. L'arsenic libéré dans la phase gazeuse lors d'une expérience d'épitaxie de InP à cause de cette pollution de la phosphine s'incorpore dans le cristal épitaxié de manière préférentielle avec un coefficient de ségrégation arsenic / phosphore supérieur à 10^2 dans les conditions normales d'épitaxie de InP. Il suffit donc d'une faible concentration accidentelle d'arsine dans la phase gazeuse qui entre dans la chambre de réaction pour faire évoluer la composition chimique du cristal épitaxié qui n'est plus InP mais $\text{In P}_{1-X}\text{As}_X$. Pour une pollution de la phosphine correspondant à une concentration moléculaire $[\text{AsH}_3] / [\text{PH}_3]$ estimée à 10^{-6} , la valeur du coefficient (X), mesurée par SIMS et estimée par la sonde de Castaing et par diffraction X, atteint 10^{-3} . Pour des lots de phosphine comprenant environ 10 ppm d'arsine, la concentration des couches épitaxiées approchait 1%, et la désadaptation de paramètre de réseau entre couche et substrat qui en résultait était responsable de l'apparition d'un réseau croisé de dislocations révélé par un "cross-hatch" caractéristique [II-25].

PRECURSEURS D'INDIUM:

Nous avons utilisé de manière comparative les deux précurseurs TRI ETHYL INDIUM (TEI) et TRI METHYL INDIUM (TMI) comme molécules sources d'indium.

Le triéthylindium se présente sous la forme d'un liquide à température ambiante, son point de fusion étant d'environ (-32 °C).

Des essais menés sur des échantillons de SUMITOMO en 1983 et 1984, ont montré que le produit livré était impur et que le matériau InP épitaxié contenait des éléments donneurs légers à une concentration de plusieurs 10^{15} cm^{-3} et des éléments donneurs profonds en plus forte concentration.

Des tests ont aussi été menés sur des échantillons de TEXAS ALKYLs en 1985 et 1986. Le matériau épitaxié contenait une concentration d'environ $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ en éléments donneurs légers, ce qui rendait le produit inutilisable pour l'épitaxie des couches pour les diodes Gunn. Par la suite, nous avons exclusivement utilisé le (TEI) fabriqué par la Société Maritime et Industrielle de Marseille (SMI) Plus de vingt lots de qualité identique provenant de ce fournisseur ont été mis en oeuvre dans le cadre de nos études sur les semiconducteurs InP et GaInAs. Nous n'avons rencontré aucun problème lors de l'utilisation du TEI conditionné dans des conteneurs plongés dans un thermostat stabilisé vers 33°C .

Par contre les expériences tentées pour utiliser ce composé vers 40°C ont toujours conduit à une dégradation des résultats d'épitaxie se manifestant par une vitesse de dépôt anormalement faible et par une morphologie très dégradée des couches épitaxiées. Nous supposons qu'une décomposition thermique du composé intervient entre 33°C et 40°C , ce qui conduit à l'apparition d'une phase métallique et d'une phase organique séparées.

A 33°C , la tension de vapeur du composé est d'environ 1,3 millibars. Pendant la phase de croissance, nous transportons les molécules de (TEI) par extraction à pression atmosphérique d'un flux constant de la phase gazeuse située dans le conteneur au dessus de la phase liquide de (TEI) et injection d'un flux équivalent de gaz porteur neutre (N_2) dans le conteneur. Pour un flux de 400 sccm injecté dans ce conteneur, la concentration moléculaire de molécules (TEI) dans la phase gazeuse du réacteur approche 10^{-4} et la vitesse de croissance du cristal déposé est d'environ $15 \text{ nm} \cdot \text{mn}^{-1}$.

Le triméthylindium (TMI) est un solide à température ambiante (point de fusion 89°C). De nombreuses incertitudes subsistent sur la structure exacte de sa phase solide bien qu'il soit couramment admis que celle-ci est composée de dimères ou de tétramères. La pression de vapeur saturante à l'équilibre autour du solide porté à la température absolue T peut être évaluée par la loi suivante, extraite de [II-23] et valable dans le domaine $-20 < T < 80^\circ\text{C}$:

$$\ln(P) = 10,52 - 3014 / T \quad (T \text{ en kelvins}) \quad (P \text{ en torr}).$$

D'une part, il semble établi que la cinétique d'évaporation de ce solide est assez lente pour limiter la quantité de gaz entraîné dans la plupart des évaporateurs classiques utilisés en épitaxie (MOCVD), ce qui a pour conséquence de rendre la vitesse de croissance du matériau épitaxié fonction de la surface de contact solide / gaz dans le conteneur ou évaporateur de (TMI); d'autre part, le produit est sujet à sublimation sur les parois du conteneur, ce qui a pour effet de faire varier la surface de contact solide / gaz dans le conteneur en dehors des périodes d'utilisation.

En conséquence, la plupart des fabricants et utilisateurs (EPICHEM, CVD, PLESSEY) de ce composé sous forme solide font état d'une fluctuation fort gênante du flux d'indium au cours de la durée de l'utilisation d'un conteneur de (TMI) solide. Divers procédés tentent de lutter contre ces fluctuations: le (TMI) solide peut être délivré sous forme de poudre ou de paillettes, on peut mettre en oeuvre des conteneurs spéciaux à grande surface de contact solide / gaz, effectuer des purges longues avant usage de la source, refondre périodiquement le solide sublimé sur les parois. Une des seules techniques satisfaisantes à ce jour nous paraît être celle utilisée par le CNET en France et aussi par le CSELT en Italie, qui consiste à porter le TMI à une température de 90°C, juste au-dessus de son point de fusion, ce grâce à quoi le produit devient liquide; pour ajuster le flux de molécules extraites à la valeur souhaitée, on interpose dans la phase gazeuse entre la phase source et la sortie du conteneur un diffuseur fritté. Si l'on s'en tient à utiliser le TMI en phase solide, il convient d'utiliser des conteneurs de très forte surface spécifique de contact solide / gaz, qui favorisent la cinétique de sublimation, tout en conditionnant le solide à assez forte température et en n'extrayant que de faibles flux de masse du conteneur.

Pour l'étude des diodes Gunn InP, en l'absence d'une solution techniquement satisfaisante confirmée, nous avons utilisé le (TMI) sous forme d'un bloc solide coulé dans un conteneur cylindrique de section constante égale à 12 cm² et dans lequel les molécules de (TMI) sont extraites par circulation d'un fort flux gazeux (400 sccm). Le conteneur est porté normalement à une température de 56 °C. Lors des périodes de repos de l'appareillage d'épitaxie, la température du conteneur est redescendue pour limiter le phénomène de sublimation sur les parois. A la mise en service du conteneur et après des périodes d'arrêt de plusieurs jours, des purges sont nécessaires pour épuiser le solide sublimé sur les parois supérieures du conteneur et retrouver une vitesse de dépôt normale et stable.

Au cours de nos expériences, la pression partielle de gaz TMI dans la phase gazeuse du conteneur au-dessus du solide en régime dynamique d'extraction a été estimée indépendamment par deux méthodes. D'une part on a mesuré la vitesse de dépôt de InP épitaxié avec le TMI et comparé cette vitesse avec celle obtenue avec le précurseur TEI. En faisant l'hypothèse que le coefficient de collage des éléments In est identique pour les deux précurseurs, on peut estimer cette pression partielle à 3,8 mbars avec une précision de 10%. D'autre part, plus directement, on a mesuré le débit de la masse du produit évaporé. La valeur mesurée par cette seconde méthode est aussi d'environ 3,8 mbars avec une précision similaire. Cette valeur est à comparer avec la pression de vapeur saturante du TMI à l'équilibre qui est de 28,7 mbars à 56 °C, valeur calculée en utilisant la formule ci-dessus. Cette simple comparaison montre qu'il faudrait multiplier la surface d'échange solide / gaz par un facteur 8 et diminuer le flux d'entraînement par ce même facteur pour conserver la même vitesse de croissance et éviter ainsi que la vitesse de croissance ne soit limitée par la surface d'évaporation.

EFFICACITE D'UTILISATION DES ELEMENTS INDIUM et PHOSPHORE:

Dans le cristal InP, l'énergie de liaison des atomes de phosphore est beaucoup plus faible que celle des atomes d'indium. Il en résulte que si l'on porte un échantillon d'InP au dessus d'une température de 400 °C dans une atmosphère neutre, il se produit une désorption massive du phosphore qui se poursuit jusqu'à épuisement de cet élément. Lors de la croissance épitaxiale, on porte le cristal à une température très supérieure à 400°C et le départ de phosphore est compensé par l'établissement d'un équilibre dynamique adsorption / désorption obtenu en noyant le cristal dans une phase gazeuse riche en phosphore. Cet équilibre dynamique est mis en place dès la montée du substrat en température et maintenu jusqu'à ce que sa température soit redescendue au dessous de 200 °C. L'adsorption des atomes d'indium est par contre essentiellement irréversible et la pression de vapeur d'indium au dessus de InP aux températures de croissance usuelles est extrêmement faible. On peut donc résumer ainsi cet aspect du processus d'épitaxie:

Le cristal InP, dont le sous réseau phosphore échange continuellement et de manière dynamique des atomes de phosphore avec la phase gazeuse, se construit au cours de la croissance par redistribution en surface des atomes P autour des éléments In qui viennent, eux, se "coller" de manière irréversible à partir de la phase gazeuse sur la surface du cristal.

La pression de composé phosphoré à assurer dans la phase gazeuse dans la chambre de réaction est donc beaucoup plus forte que celles de molécules de précurseurs d'indium. Ceci est aggravé par le fait que l'efficacité de la décomposition de la phosphine en phosphore élémentaire à la température de croissance est très faible, largement inférieure à 10 %. Ainsi, alors qu'en régime normal de croissance, la concentration moléculaire relative de (TEI) dans la phase gazeuse est d'environ 10^{-4} , la concentration moléculaire de phosphine dans la phase gazeuse ne peut pas être rendue inférieure à 5.10^{-2} sans risque de dégradation du cristal épitaxié. La consommation du procédé en phosphine est donc importante.

Un calcul simple, développé en annexe 3 permet de montrer que, dans le cas où l'on épitaxie la surface maximale admissible dans le réacteur utilisé, la fraction des atomes d'indium effectivement intégrés au cristal est d'environ 4 %, celle des atomes de phosphore varie de 5.10^{-5} à 2.10^{-4} .

Un calcul similaire de l'efficacité d'utilisation des éléments Ga pour l'épitaxie de GaAs sur GaAs, celle de GaInP sur GaAs et celle de GaInAs sur InP dans le même réacteur montre que l'efficacité d'incorporation est la même pour le gallium et l'indium, pour l'épitaxie des quatre matériaux semiconducteurs, pour les trois précurseurs (TEI), (TEGa), (TMI) et pour toutes les températures d'épitaxie normalement utilisées (entre 550 et 700 °C). Ceci permet d'affirmer que le craquage des molécules sources d'éléments III (In) et (Ga) est quasiment total, sinon on observerait une activation thermique de la vitesse de croissance.

On peut en déduire aussi que l'efficacité d'incorporation mesurée est fixée par la géométrie de la chambre de réaction et par le régime d'écoulement des gaz et que cette efficacité est une caractéristique de la chambre de réaction utilisée dans le régime d'écoulement que nous nous sommes fixés. De fait, dans une chambre de réaction industrielle optimisée, le rendement d'utilisation des molécules source est bien meilleur; c'est le cas par exemple d'une chambre de réaction commercialisée par la firme EMCORE avec laquelle il a été mesuré des efficacités d'utilisation de précurseurs de Gallium qui atteignent 50 %.

INFLUENCE DE LA TEMPERATURE DU SUBSTRAT:

Nos essais d'épitaxie de InP ont été menés dans une large gamme de températures échelonnées entre 550°C et 700°C avec les deux précurseurs (TEI) et (TMI). Dans aucune des configurations de croissance que nous avons expérimentées, la température du substrat n'a eu d'influence notable sur la vitesse de dépôt des couches épitaxiées. Toutes les épitaxies réalisées à une température supérieure à 700 °C ont présenté une surface rugueuse de type "peau d'orange" (*figure 23.a*). Les tentatives que nous avons menées pour réduire cet effet en augmentant la concentration de phosphine dans la phase gazeuse n'ont conduit à aucune amélioration notable de l'état de surface des couches.



FIGURE 23

Morphologies de surface de couches InP épitaxiées:

(a) Température du substrat supérieure à 700 °C

(b) Défauts caractéristiques apparaissant à la surface des épitaxies réalisées à une température inférieure à T_0

A l'autre extrémité, pour les basses températures et pour les deux précurseurs, l'état de surface des couches épitaxiales ne devient satisfaisant qu'au dessus d'une température seuil T_0 . Dans une plage de 20°C au dessous de cette température, il se forme des défauts macroscopiques, probablement de fautes d'empilement, de forme pyramidale à base rectangulaire dont la plus grande dimension est orientée selon un axe cristallographique $\langle 110 \rangle$ (*figure 23.b*). A température encore inférieure, la surface devient rugueuse. Pour les épitaxies réalisées avec le précurseur (TEI), lorsque la vitesse de croissance est d'environ 15 nm.mn⁻¹, la température (T_0) est d'environ 590 +/- 10 °C, elle atteint 610 +/- 10°C pour une vitesse de croissance de 28 nm.mn⁻¹, tandis qu'avec le précurseur (TMI), avec une vitesse de déposition d'environ 60 nm.mn⁻¹, cette température est plutôt de 680 +/- 10 °C.

Des observations similaires ont été effectuées par E.J TRUSH et C.G CURETON [II-11] dans les laboratoires de STC, Harlow (UK) en 1987: ils ont indiqué une température T_0 d'environ $620\text{ }^\circ\text{C}$ pour les épitaxies effectuées à partir de (TMI) avec une vitesse de dépôt d'environ 24 nm.mn^{-1} .

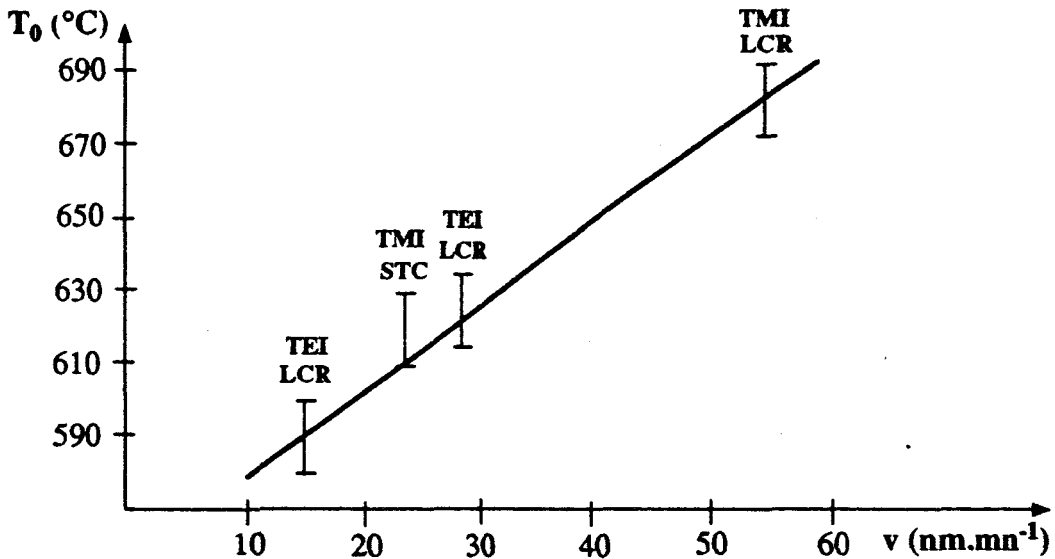


FIGURE 24

Evolution de la température T_0 avec la vitesse de dépôt

Les relevés expérimentaux $T_0(v)$ effectués au cours de notre étude sont reportés sur le graphique ci-dessus (figure 24) sur lequel nous avons aussi reporté la valeur publiée par Thrush & al. Les deux expériences TEI/LCR reportées sur cette courbe ont été effectuées l'une avec une source de TEI, et l'autre avec deux sources en parallèle.

Une tendance très nette est observée pour les épitaxies du LCR, et le léger écart ($10\text{ }^\circ\text{C}$) observé entre des points voisins du LCR et de STC pourrait être dû aux erreurs de mesure de la température du substrat, laquelle est un paramètre techniquement difficile à mesurer.

L'interprétation que THRUSH & al donnent de la différence de comportement selon le précurseur utilisé fait appel à l'hypothèse d'une action catalytique de la molécule (TEI) sur la réaction de décomposition thermique de la phosphine.

Nos observations nous mènent à une hypothèse différente, renforcée par le fait que les défauts caractéristiques que nous avons observés sur des épitaxies réalisées à trop basse température en utilisant le (TMI) sont très différents de ceux que l'on peut rencontrer sur des couches réalisées avec des concentrations trop faibles de phosphine dans la phase gazeuse. Il nous semble probable qu'une adéquation est à réaliser entre vitesse de dépôt et température de croissance pour conserver une cinétique de diffusion des éléments III en surface suffisamment rapide et ce, quel que soit le précurseur utilisé, (TEI) ou (TMI).

Dans le cadre de cette hypothèse, nous interprétons donc la forte valeur de la température T_0 observée avec le précurseur TMI comme liée à la forte tension de vapeur saturante de ce composé qui donne lieu à des vitesses de dépôt élevées et non à une différence qualitative au niveau des réactions de collage ou de craquage qui serait due à une différence de comportement entre les radicaux organiques éthylys et méthyls présents dans les précurseurs TEI et TMI.

Enfin, alors que pour les épitaxies que nous avons réalisées avec le (TEI) le niveau de dopage résiduel augmente avec la température et diminue avec la vitesse de dépôt, ce qui confirme d'autres travaux similaires au nôtre [II-24], une épitaxie à haute température (680 °C) utilisant le (TMI) conduit à une excellente pureté du semiconducteur épitaxié. Cette différence de comportement est probablement due à la présence de traces d'impuretés mélangées à la phase condensée du précurseur, vraisemblablement des molécules contenant des atomes donneurs légers qui polluent les produits sources que nous avons utilisés.

COMPARAISON DES PRECURSEURS (TEI) et (TMI): RESULTATS DE CARACTERISATION

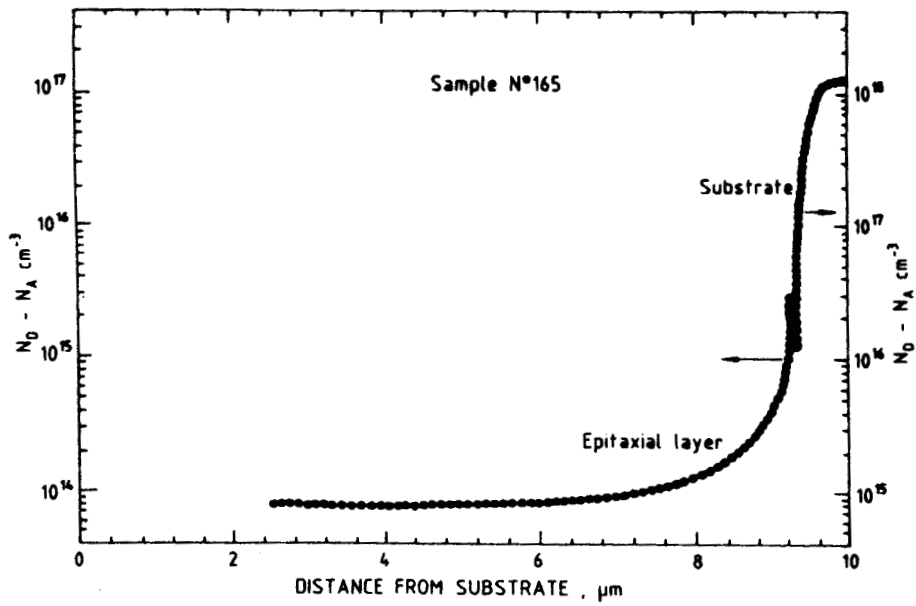
Pour ce qui est de la pureté chimique des sources (TEI) et (TMI), aucune de nos observations et mesures ne permet de discriminer de manière définitive un précurseur privilégié. Les propriétés de transport des matériaux épitaxiés avec l'un ou l'autre sont assez voisines (*figures 25.b et 26.b*), les spectres de photoluminescence, tout à fait analogues (*figures 25.c et 26.c*), et les niveaux résiduels mesurés par des méthodes capacitives et par effet Hall, très similaires (*figures 25.a et 26.a*). Le choix d'un précurseur dépend donc essentiellement de l'application envisagée. Pour la croissance de couches épaisses "tampon" pour lesquelles les valeurs exactes de l'épaisseur et de la concentration de donneurs ont peu d'importance, l'utilisation du précurseur (TMI) apporte une réduction bienvenue de la durée de l'épitaxie.

Lorsque la reproductibilité des caractéristiques de la couche est primordiale, comme par exemple pour l'épitaxie de la couche active des structures destinées à la fabrication des diodes Gunn, l'utilisation du (TEI) s'impose. C'est aussi le précurseur que nous avons exclusivement employé pour l'épitaxie de composés ternaires GaInAs pour lesquels le contrôle précis de la composition du solide est un impératif absolu; nous revenons en détail sur cet aspect au chapitre (IV.1).

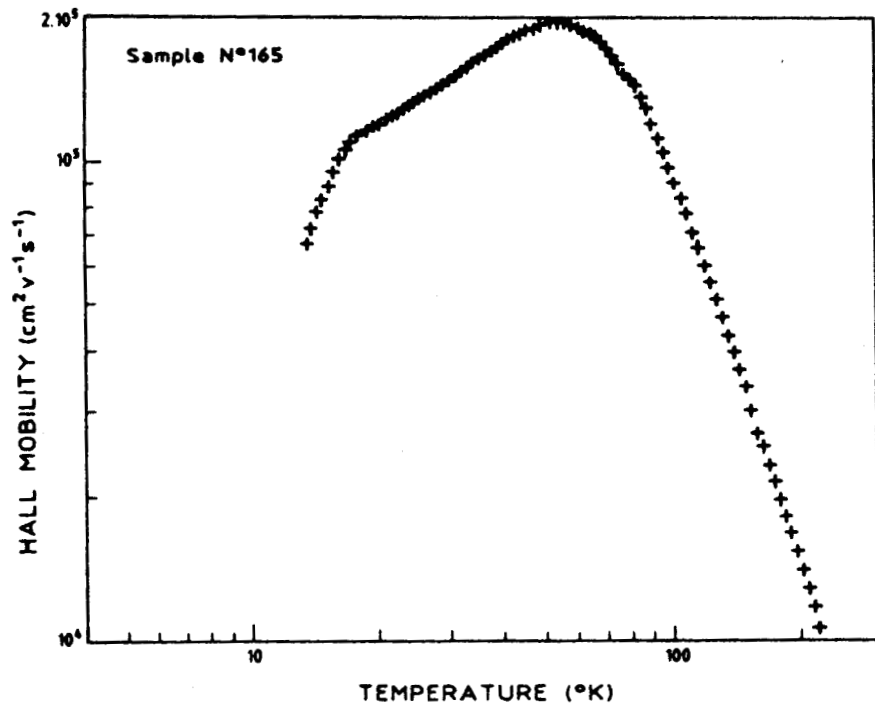
Cette différence dans l'utilisation des deux précurseurs explique les différentes conditions de croissance standard adoptées pour chacun des précurseurs qui sont résumées dans le tableau de la figure 27.

Nous avons essayé de comparer plus finement les propriétés deux échantillon parmi les meilleurs réalisés: D 165 épitaxié avec le TEI dont les propriétés sont illustrées en *figure 25*, et GIF 838 épitaxié avec le TMI illustré en *figure 26*.

(a)



(b)



(c)

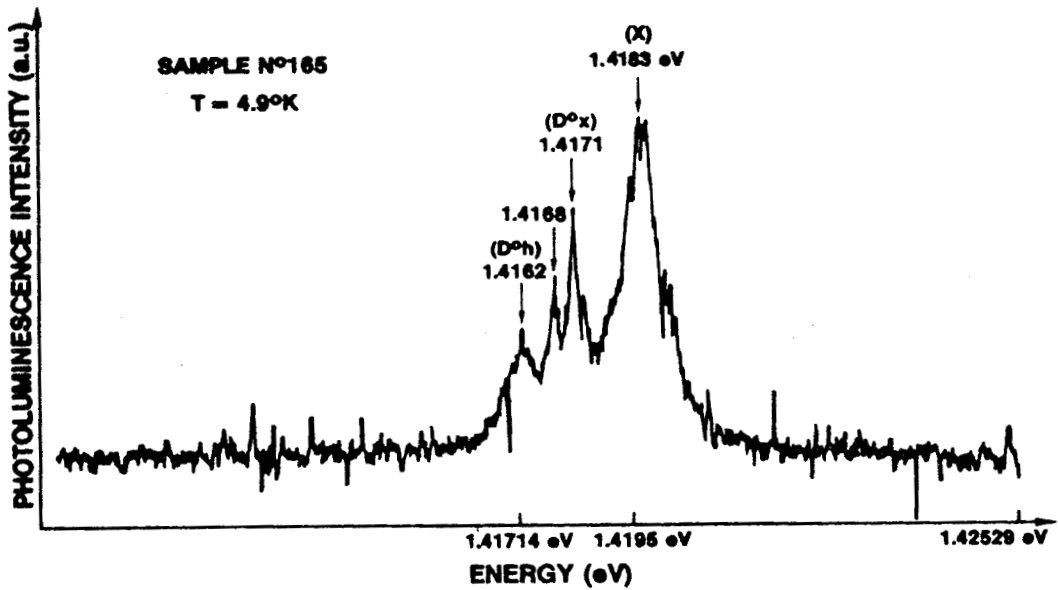
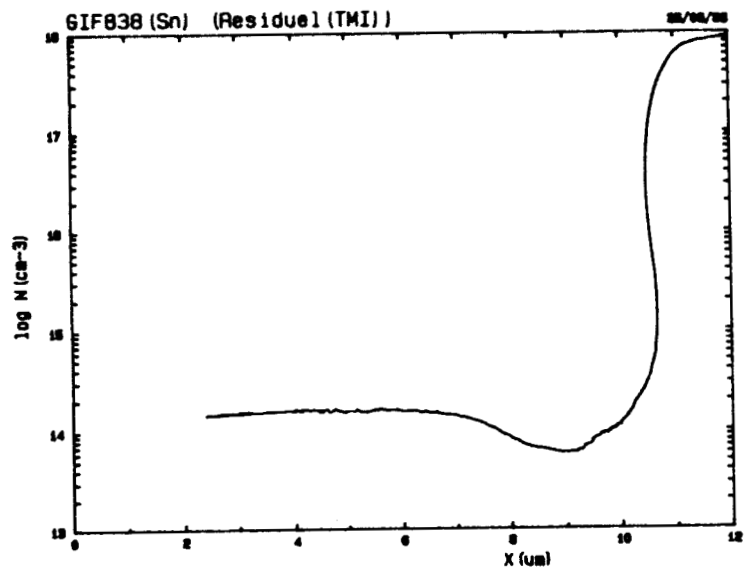


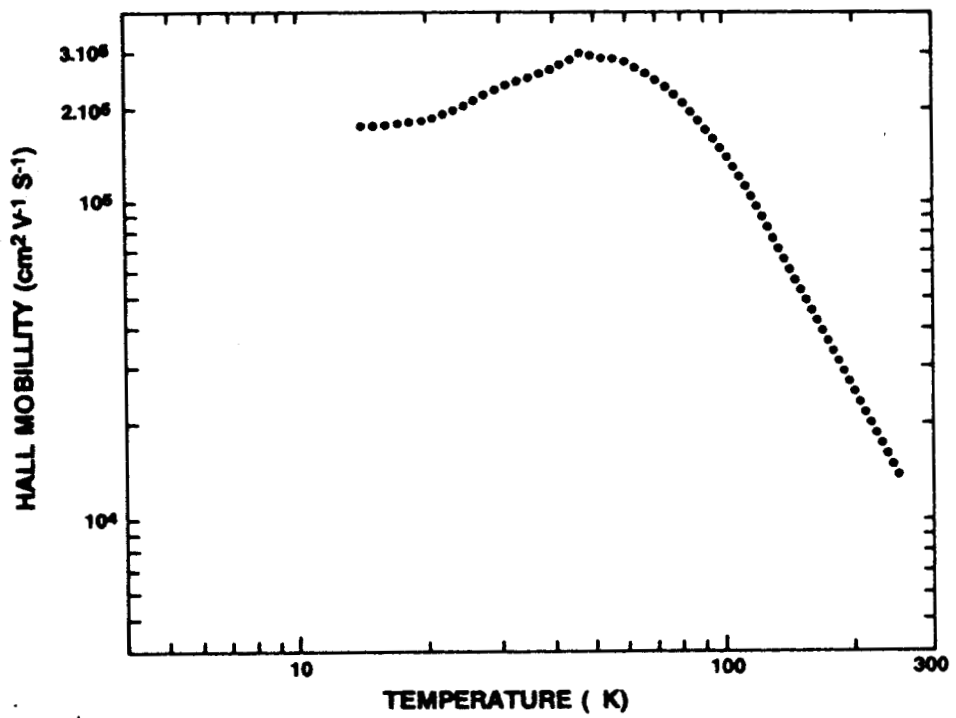
FIGURE 26

Résultats de caractérisation de couches de haute pureté épitaxiées avec le précurseur TEI

(a)



(b)



(c)

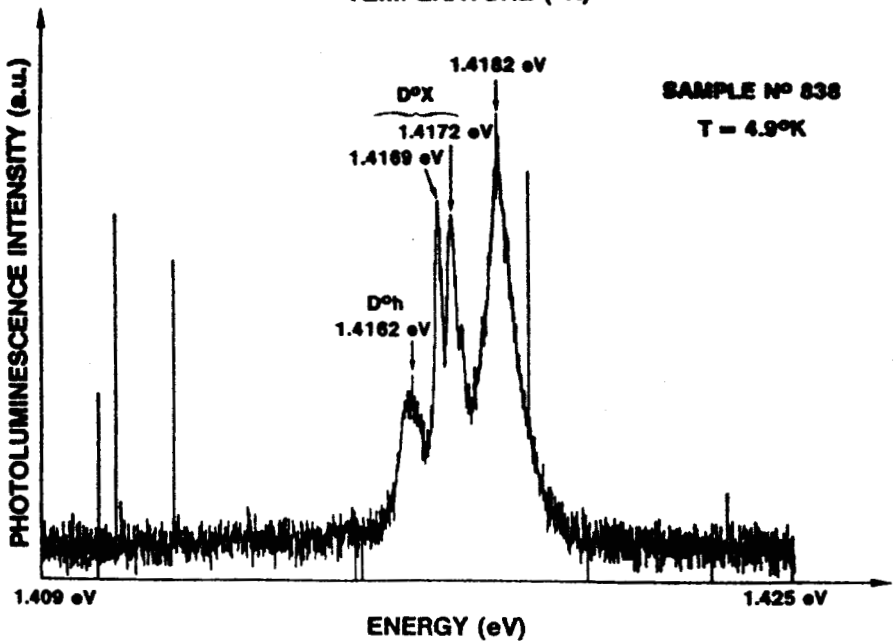


FIGURE 27

Résultats de caractérisation de couches de haute pureté épitaxiées avec le précurseur TMI

GIF 838 présente une mobilité maximale supérieure à celle de D 165, alors que le profil de concentration global des centres chargés fixes résiduels montre un niveau $N_D - N_A$ inférieur pour D 165, ce qui pourrait s'expliquer par un taux de compensation supérieur dans cet échantillon. Cette hypothèse semble confirmée par les spectres de photoluminescence qui montrent une intensité renforcée des pics excitoniques liés aux donneurs dans D 165.

Il se peut aussi que l'épaisseur plus importante de GIF 838 apporte une amélioration des conditions de mesure en effet Hall de cet échantillon grâce à une réduction de l'effet du potentiel de surface.

Sur la *figure 28* sont représentés les spectres de photoluminescence à basse température de trois autres échantillons InP de haute pureté tous trois épitaxiés avec le précurseur TEI (a) D 139, (b) GIF 698 et (c) GIF 740.

Pour le premier (D 139), les conditions de croissance n'étaient pas optimales du fait que le flux de phosphine était insuffisant. Ceci se reflète sur le spectre de photoluminescence par la présence de pics supplémentaires aux basses énergies dont la présence est significative de la présence d'accepteurs dans le semiconducteur.

Pour le second, (GIF 698) les conditions de croissance étaient normales et l'on peut noter la disparition des pics dus aux accepteurs. Aucun pic n'est observé à l'énergie attendue pour ces pics, même si l'on effectue une dilatation locale des ordonnées du spectre dans un rapport 100. Les raies excitoniques liées aux donneurs sont toujours dominantes par rapport à la raie de l'exciton libre.

L'épitaxie GIF 740 a été réalisée avec un précurseur TEI dont la pureté a été améliorée, il est à remarquer pour cet échantillon que les raies liées aux donneurs sont fortement atténuées et largement dominées par la raie de l'exciton libre.

GROWTH PARAMETERS :	InP (TEI)	InP (TMI)
GROWTH TEMPERATURE (°C)	600	650
H₂, N₂ FLOW (l/min)	6	6
N₂/TEI BUBBLER FLOW (cm³/min)	400	
H₂/TMI BUBBLER FLOW (cm³/min)		400
PH₃ FLOW (cm³/min)	400	400
GROWTH RATE (Å/min)	160	450
N TYPE DOPANT	SiH₄	SiH₄
InP SUBSTRATES	Sn, S, Fe (100) 2° off	(011)

FIGURE 25

Conditions de croissance standard pour InP pour chacun des précurseurs TEI et TMI

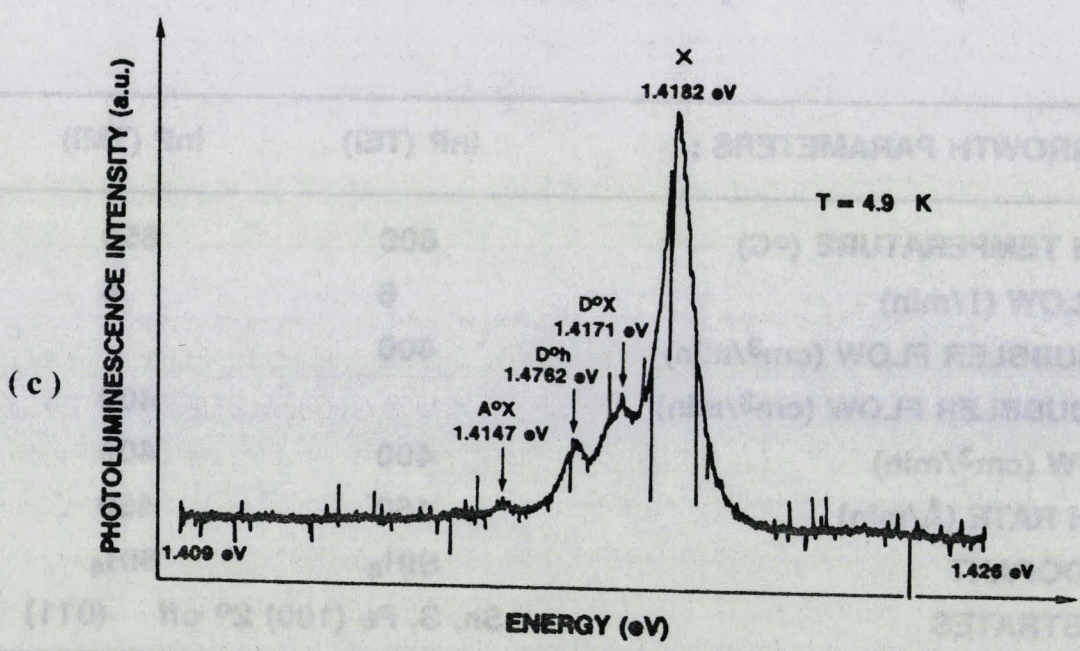
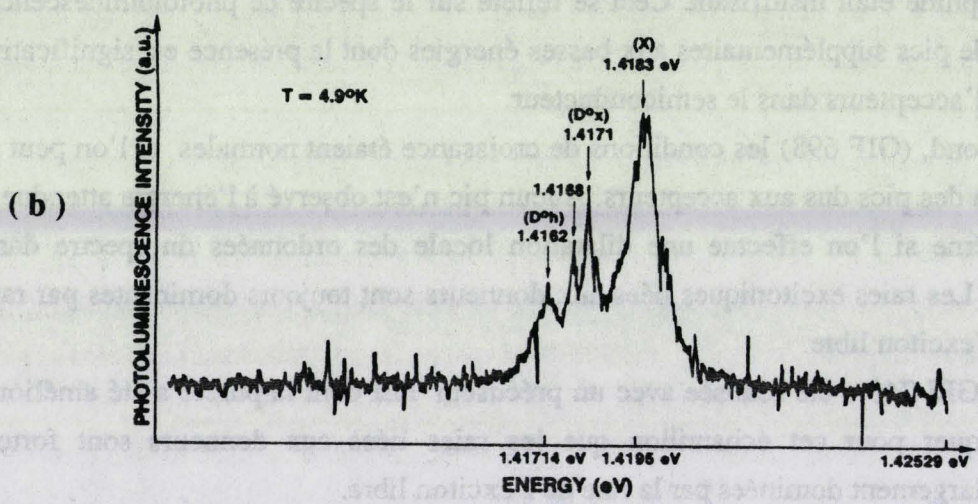
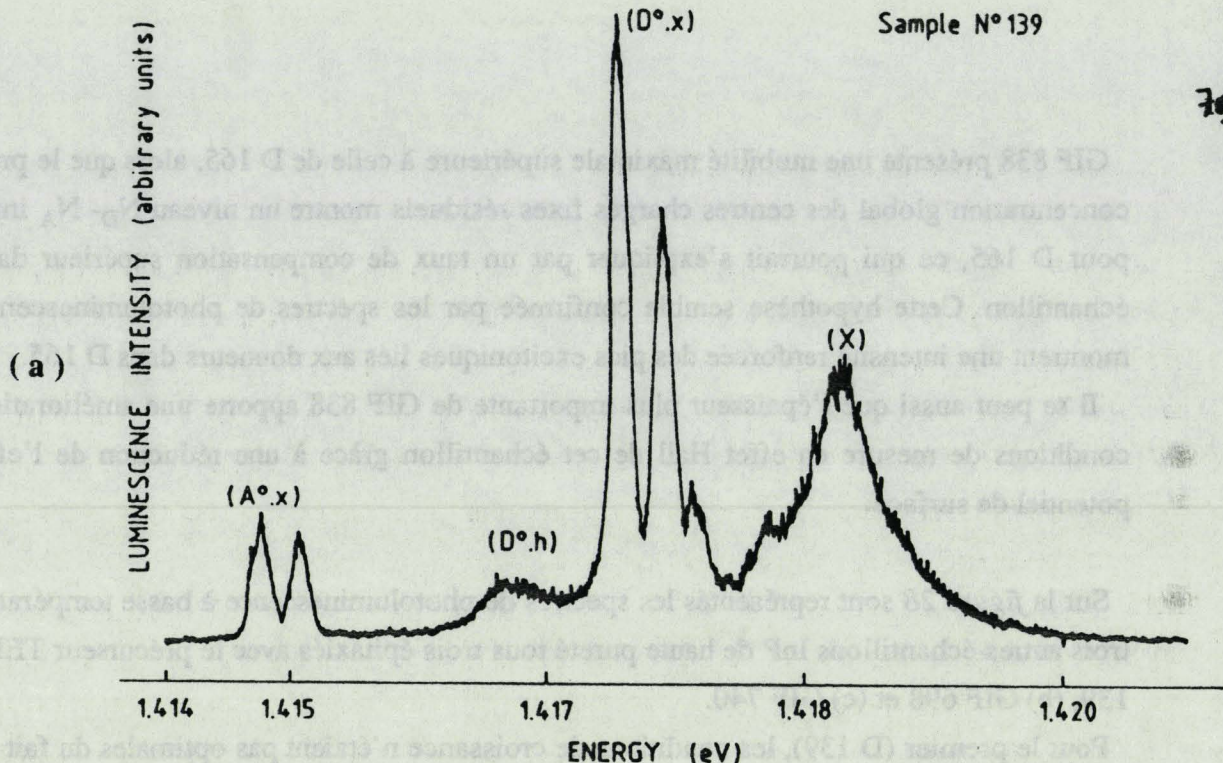


FIGURE 28

Spectres de photoluminescence à basse température de trois échantillons InP épitaxiés à partir du précurseur TEI: (a) D 139, (b) GIF 698, (c) GIF 740

II.2.2) Etude du dopage au silicium:

Le contrôle du profil de dopage de la couche active de la diode, c'est à dire du niveau de dopage et de l'épaisseur de cette couche est la clef du contrôle de la reproductibilité des performances de l'oscillateur que l'on réalise avec cette diode.

En effet, l'effet physique principal du dopage de type N de cette couche active semiconductrice est, d'une part, d'injecter des électrons mobiles dans la bande de conduction du semiconducteur et, d'autre part, de noyer des centres fixes chargés positivement dans le volume du semiconducteur.

La concentration de porteurs libres dans le semiconducteur influe directement sur la composante continue de la densité du courant qui traverse la diode à polarisation donnée et donc sur la puissance hyperfréquence émise et sur la puissance thermique dissipée au sein du composant. La valeur de cette densité de courant et la concentration de centres donneurs ionisés dans le semiconducteur influent aussi sur le profil de champ électrique dans la diode, et donc sur la position et l'extension de la région à mobilité différentielle négative. Par ce mécanisme, le niveau de dopage détermine le rendement de conversion de l'oscillateur à effet Gunn, l'impédance interne moyenne de la diode et aussi sa tension d'ionisation. Enfin, la vitesse moyenne des porteurs dans la diode dépend d'une part de la concentration de centres donneurs et d'autre part du profil de champ électrique dans la couche active de la diode, ce qui a pour conséquence que la fréquence centrale de fonctionnement de la diode et son impédance dynamique sont, elles aussi, fonctions de la concentration de dopage dans la couche active.

Sur un autre plan, la qualité cristalline du semiconducteur dopé, c'est à dire la concentration de précipités ou de défauts de structure, exerce une influence prépondérante sur les performances de la diode et tout particulièrement sur sa durée de vie.

ASPECTS QUANTITATIFS DU DOPAGE:

- Homogénéité et reproductibilité du niveau de dopage:

La couche active des diodes Gunn est constituée de semiconducteur épitaxial de type N. L'épaisseur de cette couche est de l'ordre de 1 μm et la concentration de dopant d'environ 10^{16}cm^{-3} . Dans la structure $\text{N}^+\text{N}^+\text{N}^+$ adoptée, cette couche est insérée entre deux couches de type N^+ plus fortement dopées destinées à permettre la réalisation de contacts ohmiques de faible résistance spécifique. Dans le processus de fabrication, la couche active et la couche de contact cathodique sont réalisées par épitaxie et c'est le profil de dopage synthétisé au moment de l'épitaxie qui détermine l'épaisseur, le taux de dopage et la position de la couche active du composant par rapport au substrat.

La mise au point du procédé de fabrication de diodes Gunn InP en structure $N^+N N^+$ nécessite donc une maîtrise du dopage de type N sur une large dynamique de concentrations d'atomes donneurs (10^{16} à 10^{18} cm^{-3}). Un bon contrôle de la concentration de dopage autour de 10^{16} cm^{-3} est donc un préliminaire indispensable.

Supposant cet objectif préliminaire acquis, sachant que l'on souhaite pouvoir faire fonctionner des diodes Gunn distinctes dans un même circuit hyperfréquence et obtenir d'un oscillateur des performances reproductibles d'une diode à une autre, on va se fixer des tolérances sur la dispersion des caractéristiques électriques (en particulier le courant de saturation) des diodes finales. Ces tolérances à respecter sur les caractéristiques électriques macroscopiques des diodes vont se traduire par des tolérances à respecter sur l'homogénéité et la reproductibilité du niveau de dopage de la couche active épitaxiée.

Sur une plaque épitaxiée d'une surface de 10 cm^2 , on sait réaliser plusieurs milliers de diodes. Pour que toutes les diodes issues d'une même plaque épitaxiale soient utilisables dans un même circuit hyperfréquence, il est important que la concentration du dopant soit suffisamment homogène sur toute la surface épitaxiée. Il est aussi important que cette concentration soit reproductible d'une opération d'épitaxie aux suivantes. Nous nous sommes fixés comme premier objectif d'obtenir une dispersion inférieure à 20 % sur le courant de saturation des diodes Gunn. Ce courant a été défini comme celui qui traverse la diode polarisée à une tension de référence donnée (4,5 V). Ce courant est sensiblement proportionnel au niveau de dopage dans la couche active; il est aussi proportionnel à la surface de passage du courant c'est à dire la surface de la base du cylindre dont la diode prend la forme. L'aire de cette surface est sujette à des dispersions d'origine technologique dont la minimisation a nécessité une étude spécifique décrite au chapitre (II.4). De manière à pouvoir tolérer une inévitable dispersion des diamètres des diodes, estimée à 10 % et non corrélée avec la dispersion du dopage, on s'est fixé comme objectif d'obtenir une déviation standard de la concentration de donneurs (N_D) sur une même plaque et de plaque à plaque meilleure que 10 %.

- Densité de défauts cristallins:

La densité de puissance dissipée dans une diode Gunn est considérable. L'expérience acquise sur le vieillissement des diodes lasers GaAlAs / GaAs a montré que la présence d'un seul défaut de structure dans la couche active d'une diode peut conduire à une réduction significative de la durée de vie du composant, et ce pour un composant pour lequel la densité volumique de puissance dissipée est très inférieure à celle qui affecte la couche active d'une diode Gunn. L'objectif a donc été, dès le début de l'étude, de réduire la densité de défauts présents dans la couche active de la diode.

L'observation des défauts se fait par révélation chimique sur la surface d'un biseau selon une technique éprouvée décrite en référence [II-25]. Par un comptage du nombre de cratères d'attaque, on peut estimer la densité de défauts dans cette couche.

Bien entendu, on ne sait pas révéler tous les types de défauts et, d'autre part, tous les défauts révélés ne conduisent pas nécessairement à une dégradation de la durée de vie des diodes. Il subsiste donc une incertitude sur la densité réelle de défauts actifs, qui ne peut être levée que par une accumulation de résultats expérimentaux.

De manière à pouvoir quantifier un premier objectif, on définit une densité critique (d_0) de défauts pour laquelle la couche active de chaque diode contient en moyenne un défaut observable. Si la densité observée est nettement supérieure à la densité critique, les diodes sans défauts observables dans leur couche active constitueront une faible minorité, si la densité est très au-dessous de la densité critique, les diodes défectueuses seront largement minoritaires.

Cette densité (d_0) est égale à l'inverse de la surface d'une diode. Pour les diodes réalisées au cours de cette étude, et dont le diamètre est de $50 \mu\text{m}$, la densité critique est d'environ 5.10^4cm^{-2} . La densité tolérable de défauts se situe, au stade de la recherche, vers la moitié de la densité critique, de manière à ce qu'une forte proportion des diodes soient exemptes de défauts.

CHOIX DU SILICIUM COMME ELEMENT DOPANT DE TYPE N ET DU SILANE COMME MOLECULE SOURCE DE SILICIUM:

Pusieurs éléments dopants de type N sont bien connus pour le semiconducteur InP. Ce sont des éléments des colonnes IV et VI du tableau périodique de Mendéléiev.

Dans la colonne VI, le soufre et le sélénium ont fait l'objet d'expérimentations renouvelées et l'on sait doper InP avec ces deux éléments sur une dynamique qui s'étend au moins de 10^{16} à 10^{19}cm^{-3} .

Le soufre a pour avantage que la taille de l'atome (S) dopant est très voisine de celle de l'élément (P) substitué, ce qui permet d'effectuer de forts dopages (10^{19}cm^{-3}) sans observer de dégradation du cristal InP. Deux problèmes se posent cependant:

- d'une part cet élément diffuse facilement dans InP, ce que nous avons vérifié par des mesures de photoluminescence dans des puits quantiques GaInAs /InP.
- d'autre part, la molécule soufrée le plus utilisé pour le dopage en phase gazeuse est l'hydrogène sulfuré de molécule (H_2S). Cette molécule est polaire; elle s'adsorbe facilement sur les parois du réacteur et occasionne un effet "mémoire". Le profil de dopage est alors convolué par une fonction de type exponentielle de forte constante de temps, ce qui étale les transitions et fausse les valeurs des plateaux de dopage.

Pour le sélénium, il se produit aussi un effet mémoire, mais il est de plus faible ampleur. L'inconvénient principal lié à l'usage de cet élément est que l'hydrogène sélénié, molécule la plus utilisée pour le dopage, est extrêmement toxique, au moins autant que l'hydrogène arsénié. La mise en oeuvre de cette molécule, même sous forme diluée à quelques ppm, nécessite donc l'investissement d'installations sophistiquées de stockage et de détection.

Le dopage au tellure en cours d'épitaxie MOCVD à partir du diéthyltellure a fait l'objet de quelques publications qui font état d'une incorporation aisée du dopant dans le cristal, ainsi que d'un léger effet mémoire [II-30]. Nous ne l'avons pas testé.

Parmi les éléments de la colonne IV, nous n'avons eu connaissance d'aucun résultat de dopage de InP avec les éléments carbone ou plomb. Les quelques essais que nous avons menés pour tenter de doper InP au carbone à partir du précurseur CCl_4 n'ont pas abouti à l'incorporation d'une quantité significative de carbone dans le cristal. Pour tous les éléments de la colonne IV, il existe des molécules symétriques (CH_4 , SiH_4 , GeH_4 , $(\text{CH}_3)_4\text{Sn}$), non polaires, peu susceptibles de s'adsorber sur les parois du réacteur et de donner lieu à des effets "mémoire" de longue durée.

Le germanium serait probablement utilisable mais on ne dispose que de peu de publications de référence quant à ses propriétés en tant que dopant [II-27] et aucune ne concerne un procédé MOVPE.

L'étain est un dopant de type N très utilisé pour la croissance de cristaux massifs de type N et dont l'application à l'épitaxie en phase vapeur aux chlorures a été étudiée il y a quelques années [II-29]. Sa mise en oeuvre pour le dopage en MOVPE est limitée par les facteurs suivants:

- Il n'existe pas d'hydrure gazeux stable d'étain.
- Les molécules utilisables seraient des organométalliques, mais ceux-ci présentent de faibles tensions de vapeur et une efficacité de collage extrêmement forte. Il convient donc d'utiliser des mélanges très dilués ($< 5\text{ppm}$), lesquels sont difficiles à réaliser, sauf à utiliser un système de double dilution.

Vers la fin de notre étude, pour augmenter les niveaux de dopage dans les couches de contact des structures à couche d'arrêt pour diodes Gunn InP sans provoquer la création de défauts cristallins, nous avons été amenés à expérimenter le dopage à l'étain du phosphore d'indium; cette partie de notre étude fait l'objet du paragraphe II.2.3 . Une tentative identique à la nôtre a été menée récemment en épitaxie MOCVD [II-28].

Le silicium présente à priori plusieurs avantages spécifiques parmi lesquels un très faible coefficient de diffusion dans InP et l'existence d'un hydrure stable gazeux commercialement disponible sous forme diluée, le silane (SiH_4). Plusieurs arguments s'élevaient cependant en sa défaveur, entre autres la grande différence de taille entre les atomes dopant (Si) et substitué (In) et le caractère amphotère éventuel pouvant conduire à une compensation au moins partielle du matériau semiconducteur de type N épitaxié.

Si la différence de rayon covalent semble être effectivement la cause des problèmes rencontrés pour les forts niveaux de dopages de InP au silicium, problèmes que nous exposons dans le paragraphe suivant, le caractère amphotère de cet élément ne s'est pas manifesté de manière significative au cours de l'étude que nous avons menée et il semble qu'il faille mettre en oeuvre des dispositifs lourds de mesures sophistiquées pour observer les très faibles concentrations d'atomes de silicium qui acceptent de se substituer à des atomes de phosphore dans le cristal InP [II-31]. Nous commentons ces deux aspects lors de la présentation des résultats expérimentaux de mesures sur des échantillons dopés.

Une expérience de l'utilisation du silicium avait été acquise depuis plusieurs années pour le dopage de GaAs lors de la croissance de monocristaux massifs ou en cours d'épitaxie et le silicium s'était révélé un dopant proche de l'idéal pour ce semiconducteur jusqu'à des niveaux de 10^{18}cm^{-3} . Adapter la technique existante à InP était l'expérience la plus simple à réaliser.

MESURE DE LA CONCENTRATION DU SILICIUM DANS LE SEMICONDUCTEUR:

Nous disposons de trois méthodes complémentaires pour effectuer cette mesure. Toutes trois sont des méthodes indirectes pour lesquelles l'interprétation des résultats fait appel à un modèle assez complexe.

La première, qui utilise l'effet Hall, est une méthode purement électrique [II-32]. En réalisant, sur un dispositif à quatre électrodes selon une géométrie optimale, des mesures de transrésistance sous champ magnétique, on peut calculer par un modèle simple une quantité homogène à une densité surfacique de porteurs mobiles. Dans les cas les plus simples, comme celui d'une couche épaisse d'un matériau uniformément dopé déposé sur un substrat isolant, un second modèle permet de remonter directement de la densité calculée à une estimation de la densité volumique d'atomes silicium, intégrée sur l'épaisseur de la couche conductrice. La difficulté de l'interprétation de cette mesure provient de l'intervention d'un paramètre r_H , appelé facteur de diffusion de Hall, dans le calcul de la concentration de porteurs. Ce paramètre varie de 1 à 2 selon le type de collisions (électrons-phonons, électrons-impuretés ionisées, électrons-électrons,...) prépondérant [II-33].

La seconde méthode utilise des effets de déplétion de porteurs au sein du semiconducteur au voisinage d'une interface semiconducteur / électrolyte. Par des mesures capacitatives réalisées entre une partie conductrice de la structure semiconductrice et la masse conductrice de l'électrolyte, on peut calculer une quantité homogène à une densité volumique de charges fixes au sein du semiconducteur, densité que l'on peut identifier dans certains cas à la densité d'atomes de silicium substitués [II-34], [II-35].

Enfin, la troisième méthode (SIMS) fait appel à une érosion ionique du matériau, sous l'effet de laquelle on peut récupérer diverses molécules chargées dont on peut mesurer par une spectrométrie appropriée la masse et le flux. Ici encore l'usage de modèles et d'étalons permet en principe une estimation quantitative de la concentration du silicium dans le volume du semiconducteur.

Très occasionnellement, nous avons aussi fait appel à une quatrième méthode, très proche de la seconde décrite ci-dessus, mais dans laquelle le contact électrolyte/semiconducteur est remplacé par un contact métal liquide (mercure) / semiconducteur. Cette méthode n'est applicable sur InP que dans un domaine de concentrations de dopage très restreint et peut être facilement redue inopérante par toute anomalie de l'état de surface du semiconducteur. Comme, de plus, elle ne permet pas l'acquisition de profils de dopage complexes, on lui préfère presque toujours son homologue électrochimique.

DESCRIPTION DU PROCESSUS DE DOPAGE EN COURS D'EPITAXIE:

Le principe du dépôt du matériau InP a été décrit dans le chapitre précédent. Pendant la durée de l'opération d'épithaxie, la vitesse de dépôt (v) est fixée par la concentration de molécules (TEI) dans la phase gazeuse en sortie du mélangeur, et dans une plage de $\pm 50^\circ\text{C}$ autour de la température habituelle, cette vitesse varie peu avec la température (T) à laquelle on porte le substrat sur lequel on effectue l'épithaxie.

Pour réaliser le dopage de type N, on introduit dans la phase gazeuse une faible concentration de silane. Pour ce faire, on prépare d'abord un mélange gazeux de silane dilué dans de l'hydrogène. Ce mélange est conditionné sous haute pression (150 bars) dans un conteneur de petites dimensions. Lors de la mise en oeuvre du processus de dopage, le mélange gazeux issu de ce conteneur est détendu à faible pression et on envoie dans le mélangeur du réacteur un flux calibré de silane dilué obtenu en interposant sur le passage du gaz un débitmètre massique à commande électrique proportionnelle.

Le schéma synoptique du processus global de dopage, où l'on détaille les différents paramètres et processus qui interviennent pour fixer le niveau de dopage est représenté sur la *figure 29*:

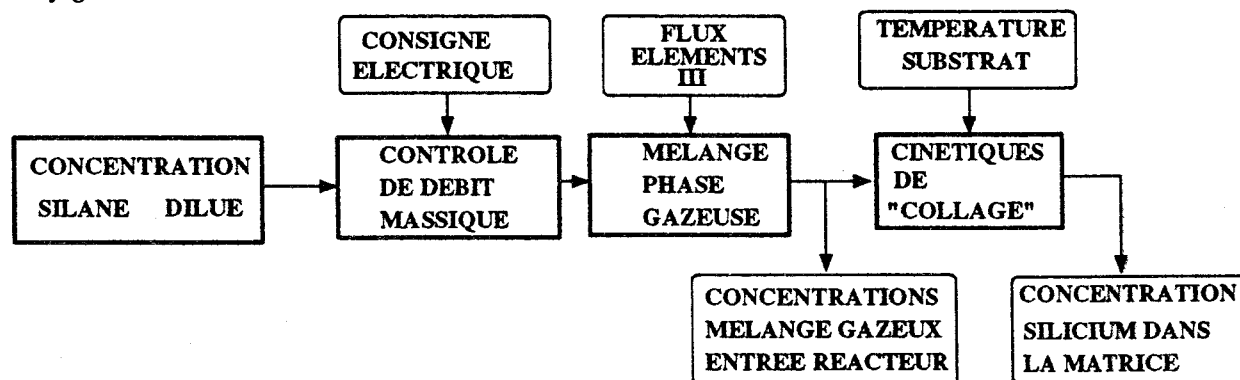


FIGURE 29

Schéma synoptique global du processus de dopage

INFLUENCE DES PARAMETRES DE CROISSANCE SUR LE DOPAGE DES COUCHES EPITAXIEES:

Nous avons pu étudier expérimentalement la réponse du niveau de dopage de silicium à la variation des principaux paramètres de croissance. En effet, l'étude des diodes Gunn InP a nécessité la réalisation de plusieurs centaines de couches épitaxiales et les processus d'optimisation menés nous ont conduit à faire varier plusieurs paramètres de croissance ce grâce à quoi l'on a pu petit à petit dégager les lois qui régissent l'influence des principaux paramètres que sont la température du substrat, le flux de molécules (SiH_4), la vitesse de dépôt et le flux d'éléments V sur l'efficacité du processus de dopage. L'ensemble des observations effectuées nous ont orientés vers le modèle présenté immédiatement après l'étude expérimentale.

Des mélanges gazeux de silane dans de l'hydrogène de haute pureté sont disponibles dans une large gamme de concentrations. La concentration minimale disponible est de l'ordre de 1ppm. A la suite d'une première série d'essais, ayant montré une variation monotone du niveau de dopage avec la concentration de silane du mélange source, nous avons mis en évidence que deux lignes de dopage avec des concentrations respectives centrées autour de 10 et 100 ppm permettaient le contrôle du dopage avec la dynamique désirée aux températures de croissance comprises entre 600°C à 680°C .

Plusieurs expériences de dopage ont été réalisées avec les deux lignes du réacteur et des concentrations variées de silane dilué (entre 5 et 200ppm). Nous avons tracé, sur la *figure 30*, la variation du niveau de dopage expérimental dans le semiconducteur, mesuré au profileur électrochimique POLARON, en fonction de la concentration de silane dans la phase gazeuse.

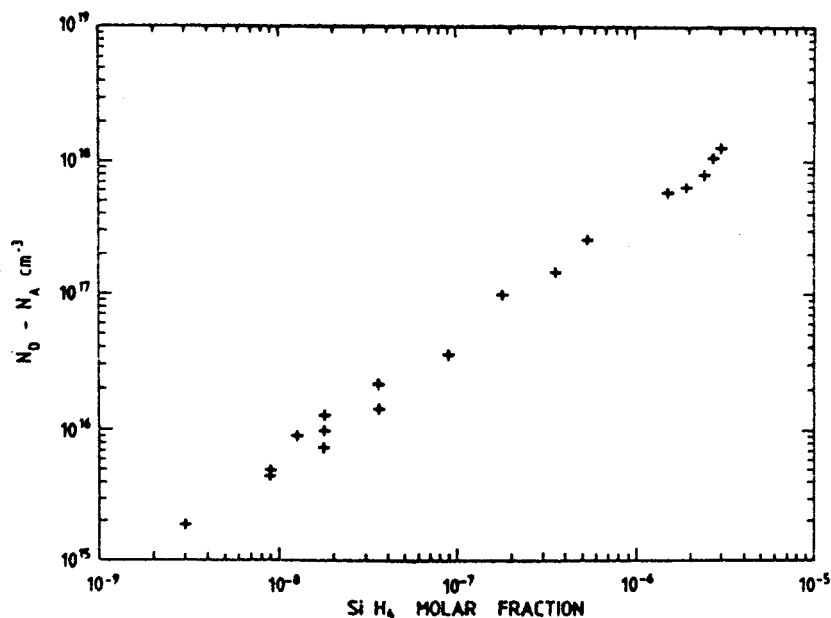


FIGURE 30

Incorporation du silicium dans InP à température constante

Cette caractéristique expérimentale met en évidence une excellente linéarité du dopage jusqu'à des niveaux de 10^{18}cm^{-3} .

Nous avons fait varier la vitesse de dépôt entre 100 et 500 $\text{\AA} \cdot \text{min}^{-1}$ et ce pour des températures de croissance étagées entre 580 et 680 °C. Dans tous les cas rencontrés, et dans les limites de la reproductibilité des méthodes de croissance et de mesure, la concentration d'éléments dopants actifs incorporés dans le solide est inversement proportionnelle à la vitesse de dépôt et donc au flux d'éléments III envoyés dans la phase gazeuse pendant la croissance du cristal. Ce comportement a été vérifié pour de multiples vitesses de croissance aussi bien avec le précurseur (TEI) qu'avec le (TMI) et dans toute la gamme de température explorée. Il est très similaire à ce qui est observé pour le dopage de GaAs à partir du silane en cours d'épitaxie MOCVD et peut s'expliquer en supposant un processus de collage des éléments silicium sur la surface InP extrêmement efficace, indépendant de l'état physique de cette surface.

La molécule de silane (SiH_4) est très stable et sa décomposition totale en éléments silicium et hydrogène n'intervient que pour de très fortes températures ($>1000^\circ\text{C}$). Dans la chambre de réaction du réacteur MOCVD, seule une faible proportion des molécules de silane envoyées dans la phase gazeuse sera utilisée pour le dopage effectif du semiconducteur, le reste étant évacué comme effluent gazeux.

Le processus de dopage au silane présente donc une activation thermique importante. Pour évaluer l'importance de ce phénomène, nous avons réalisé l'épitaxie d'une même structure dopée à trois températures différentes en maintenant tous les autres paramètres constants.

Une température centrale de 600°C a été choisie, égale à celle déterminée à la suite de l'étude d'optimisation de la croissance de InP de haute pureté à partir du TEI. Les deux autres échantillons ont été réalisés à des températures de substrat décalées respectivement de +20 K et de -20 K par rapport à cette température centrale.

A partir des mesures de niveau de dopage effectuées au profileur électrochimique, on a calculé une énergie d'activation apparente du processus de dopage autour de la température de croissance de l'échantillon central. La valeur de cette énergie d'activation est voisine de 3,2 eV. Il ne s'agit pas là de l'énergie d'activation d'un processus physique réel mais plutôt d'une quantification approximative de la variation de la concentration de dopage avec la température autour du point central choisi. En effet, l'énergie d'activation du processus de craquage du silane est estimée à environ 1,5 eV [II-35] et la différence entre les deux énergies provient essentiellement du fait que la température du gaz à l'endroit où se produit le craquage des molécules SiH_4 n'est pas égale à celle du porte-échantillon qui est celle que l'on mesure.

Plusieurs centaines d'épitaxies ont été réalisées à des températures échelonnées entre 580°C et 680°C et l'on a fréquemment été amené à faire varier le flux de phosphine entre 300 et 500 sccm pour optimiser l'épitaxie de structures dopées. Dans aucun cas, on n'a pu observer de variations sensible du niveau de dopage, ce qui signifie que les variations observées n'ont pas été supérieures à 5 %. Ceci est une confirmation expérimentale de l'hypothèse qui suppose que le processus de collage des atomes de silicium sur la surface de InP est indépendant de l'état physique de cette surface.

EFFICACITE DES PROCESSUS DE CRAQUAGE DU SILANE ET DE COLLAGE DU SILICIUM SUR LA SURFACE DE InP:

Pour un niveau de dopage de 10^{16}cm^{-3} , on envoie classiquement 10 sccm de silane dilué à une concentration de 15ppm dans le réacteur, soit un "courant" de molécules de silane de $6,27 \cdot 10^{13} \text{ molec.s}^{-1}$. Pour ce même flux de dopant et les conditions normales de croissance, on peut calculer le flux d'éléments silicium fixés dans le cristal épitaxié, à partir de la vitesse expérimentale de dépôt soit $2,8 \text{ \AA.s}^{-1}$ et du paramètre de réseau de InP d'environ $5,87 \text{ \AA}$, en calculant d'abord le volume de semiconducteur déposé par unité de surface et par unité de temps soit $2,8 \cdot 10^{-8} \text{cm}^3 / \text{s.cm}^2$. On trouve une densité de courant d'atomes de silicium par unité de temps et de surface égale à $2,8 \cdot 10^8 \text{ atomes} / \text{s.cm}^2$ soit une efficacité maximale d'utilisation des éléments silicium égale à $4,6 \cdot 10^{-5}$ pour une surface épitaxiée de 10 cm^2 . Cette efficacité calculée est le résultat de l'action cumulative des trois processus déjà mentionnés:

- échanges phase gazeuse / substrat: efficacité d'utilisation de la phase gazeuse
- efficacité du craquage du silane
- efficacité du processus de collage des éléments silicium sur la plaque

Pour l'estimation de l'efficacité du premier processus, nous pensons que l'on peut prendre comme référence l'incorporation des éléments In lors de la croissance du cristal InP. Comme nous l'avons développé plus haut et développé dans l'annexe 3, il nous semble plausible que cette efficacité, estimée à 4,2 % pour notre réacteur, est celle qui caractérise la chambre de réaction pour le régime d'écoulement gazeux qu'on lui impose. Dans le cadre de cette hypothèse, on peut donc estimer à ce stade que l'efficacité cumulée des deux processus restants (craquage du silane et collage du silicium) est voisine de 10^{-3} .

L'ensemble des expérimentations effectuées dans le cadre de cette étude et d'autres études sur le même réacteur d'épitaxie nous conduit à avancer l'hypothèse que l'efficacité de collage du silicium sur la surface de InP est, lui aussi, proche de l'unité. En effet, nous avons été à même de réaliser sur le même réacteur d'épitaxie, à la même température de croissance et avec la même ligne de dopage quatre semiconducteurs différents: (InP), $(\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As})$, (GaAs) et $(\text{Ga}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{P})$. Pour les quatre semiconducteurs, le rapport entre la concentration des donneurs et le flux des éléments III est le même et il est, de plus, indépendant du flux d'éléments V.

Si le processus de collage était conditionné par l'état physique de la surface, il serait totalement improbable que l'efficacité de dopage soit exactement égale pour quatre surfaces aussi différentes, dans des conditions de croissance de températures et de rapport V / III très variées. La seule explication plausible à nos observations expérimentales est donc que le processus de collage du silicium sur ces quatre surfaces est quantitatif dans la limite de la précision des mesures effectuées.

En conséquence des observations et hypothèses formulées, on peut estimer que l'efficacité de craquage du silane dans nos conditions habituelles d'épitaxie est voisine de 0,1 %.

Une première conséquence bénéfique de la faible efficacité de craquage est que l'on peut réaliser des dopages de faible niveau (10^{16}cm^{-3}) avec des concentrations de silane raisonnables (10ppm) et des flux de gaz pas trop faibles et facilement contrôlables (10sccm).

La seconde conséquence est que le processus de dopage est thermiquement activé. Pour la fabrication de composants reproductibles, cette activation est nuisible car de faibles fluctuations de température sur la surface du porte-échantillon ($\Delta T=20\text{K}$) vont occasionner de fortes fluctuations (un facteur 2) du niveau de dopage local.

Cette sensibilité thermique du dopage peut être exploitée à rebours pour contrôler la reproductibilité de la température de dépôt sur la surface épitaxiée ou en effectuer une cartographie.

REMARQUE: INTERET DU DOPAGE AU DISILANE

Il a été proposé d'utiliser des molécules de disilane à la place de silane car la molécule de disilane est moins stable que celle de silane et devrait se craquer plus facilement. Deux laboratoires au moins ont publié des résultats de dopage dans InP obtenus par l'utilisation de cette molécule [II-37], [II-38]. Une équipe des laboratoires d'IBM a montré [II-39] qu'effectivement, pour les processus d'épitaxie MOVPE à pression atmosphérique l'utilisation du disilane réduit l'énergie d'activation thermique du processus de dopage, mais que pour l'épitaxie à basse pression (0,1 atm) aucune différence notable n'est observée car le disilane se décompose très rapidement en silane, à partir de quoi les processus de craquage et de collage sont identiques pour les deux composés. Nous avons renoncé à explorer cette voie pour le dopage de InP, vu que l'ensemble de nos épitaxies se déroule à pression réduite.

MOBILITE ELECTRONIQUE DANS LE SEMICONDUCTEUR InP:Si

Nous avons mené une étude systématique qui nous a permis de mesurer la mobilité électronique dans le semiconducteur InP de type N dopé au silicium dans la gamme 10^{15} à 10^{18}cm^{-3} . La courbe expérimentale obtenue est rapportée en *figure 31*, superposée avec des courbes théoriques issues de calculs effectués d'une part dans l'hypothèse d'un taux de compensation κ de 0,1 et d'autre part pour un taux de compensation κ de 0,3 [II-15].

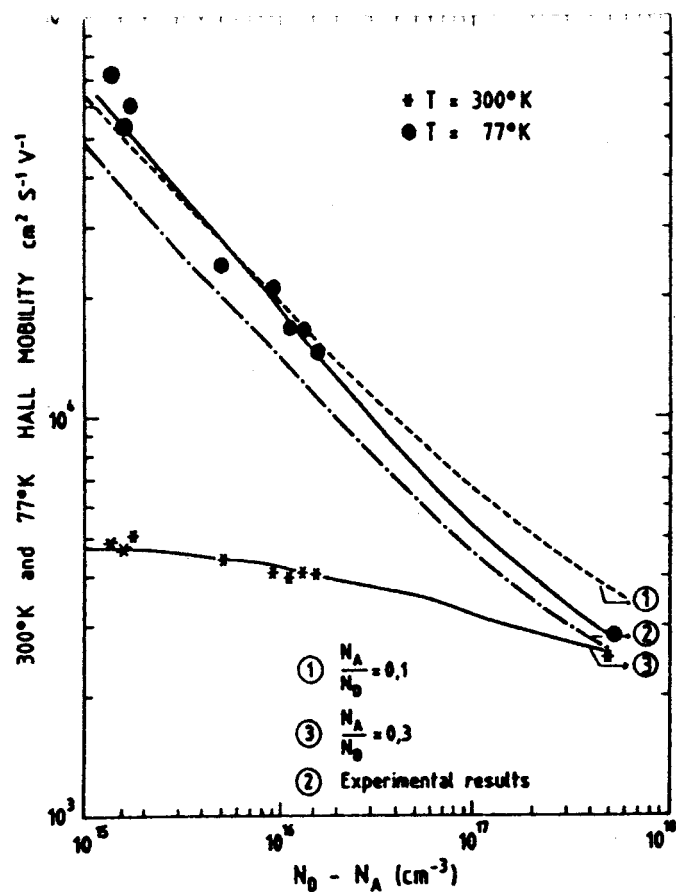


FIGURE 31

Variation de la mobilité électronique avec le niveau de dopage dans le semiconducteur InP de type N dopé au silicium dans la gamme 10^{15} à 10^{18} cm^{-3}

Aux faibles niveaux de dopage, la courbe expérimentale est proche de la courbe théorique $\kappa = 0,1$, alors que pour les forts taux de dopage, elle se rapproche de celle qui correspond à $\kappa = 0,3$. Les valeurs mesurées sont aussi concordantes avec celles mentionnées par Giles & al dans [II-29] et qui ont été relevées sur des couches de semiconducteur InP épitaxiées en phase vapeur à partir des chlorures. Les courbes relevées par ces auteurs pour les cinq dopants S, Si, Ge, Se, Sn sont confondues entre elles et avec la nôtre dans la gamme 10^{16} - 10^{18}cm^{-3} . On est donc tenté de croire que le taux de compensation de l'ensemble des couches épitaxiées par les auteurs et nous même est identique. Il est difficile d'imaginer que ce taux de compensation puisse garder une valeur assez forte de manière identique avec des dopants si différents et nous sommes donc amenés à supposer que le taux de compensation des couches que nous avons épitaxiées est très faible, nettement inférieur à 0,1 et que les calculs de référence utilisés sont probablement inadaptés aux forts niveaux de dopage.

DEGRADATION DU MATERIAU EPITAXIE AUX FORTS DOPAGES:

Alors que les propriétés du semiconducteur InP dopé au silicium ne présentent aucun signe de dégradation aux faibles niveaux de dopage par rapport au semiconducteur non dopé, on observe des signes de dégradation structurale du cristal pour des niveaux de dopage supérieurs ou égaux à $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$, et ce aussi bien pour le matériau épitaxié à 600°C avec le TEI et déposé à $1 \mu\text{m/h}$ que pour le matériau épitaxié à 680°C avec le TMI et déposé à $4 \mu\text{m/h}$.

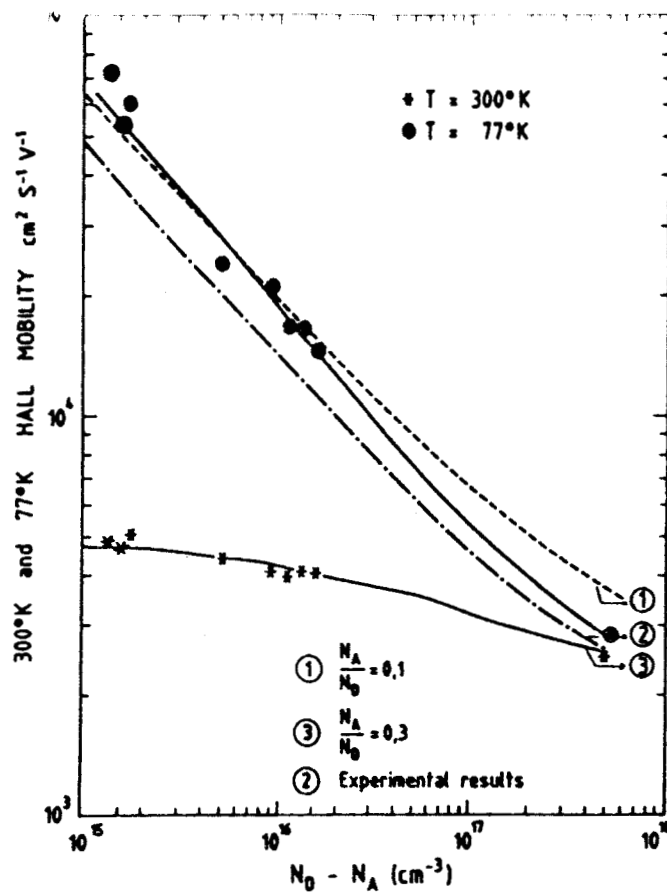


FIGURE 31

Variation de la mobilité électronique avec le niveau de dopage dans le semiconducteur InP de type N dopé au silicium dans la gamme 10^{15} à 10^{18} cm^{-3}

Aux faibles niveaux de dopage, la courbe expérimentale est proche de la courbe théorique $\kappa = 0,1$, alors que pour les forts taux de dopage, elle se rapproche de celle qui correspond à $\kappa = 0,3$. Les valeurs mesurées sont aussi concordantes avec celles mentionnées par Giles & al dans [II-29] et qui ont été relevées sur des couches de semiconducteur InP épitaxiées en phase vapeur à partir des chlorures. Les courbes relevées par ces auteurs pour les cinq dopants S, Si, Ge, Se, Sn sont confondues entre elles et avec la nôtre dans la gamme 10^{16} - 10^{18} cm^{-3} . On est donc tenté de croire que le taux de compensation de l'ensemble des couches épitaxiées par les auteurs et nous même est identique. Il est difficile d'imaginer que ce taux de compensation puisse garder une valeur assez forte de manière identique avec des dopants si différents et nous sommes donc amenés à supposer que le taux de compensation des couches que nous avons épitaxiées est très faible, nettement inférieur à 0,1 et que les calculs de référence utilisés sont probablement inadaptés aux forts niveaux de dopage.

DEGRADATION DU MATERIAU EPITAXIE AUX FORTS DOPAGES:

Alors que les propriétés du semiconducteur InP dopé au silicium ne présentent aucun signe de dégradation aux faibles niveaux de dopage par rapport au semiconducteur non dopé, on observe des signes de dégradation structurale du cristal pour des niveaux de dopage supérieurs ou égaux à $2 \cdot 10^{18}$ cm^{-3} , et ce aussi bien pour le matériau épitaxié à 600°C avec le TEI et déposé à $1 \mu\text{m/h}$ que pour le matériau épitaxié à 680°C avec le TMI et déposé à $4 \mu\text{m/h}$.

Pour ce dernier, on observe une dégradation macroscopique de la morphologie de surface de la couche épitaxiée illustrée en *figure 31.a*, alors que pour le matériau épitaxié à 600 °C la dégradation n'est observable qu'après révélation chimique de la couche au bain "H" (*figure 31.b*).

Pour les diodes à couche d'arrêt où une couche tampon de grande épaisseur de matériau épitaxié est interposée entre la couche active de la diode et le contact ohmique, on voudrait pouvoir diminuer la résistance série parasite d'accès au composant intrinsèque en augmentant la conductivité de cette couche tampon grâce à une augmentation de son niveau de dopage. L'apparition des défauts spécifiques aux forts dopages au silicium est un obstacle qui limite nos efforts dans ce sens.



FIGURE 32

Défauts spécifiques apparaissant aux forts niveaux de dopage au silicium observés en microscopie optique à contraste interférentiel: (a) Morphologie de surface InP / TMI / 680°C / 4 μ m.h⁻¹, (b) InP / TEI / 600°C / 1 μ m.h⁻¹

II.2.3) Essais exploratoires de dopage à l'étain:

Pour tenter d'échapper à la limitation du niveau de dopage liée à l'utilisation du silicium, nous avons tenté de doper InP à l'étain, élément donneur pour lequel nous avons lieu de penser que la limite d'apparition de défauts spécifique doit être plus élevée que pour le silicium. Ce point de vue s'appuie sur le fait que les numéros atomiques des éléments In et Sn sont très proches ce qui devrait atténuer les distorsions locales du réseau dues à la substitution et sur la constatation que les substrats InP:Sn dopés à 4.10¹⁸cm⁻³ que nous avons parfois utilisés sont exempts de défauts structuraux caractéristiques observables par les méthodes dont nous disposons.

En raison de l'inexistence d'hydruure d'étain stable, les précurseurs d'étain les plus classiques sont le tétrachlorure d'étain SnCl₄ et les organo-métalliques tétraméthyl et tétraéthyl étain (TMSn et TESn). Nous avons préféré éviter d'introduire un précurseur halogéné dans notre réacteur et avons donc choisi le composé organométallique disponible de plus faible pression de vapeur saturante P, c'est à dire le TESn, précurseur liquide pour lequel la pression P est d'environ 0,2 torrs à la température de 0°C.

Le produit que nous avons utilisé a été fabriqué et conditionné par la société SMI et utilisé à 0°C dans un évaporateur identique à celui utilisé pour la mise en oeuvre du TEI. Nous supposons que le taux de craquage de l'organométallique devait avoisiner l'unité à la température de croissance de 600°C et que l'on pouvait s'attendre, même pour de faibles flux de gaz neutre dans l'évaporateur à des taux de dopage importants et avons donc choisi de commencer l'étude par la réalisation de plans de dopage à durée réduite.

Pour la première épitaxie, la structure visée était celle décrite en *figure 33.a*. Elle a été réalisée à la fois sur un substrat N⁺ dopé Sn et sur un substrat semi-isolant dopé Fe. Le plan de dopage a été réalisé en interrompant le flux de TEI (0,4sccm) tout en laissant la surface de InP sous flux de PH₃, en exposant 1mn la surface au flux de TESn (0,02sccm) et en reprenant la croissance par réinjection immédiate du flux de TEI.

La morphologie de surface de l'épitaxie a été identique sur les deux couches. Elle est représentée en *figure 33.b* et a l'apparence d'un réseau compact de défauts sphériques. Le profil N(x) relevé au profileur électrochimique et représenté en *figure 34.a* montre que sur la couche épitaxiée sur substrat semi-isolant, un niveau homogène de dopage N⁺ vers $2,5 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ est observé sur toute l'épaisseur de la couche épitaxiée (1 μm), alors que sur la couche épitaxiée sur substrat N⁺ (*figure 34.b*), ce niveau de dopage se situe vers $2 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ et ne s'atténue que lentement dans le substrat. On est donc amené à faire les constatations suivantes:

- le dopage de type N de InP à partir du tétra éthyl étain est possible et particulièrement efficace
- l'étain a diffusé depuis le plan exposé au TESn à travers toute la couche épitaxiée
- Sa diffusion a continué dans le substrat N⁺ et a été arrêtée dans le substrat semi-isolant dopé Fe
- Cette diffusion a été extrêmement rapide une distance de 1μm ayant été franchi en moins de 6mn, soit un coefficient de diffusion moyen à 600 °C dans supérieur à $3 \cdot 10^{-11} \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$

D'autre part, dans cette épitaxie, une concentration surfacique de $2 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-2}$ a été incorporée dans le cristal au cours de la minute qu'a duré l'envoi du dopant, ce qui suggère que, si les taux d'incorporations en dopage volumique et en dopage planaire étaient équivalents, on aurait réalisé avec le même flux de dopant un dopage volumique de $3 \cdot 10^{21} \text{cm}^{-3}$. Cet ordre de grandeur étant très supérieur à ce qui est utilisable pour les applications visées, nous avons abandonné l'organométallique TESn liquide en tant que précurseur pour le dopage de InP.

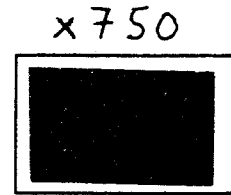
Dans un deuxième temps, nous avons fait réaliser par la firme PRODAIR un mélange gazeux dilué de tétra éthyl étain dans de l'hydrogène à une teneur d'environ 3ppm. Dans les conditions standard de croissance à 600 °C en utilisant le TEI comme précurseur d'indium, nous avons obtenu un niveau de dopage de $1,7 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ pour un flux de gaz dilué de 100 sccm. La morphologie de surface du matériau est tout à fait satisfaisante et la révélation chimique ne montre aucun défaut spécifique à ce niveau de dopage. Contrairement à ce que nous pensions, le taux de dopage est thermiquement activé et monte à $3,5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ pour une température de croissance de 680°C, tous les autres paramètres de l'épitaxie restant inchangés. Un taux d'incorporation identique est observé dans InP épitaxié avec le précurseur TMI; il varie dans le rapport inverse des vitesses de dépôt. Pour mettre en évidence un éventuel effet mémoire, nous avons réalisé une structure N⁺ / résiduel. Les profils de dopage relevés au profileur électrochimique et en SIMS (*figure 35*) concordent et l'on peut affirmer qu'avec le TMI et à la température de croissance de 680°C, le niveau résiduel d'étain qui subsiste dans la couche non dopée après l'épitaxie la couche N⁺, est de l'ordre de 10^{15}cm^{-3} .

Pour tenter d'améliorer la quantité de dopant contenue dans chaque bouteille de mélange gazeux, nous avons fait préparer par SMI un mélange de TMSn à une concentration de 60 ppm. Nous avons tenté sans succès de doper InP avec ce mélange et somme en mesure d'affirmer qu'avec un flux de 100 sccm de ce mélange précurseur dans les conditions de croissance normales, le niveau de dopage étain mesuré par SIMS et estimé au profileur électrochimique ne dépasse pas $2 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$ soit une efficacité inférieure de plus de 4 ordres de grandeur par rapport à ce que nous avons enregistré pour le TESn. Nous attribuons ce manque d'efficacité à un taux de craquage quasiment nul de la molécule TMSn dans nos conditions de croissance.

Nous avons donc retenu pour les structures expérimentales de diodes Gunn dopées à l'étain le procédé qui utilise un mélange gazeux dilué de TESn. A la fin du paragraphe suivant, nous montrons en *figure ?* une vue métallographique sur biseau d'une structure épitaxiale pour diode Gunn InP comprenant une couche dopée Sn à un niveau de $2 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ sur laquelle on peut constater l'absence de défauts spécifiques.

InP RESIDUEL 50nm
plan Sn 1nm
InP RESIDUEL 1 μ m
SUBSTRAT InP:Sn

(a)



(b)

FIGURE 33

Tentative de plan de dopage Sn dans InP: (a) Structure visée, (b) morphologie de surface

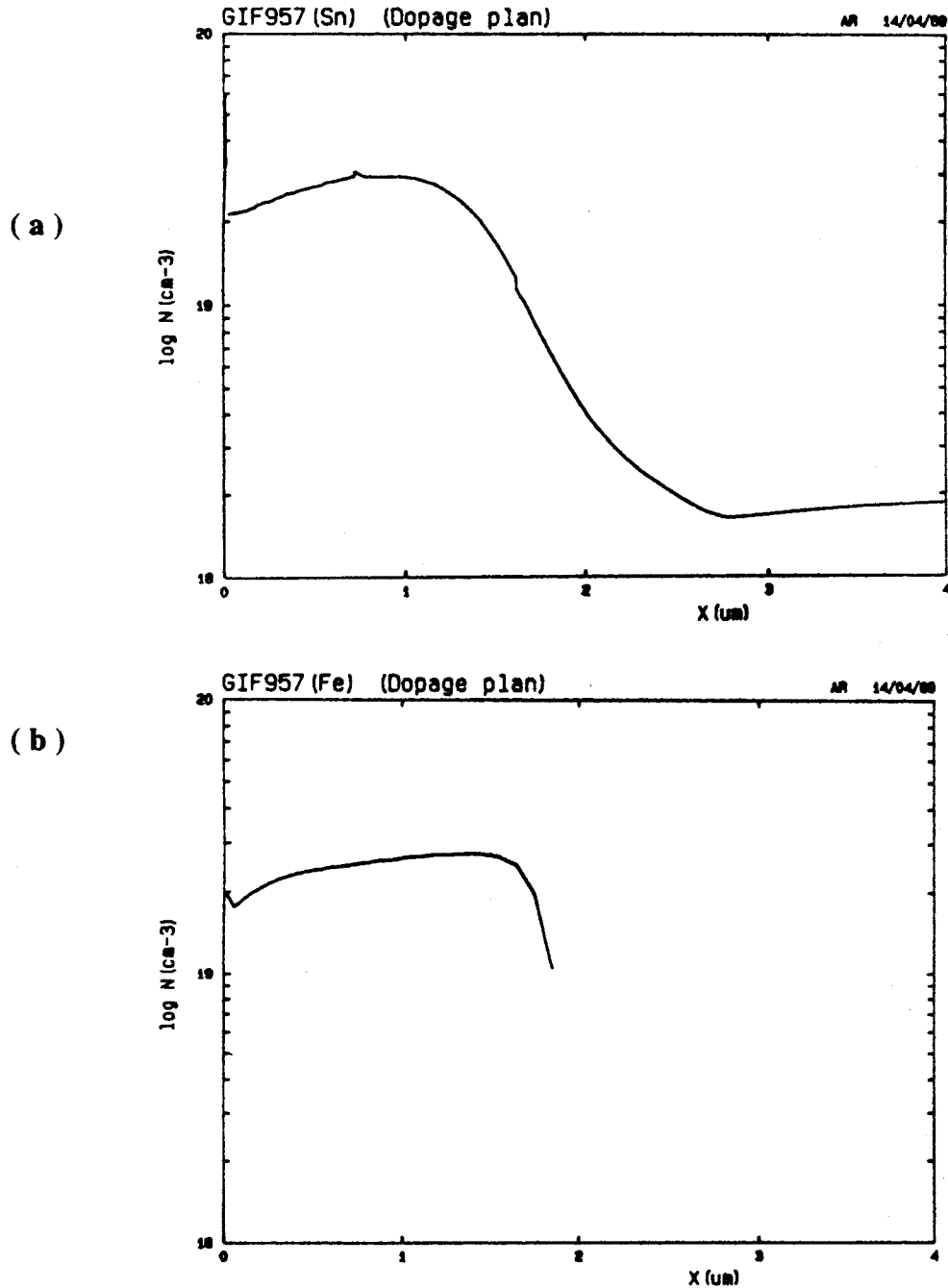
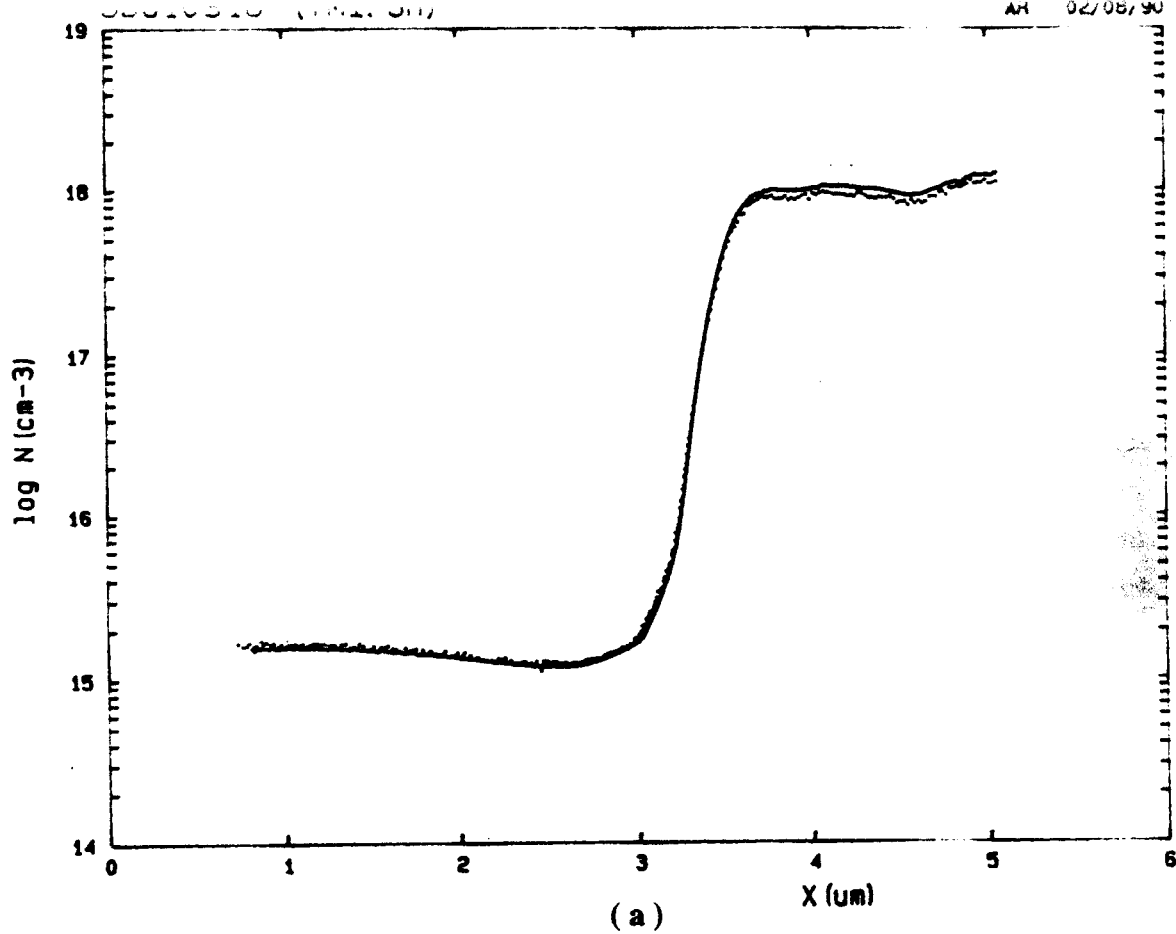


FIGURE 34

Profils de dopage relevés au profileur électrochimique (a) échantillon sur substrat N^+ ,
(b) échantillon sur substrat semi-isolant



(b)

FIGURE 35

Echantillon N⁺/résiduel destiné à tester l'effet mémoire du dopage Sn (a) profil N_D-N_A relevé au profileur électrochimique, (b) Profil de l'élément Sn relevé au SIMS

II.2.4) EPITAXIE ET CARATERISATION DE STRUCTURES N⁺N⁺ POUR DIODES GUNN InP 94 GHz:

CONDITIONS DE CROISSANCE:

Dans la fabrication des diodes Gunn par le process classique à radiateur intégré, le contact ohmique anodique est réalisé sur le substrat aminci. Celui ci doit donc être de type N et de forte conductivité électrique, c'est à dire fortement dopé. On trouve actuellement sur le marché deux types de substrats répondant à cette première spécification: ce sont d'une part des substrats dopés au soufre et d'autre part des substrats dopés à l'étain.

Les substrats dopés au soufre peuvent l'être fortement, au moins jusqu'à 10^{19}cm^{-3} , sans que le cristal ne présente de défauts de structure relatifs au dopage. Mieux, une concentration de soufre supérieure à 5.10^{18}cm^{-3} modifie les caractéristiques plastiques du cristal et il en résulte une densité moindre de dislocations dans les lingots après tirage Czochralski. On trouve donc auprès de multiples fournisseurs des substrats fortement dopés au soufre (InP:S⁺), très conducteurs et présentant des densités de dislocations aussi faibles que 10^2cm^{-2} sur plus de 50 % de la surface de la tranche.

Il est curieux de constater à quel point la substitution d'une fraction très minime ($< 10^{-3}$) des atomes du sous-réseau (P) par des atomes (S) peut changer les caractéristiques macroscopiques du solide. En dehors des propriétés mécaniques déjà mentionnées et révélées par un comportement différent du cristal au clivage, au polissage et aussi par des essais comparatifs d'épitaxie de couches contraintes, on constate que le comportement de la surface InP aux fortes températures est aussi affecté, et la désorption du phosphore significativement affaiblie par rapport aux échantillons de haute pureté, ceci étant bien connu des spécialistes de l'épitaxie sur InP en phase liquide.

Une autre propriété macroscopique des substrats InP est modifiée par le fort dopage au soufre et se trouve être la cause de l'impossibilité d'utiliser des substrats ainsi dopés pour la fabrication des diodes Gunn. Il s'agit de la vitesse de dissolution du matériau dans une solution aqueuse FeCl_3 . Une des dernières étapes du process de fabrication des diodes est en effet la gravure des mésas cylindriques. Cette gravure est effectuée de manière photochimique dans une solution à base de FeCl_3 . Dans le procédé classique, la partie supérieure, qui représente l'essentiel de l'épaisseur à graver, est issue du substrat alors que la couche épitaxiale est plus profonde. Lorsque l'épitaxie a été réalisée sur un substrat InP:S⁺ et l'on tente de fabriquer des diodes Gunn avec ce procédé, il s'avère que la vitesse de gravure du substrat est très inférieure à celle des couches épitaxiales, et que la majorité des diodes présente une sous-gravure telle que les composants deviennent mécaniquement fragiles et que le diamètre de leur couche active ne correspond plus du tout à celui du masque.

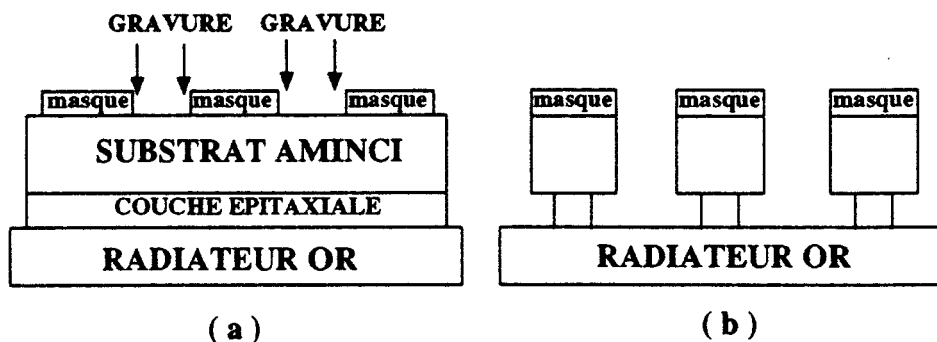


FIGURE 36

Etat d'une structure réalisée sur substrat InP:S⁺ en cours de process: avant (a) et après (b) gravure des mésas

L'utilisation de substrats (InP:S⁺) a par suite été abandonnée pour la fabrication de diodes Gunn par le process classique. Elle a été reprise lorsque les études sur le procédé à couche d'arrêt GaInAs ont été suffisamment avancées. Les résultats obtenus avec ce type de substrats et la technologie à couche d'arrêt sont exposés au paragraphe II.4.

Les substrats dopés à l'étain sont disponibles sur le marché auprès de nombreux fabricants. La concentration de dopage dans ces substrats est classiquement de 1 à $3 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Ils sont donc moins bons conducteurs électriques que les substrats (InP:S⁺). Ils sont par contre plus faciles à polir et la qualité des plaques en est plus reproductible. La densité classique de dislocations dans ces substrats se situe entre 1 et $5 \cdot 10^4 \text{cm}^{-2}$, densité proche de la densité critique définie au paragraphe II.2.2. Comme nous n'avons observé aucun phénomène notable de sous-gravure des couches épitaxiales lors de la gravure de diodes réalisées à partir de structures épitaxiées sur des substrats (InP:Sn), ce sont ces substrats qui ont été retenus pour réaliser les structures épitaxiales des diodes processées de manière classique.

A la suite d'une étude comparative de différents procédés de nettoyage de la surface des substrats avant épitaxie, les substrats InP n'ont plus été nettoyés avant épitaxie et les qualités observables du matériau déposé n'en semblent que meilleures, ce qui signifie d'une part que les fabricants de tranches disposent de techniques de préparation supérieures aux nôtres et d'autre part que la surface du cristal InP ne subit pas de dégradation significative au contact de l'air et ce sur une période de plusieurs mois. de fait, nous n'avons jamais noté de différences de qualité entre des épitaxies réalisées sur des substrats récemment approvisionnés et d'autres stockés plusieurs années avant utilisation dans leur emballage d'origine.

Des conditions standards de croissance pour InP, issues des études préliminaires sur l'épitaxie du matériau de haute pureté et déjà présentées dans le tableau de la *figure 25*, ont été adoptées pour l'ensemble des épitaxies de structures pour diodes Gunn InP. Par ailleurs, toutes les structures pour diodes Gunn ont été épitaxiées sur des substrats d'orientation voisine de $\langle 100 \rangle$ et désorientés de 2° vers la direction $\langle 0-11 \rangle$.

Pour la montée et la descente en température, la phosphine est envoyée dans la phase gazeuse lorsque la température du substrat est supérieure à 200 °C.

EPITAXIE ET CARACTERISATION DU PROFIL DE DOPAGE N^+N^+ :

Le profil de dopage de la structure épitaxiale à réaliser comprend une transition $N^+ \rightarrow N$ à l'anode de la diode et une transition $N \rightarrow N^+$ à l'emplacement de la cathode.

Nous avons cherché à caractériser la raideur de ces deux types de transitions par caractérisation de deux types de structures: des structures à dopage planaire et des structures à transitions de dopage.

Notre étude des dopages planaires dans InP a montré la possibilité de réaliser de tels dopages et de confiner de fortes densités de donneurs sur de très faibles épaisseurs [II-39], [II-40]. Un faisceau de mesures effectuées sur de telles structures par C-V, SIMS et l'observation d'un effet Hall quantique dans le plan de dopage conduisent à penser que la largeur caractéristique du profil des structures mesurées ne dépasse pas 3nm. Le détail des structures et des résultats obtenus dans cette étude figure dans les deux publications mentionnées que nous avons rapportées en annexe 4.

Nous avons aussi étudié les transitions N^+ / N et N / N^+ par caractérisation de structures d'étude. Les transitions N^+ / N sont faciles à caractériser. La figure ci-dessous en donne un exemple caractéristique:

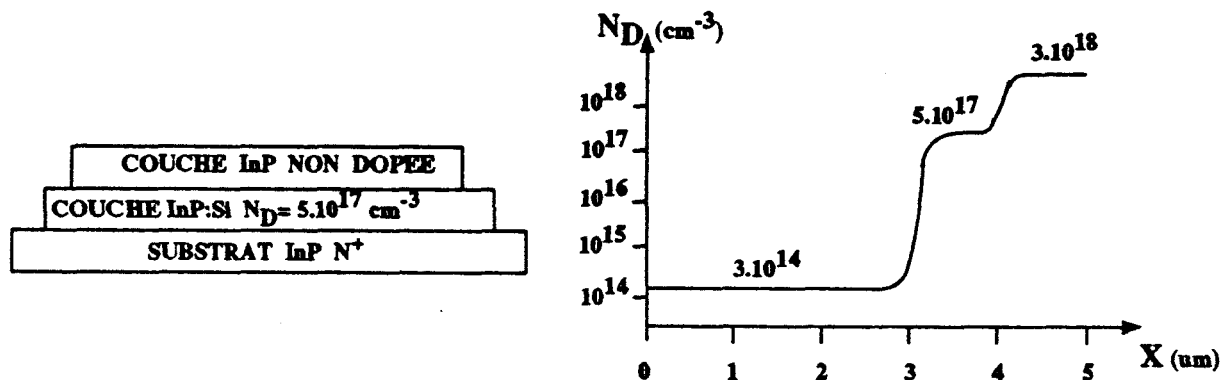


FIGURE 37

Caractérisation d'une transition N^+ / N au profileur électrochimique

Le relevé au profileur électrochimique de la densité de donneurs d'une telle structure est révélateur de l'absence d'un effet mémoire observable, ce qui veut dire que l'on ne peut caractériser ni élévation du niveau de dopage dans la couche non dopée, ni élargissement de la transition N^+ / N par rapport à une transition substrat $N^+ /$ épitaxie non dopée. C'est le comportement que nous espérons, compte tenu du faible moment dipolaire de la molécule SiH_4 .

S'il y a adsorption / désorption de molécules de silane dans les conditions normales de croissance sur les parois de la chambre de réaction, le temps caractéristique de ce phénomène est au maximum de l'ordre de la dizaine de secondes, le niveau observé décroissant de plus de trois ordres de grandeur en moins de 100 nm soit environ 6nm de dépôt. L'absence de délargissement de cette transition N^+ / N est aussi une évidence expérimentale de l'absence de trainage au niveau du mélange des gaz et du faible coefficient de diffusion du dopant (Si) en cours d'épitaxie dans les conditions habituelles de croissance.

La caractérisation des transitions N / N^+ présente une réelle difficulté. Lorsque l'on mesure au profileur électrochimique une telle structure, la mesure correcte et l'attaque de la couche N^+ supérieure ne pose aucun problème mais, lorsque l'attaque photoélectrochimique de la couche N^+ supérieure est achevée et que le front d'attaque atteint la couche inférieure N , la surface du contact électrolyte / semiconducteur ne se limite pas au seul disque du fond d'attaque électrolyte / N , elle comprend aussi un anneau de contact électrolyte / N^+ qui marque les limites latérales du volume de matériau dissous.

La présence de cet anneau de contact parasite (figure 38.a) est responsable d'une erreur systématique très importante sur la mesure de la capacité du contact électrolyte / semiconducteur. La surface de cet anneau et donc l'amplitude de l'erreur commise varient aussi avec l'état du joint polymère souple qui définit l'aire d'attaque et de mesure. Lors de la mesure d'une structure typique $N^+(10^{18}\text{cm}^{-3}) / N (10^{16}\text{cm}^{-3}) / \text{SUBSTRAT } N^+$, avec un joint souple en bon état, et en utilisant HCL 0,1 M comme électrolyte, on obtient le profil de la figure 38.b.

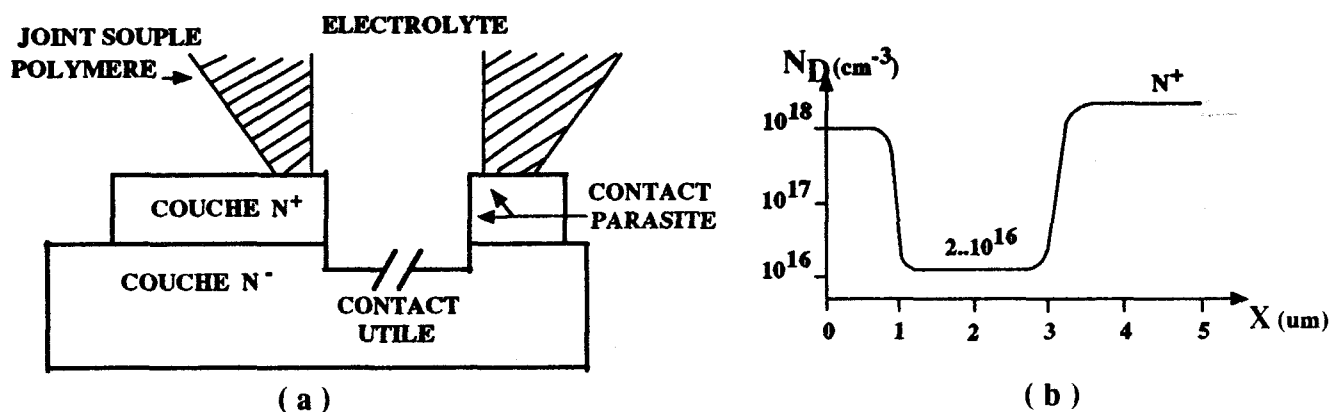


FIGURE 38

Relevé d'un profil $N^+N^-N^+$ au profileur électrochimique (a) origine de la surface additionnelle parasite, (b) profil $N_D - N_A$; le niveau N est entaché d'une erreur de 100%.

La mesure surestime le niveau de dopage de 100 %. Si le joint est dégradé, la surface de l'anneau peut être très fortement augmentée. Sur le même type de structure avec des joints défectueux, nous avons observé des erreurs sur le niveau N de plus de 300 %.

Pour observer le niveau N réel il faut éliminer la couche N⁺ superficielle par attaque chimique, ce que nous avons fait sur plusieurs échantillons de structures N⁺N N⁺.

Une autre méthode pour évaluer le niveau N consiste à réaliser des mésas profonds munis de contacts ohmiques sur la couche épitaxiale et à mesurer la densité de courant de saturation des diodes de test ainsi définies. Cette densité est directement reliée au niveau N à mesurer et l'on peut établir une courbe d'étalonnage. C'est cette deuxième méthode, plus directement reliée aux caractéristiques du composant final, qui a été utilisée pour valider avant process les lots de couches épitaxiales pour diodes Gunn.

HOMOGENEITE DU PROFIL DE DOPAGE N⁺/N SUR LA SURFACE EPITAXIEE:

Une cartographie du profil de dopage sur la surface d'une plaque épitaxiale de test a été effectuée en effectuant des relevés au profileur électrochimiques en 15 points régulièrement répartis (*figure 39*). Les résultats sont les suivants: pour une couche dont la valeur moyenne du niveau de dopage est de $8,9 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ et la valeur moyenne de l'épaisseur déposée de $1,8 \mu\text{m}$, la dispersion (écart type) en niveau de dopage est de 4,3 % et la dispersion sur l'épaisseur déposée ou sur la vitesse de déposition de 6 %.

A titre de comparaison, des cartographie équivalentes ont été réalisées sur des plaques réalisées sur trois autres réacteurs d'épithaxie réputés pour leur homogénéité de dépôt. Les meilleures valeurs de dispersion observées sont les suivantes: pour une couche dont la valeur moyenne du niveau de dopage est de $1,6 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ et la valeur moyenne de l'épaisseur déposée de $2,1 \mu\text{m}$, la dispersion en niveau de dopage est de 6 % et la dispersion sur l'épaisseur déposée de 2,3 % (*figure 39*).

Ceci permet d'une part d'affirmer que la dispersion propre à la méthode de cartographie que nous avons choisie est meilleure que 2 % en épaisseur et d'autre part que l'homogénéité que nous avons mesurée est conforme aux objectifs que nous nous étions fixés au début de l'étude.

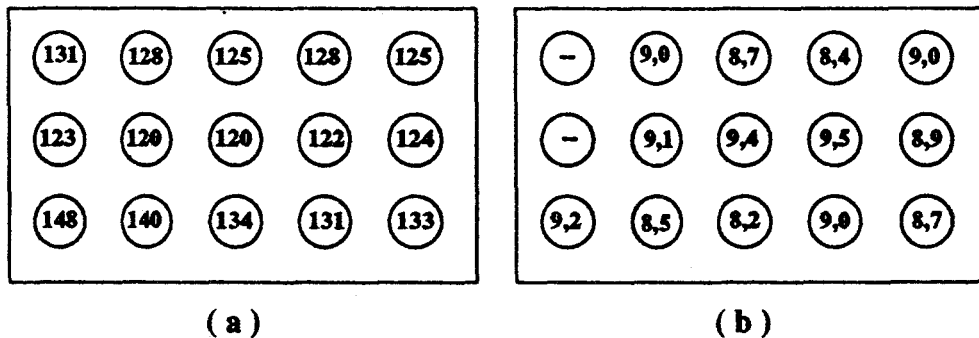


FIGURE 39

Cartographie : (a) de la vitesse de dépôt (en $\text{\AA} \cdot \text{mn}^{-1}$), (b) du niveau de dopage (en 10^{15}cm^{-3}), pour une couche InP:Si déposée à 600°C avec le précurseur TEI

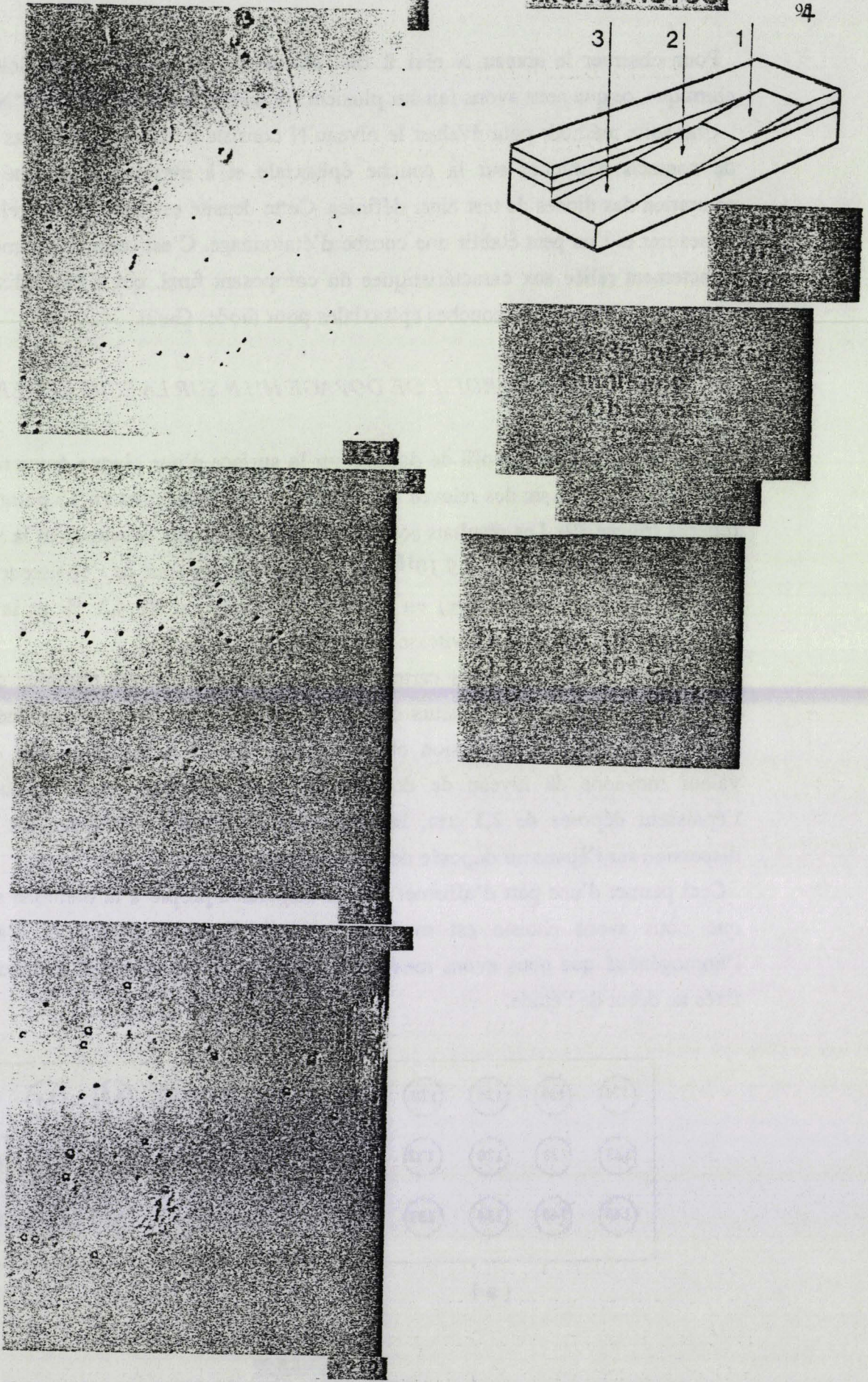


FIGURE 40

Révélation des dislocations sur un biseau chimique réalisé sur une structure InP N⁺N N⁺ optimisée

DENSITE DE DISLOCATIONS:

Dans le cas favorable d'une épitaxie effectuée dans les conditions standards et sur un substrat de bonne qualité, la densité de dislocations révélées par attaque au bain "H" sur biseau chimique (méthode ETOCAPS) est identique dans le substrat et dans les couches épitaxiées (*figure 40*).

II.3) MISE AU POINT DE PROCÉDES DE FABRICATION DES DIODES GUNN

InP:

Nous décrivons dans ce paragraphe et le suivant (II.4) les deux procédés qui ont été mis au point pour la fabrication des diodes Gunn InP. Le premier d'entre eux a été directement dérivé de celui qui est utilisé pour réaliser les diodes Gunn GaAs et l'essentiel des travaux a consisté à modifier les étapes pour tenir compte des différences mécaniques entre les deux semiconducteurs.

II.3.1) Adaptation du procédé classique à radiateur intégré au semiconducteur InP:

Les échantillons processés ont une taille maximale de 15 x 25 mm². Ils sont obtenus par clivage d'une plaque épitaxiée (*figure 41.a*). Les premières opérations concernent la face épitaxiée du substrat.

Lors de l'opération d'amincissement du substrat; on ne dispose pas d'un contrôle suffisamment précis de l'épaisseur enlevée pour que l'on puisse s'arrêter avec certitude à l'épaisseur visée. De manière à ce que l'opérateur puisse repérer le moment où le front d'attaque atteint le radiateur d'or, avant toute autre opération, on réalise dans le semiconducteur, du côté épitaxié, un réseau de sillons. La profondeur des sillons visée est égale à la hauteur désirée pour les diodes, soit 15 µm. Pour réaliser ces sillons, on procède d'abord à la fabrication par photolithographie d'un motif en forme de grille (voir *figure 41.b*) dans une couche de résine de type AZ sur la face épitaxiée. La gravure des sillons se fait ensuite par une attaque de InP à travers le masque de résine au moyen d'une solution acide au dichromate de potassium. La vitesse d'attaque de InP dans cette solution est connue et reproductible à condition que l'on contrôle bien la température du bain.

On procède alors à la métallisation des contacts ohmiques inférieurs, lesquels sont déposées par évaporation sous vide dans un bati RIBER selon la séquence AuGe 250nm / Ti 60nm / Pt 60nm / Au 200nm après une étape de désoxydation dans une solution HF / H₂O et une attaque de 10 nm au canon à électrons. L'alliage AuGe a été choisi de préférence à AuGeNi pour sa résistance chimique vis à vis de la solution de FeCl₃ utilisée pour la gravure des mésas.

Le radiateur d'or d'une épaisseur de $40\ \mu\text{m}$ est ensuite déposée de manière électrolytique dans un bain à base de cyanures d'or (figure 41.c). La densité de courant est choisie pour obtenir la meilleure morphologie possible de l'or déposé. Au cours de cette opération de dépôt, il se crée un fort champ de contraintes entre la couche d'or et la structure InP, contraintes qui subsistent après la phase de croissance et sont responsable d'une forte courbure de la structure. Les essais d'optimisation du processus de croissance n'ont pas permis d'éliminer ces contraintes. La vitesse de croissance pour la morphologie optimale est de $15\ \mu\text{m} /$

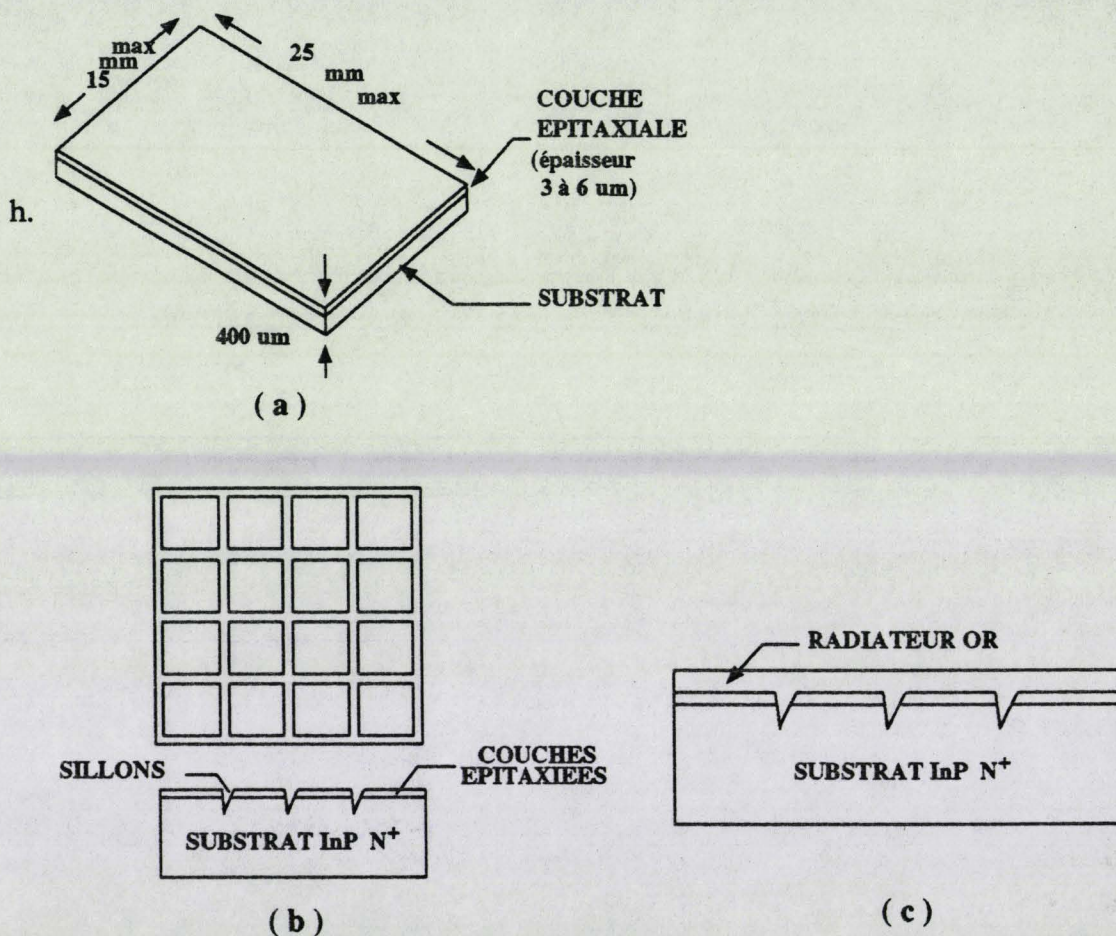


FIGURE 41

(a) Echantillon épitaxié avant process, (b) Gravure des sillons de repérage d'épaisseur

Les flèches typiques mesurées sur des échantillons de $2\ \text{cm}^2$ sont d'environ $100\ \mu\text{m}$. La croissance du radiateur reste donc un des points faibles du procédé de fabrication.

Arrivé à ce stade, on colle la face libre du radiateur sur un support plan constitué d'une plaque de céramique Al_2O_3 ou de silicium épais. Le choix de la colle s'est révélé critique. Il conditionne la planéité après amincissement. Après fusion de la colle à température moyenne (environ $140\ ^\circ\text{C}$) et enduction du support, on plaque le radiateur sur le support à l'aide d'une presse et on laisse refroidir. La descente en température s'effectue en quelques minutes.

Les opérations suivantes concernent désormais le côté substrat de la plaque épitaxiée (figure 42). L'épaisseur du substrat épitaxié avant amincissement est de l'ordre de 400 μm . La hauteur finale visée pour les diodes est de 15 μm . L'opération d'amincissement, qui est la première effectuée sur le côté substrat, consiste donc idéalement à enlever environ 385 μm de semiconducteur InP en laissant sur le radiateur d'or une couche InP d'épaisseur uniforme de 15 μm .

Procéder de manière purement chimique est impossible car le profil de vitesse d'une attaque chimique est très inhomogène. L'attaque chimique est lente au centre et plus rapide sur les bords. Procéder de manière purement mécanique est aussi peu recommandable car le rodage induit dans le matériau un champ de contrainte qui s'étend sur une distance proportionnelle à la taille des grains abrasifs utilisés. Dans notre procédé, plus d'une vingtaine de microns de matériau InP sont à éliminer après le rodage mécanique.

La technique retenue est une succession de trois étapes de rodage mécanique suivies d'une attaque chimique destinée à supprimer la région de semiconducteur contrainte. Le rodage mécanique utilise des pâtes liquides à base de diamant et successivement trois plateaux de cuivre, de toile et enfin de feutre. L'attaque chimique finale met en oeuvre une solution équimolaire de HCl et de H_3PO_4 . Le premier rodage amène la plaque à une épaisseur d'environ 100 μm , le rodage suivant enlève 30 μm environ et le troisième, une dizaine de microns. L'attaque chimique amène le semiconducteur à l'épaisseur finale. Elle est arrêtée dès apparition du réseau de sillons de repérage.

On métallise alors, sous forme d'un réseau de disques, les contacts ohmiques supérieurs des diodes qui servent aussi de masques lors de la gravure qui permet le dégagement des mésas des diodes. Pour ce faire, des métaux AuGe / TiPtAu sont évaporés au travers d'un masque de résine et la localisation est obtenue par un procédé du type "LIFT OFF". Après définition des zones métallisées, d'un diamètre de 30 à 60 μm on procède à une recharge d'or d'environ 5 μm sur ces régions en utilisant le procédé de dépôt électrolytique déjà décrit. Cette recharge permet de faciliter l'opération de thermocompression qui intervient pour la prise du contact supérieur sur le sommet de la diode.

Le dégagement des mésas permet l'individualisation des diodes. Pour ce faire, on procède à une attaque anisotrope de la couche InP en se servant des disques métallisés comme masque. Le procédé d'attaque retenu est un procédé photochimique.

On plonge l'échantillon dans une solution diluée de FeCl_3 portée à une température de 55°C en l'exposant à un rayonnement lumineux fourni par une lampe infrarouge. La densité d'éclairement requise est d'environ 1 W / cm^2 . Contrairement à ce qui est observé pour GaAs, en l'absence d'éclairement la vitesse de gravure est très faible ($< 10\text{nm.mn}^{-1}$) alors que sous éclairement elle atteint 200 nm.mn^{-1} environ. Un nettoyage est nécessaire après cette gravure pour éliminer toute trace de FeCl_3 de la plaque.

La dernière opération est le recuit des contacts ohmiques, qui s'effectue en portant l'échantillon à une température de 430°C pendant 1 mn environ dans un four à faible inertie thermique spécialement mis au point pour les besoins des études sur les diodes Gunn InP. Les deux contacts, inférieur et supérieur sont recuits en même temps, de manière à ce que chacun subisse le même "bilan thermique".

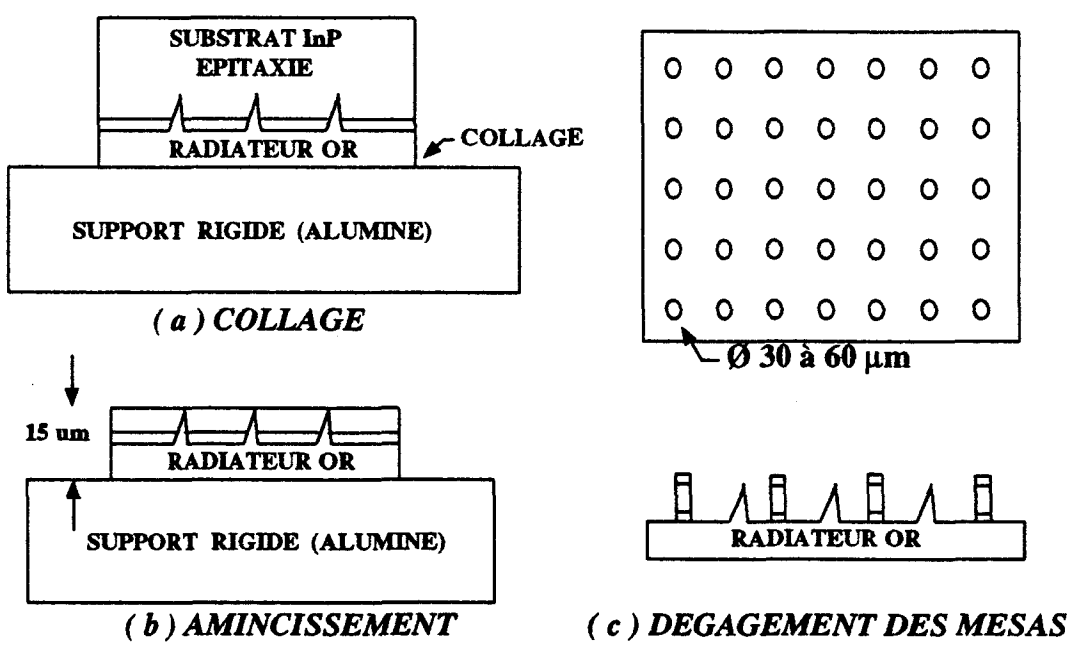


FIGURE 42
Opérations effectuées côté substrat

Après ce process, les puces sont individualisées, montées dans des boîtiers et encapsulées selon le procédé classique décrit au I.4 . Ces dernières opérations ne diffèrent pas par rapport à ce qui est appliqué aux diodes GaAs.

Ce mode de fabrication a été mis au point puis utilisé au LCR pour la réalisation de plus d'une centaine de lots de diodes Gunn. Il a été transféré en 1986 à la "Division Arséniure de Gallium" de THOMSON en vue du développement industriel d'une première génération de diodes Gunn InP 94 GHz.

II.3.2) Développement d'un procédé original utilisant une couche d'arrêt de GaInAs:

Le premier procédé que nous venons de décrire comporte plusieurs étapes délicates et il est apparu qu'on pouvait espérer le perfectionner en raffinant un peu la structure épitaxiale de départ.

L'une de ses étapes cruciales est l'amincissement du semiconducteur. Nous avons vu que l'on aboutit à une couche finale d'épaisseur 15 +/- 5 µm à partir d'une couche initiale d'épaisseur 400 µm environ par un rodage mécanique suivi d'une attaque chimique.

Une telle opération représente une difficulté technologique majeure compte tenu nombreuses et inévitables dispersions provenant des défauts de planéité et de parallélisme du support, de l'inhomogénéité de l'épaisseur de la couche de colle, du radiateur d'or et de l'épitaxie. Le système de repérage par gravure de sillons permet certes d'optimiser au mieux les temps d'attaque ou de rodage, mais la dimension des plages utilisables sur les échantillons finaux reste faible.

Une façon de réduire significativement cette dispersion sur la hauteur des diodes est d'incorporer dans la structure épitaxiée de départ une couche d'un matériau hétérogène sur laquelle on puisse attaquer InP de manière sélective. On peut ainsi éliminer complètement les couches semiconductrices superflues. Si l'attaque est réellement sélective, une planéité presque parfaite sera récupérée au niveau de la face supérieure de la couche hétérogène insérée dans la structure épitaxiale et l'on peut alors conférer à la hauteur des diodes une homogénéité identique à l'homogénéité en épaisseur des couches épitaxiales soit une dispersion typiquement inférieure à 10 %. Intérêt supplémentaire, le procédé rend inutile la gravure de sillons de repérage d'épaisseur.

S'agissant de diodes InP nous avons choisi pour réaliser la couche d'arrêt le composé GaInAs adapté en paramètre de réseau à InP. Du fait des études entreprises dans de nombreux laboratoires sur les composants optoélectroniques sur InP, les attaques sélectives de GaInAs sur InP et de InP sur GaInAs sont connues et bien maîtrisées. Pour éliminer le substrat InP on plonge la structure dans une solution de HCl concentré (35 %); l'attaque s'arrête sur la couche de GaInAs. Pour enlever la couche de GaInAs, on plonge celle-ci dans une solution de H_2SO_4 (1) / H_2O_2 (8) / H_2O (40); l'attaque s'arrête sur InP. L'expérience a montré que le degré de sélectivité de ces attaques chimiques est extrême et que dans la majorité des cas, l'épaisseur enlevée involontairement dans le matériau sur lequel s'arrête l'attaque n'est pas mesurable au profilomètre.

Pour la réalisation des structures à couche d'arrêt, la seule qualité demandée à l'épitaxie des doubles hétérojonctions InP / GaInAs / InP est de ne pas apporter de défauts supplémentaires dans la couche InP supérieure. Pour l'étude des diodes à hétérojonction GaInAs / InP, qui fait l'objet du chapitre IV, nous avons fait appel aux caractéristiques semiconductrices originales du composé GaInAs adapté à InP.

Les critères de qualité demandés à l'épitaxie ont été beaucoup plus sévères, ce qui justifie que les principaux développements concernant l'épitaxie du composé GaInAs et des hétérojonctions soient reportés dans le chapitre IV.1 .

Lors de la réalisation de diodes à couche d'arrêt, la totalité du substrat et des couches épitaxiées entre le substrat et la couche d'arrêt est donc éliminée par attaque chimique au cours de l'étape d'amincissement. Seules subsistent à l'issue de cette étape les couches épitaxiées au-dessus de la couche d'arrêt.

L'épaisseur visée pour les diodes étant d'environ 15 μm , valeur qu'on ne peut réduire sans risquer d'introduire une fragilisation mécanique excessive des diodes, il convient de déposer par épitaxie non seulement la couche d'arrêt et sa couche tampon spécifique, mais aussi, par dessus, une couche InP d'une épaisseur totale soit de 15 μm . Déposer cette couche par les procédés de croissance utilisant le précurseur TEI demande environ 15 heures de dépôt pour la couche superficielle plus la durée de dépôt de la couche d'arrêt, ce qui conduit à une durée totale d'épitaxie démesurée. Nous avons donc choisi d'épitaxier la majeure partie de cette couche épaisse InP en utilisant le précurseur TMI et de réserver l'usage du précurseur TEI à l'épitaxie de la couche active du composant, couche dont le dimensionnement géométrique détermine la fréquence centrale de fonctionnement des diodes. Grâce à cet artifice, la durée d'épitaxie a pu être ramenée à 8 heures environ pour une structure complète comme celle qui est représentée en *figure 43*.

Pour les structures à couche d'arrêt optimisées comme pour les couches InP $\text{N}^+\text{N}^+\text{N}^+$ la densité de dislocations est identique dans le substrat et les couches épitaxiales (*figure 44.a*). Par contre, lorsque la couche d'arrêt est désadaptée par rapport au substrat un réseau de dislocations croisées envahit la couche d'arrêt et la couche InP adjacente (*figure 44.b*). Toujours pour les structures à couche d'arrêt, si la séquence de réalisation de l'interface GaInAs / InP n'est pas optimisée, des défauts spécifiques, (vraisemblablement des fautes d'empilement) apparaissent dans la couche InP supérieure (*figure 44.c*). Si l'épitaxie d'une structure à couche d'arrêt est plus compliquée que l'épitaxie d'une structure classique, la présence de la couche d'arrêt simplifie significativement le reste du procédé de fabrication des diodes Gunn par rapport procédé classique. L'étape préliminaire de gravure des sillons de repérage d'épaisseur est supprimée et l'amincissement, qui comprenait trois étapes délicates ne se compose plus que de deux étapes bénignes. Les résultats expérimentaux exposés au paragraphe suivant nous permettront de mettre en évidence le gain apporté par le procédé à couche d'arrêt au niveau de la dispersion des caractéristiques géométriques et électriques des composants.

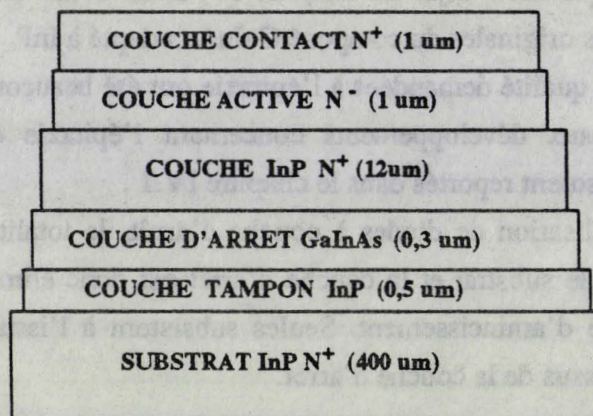
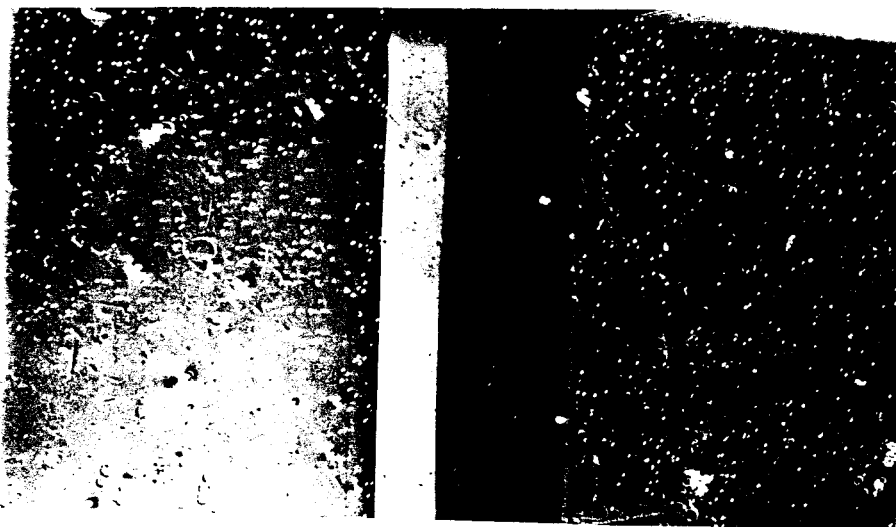


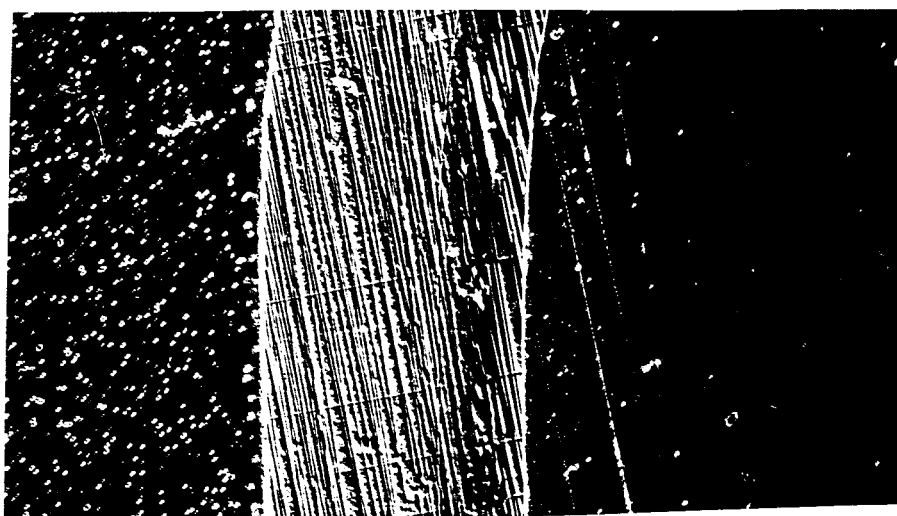
FIGURE 43

Structure épitaxiale à couche d'arrêt GaInAs

(a)



(b)



(c)

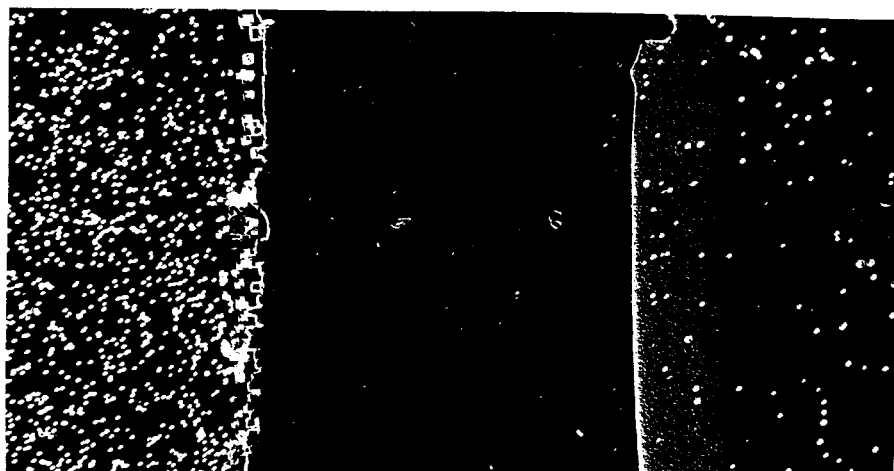


FIGURE 44

Révélation des dislocations sur un biseau chimique réalisé sur des structures à couche d'arrêt GaInAs: (a) structure optimisée, (b) couche d'arrêt désadaptée, (c) séquence inadaptée pour la réalisation de l'interface GaInAs / InP

II.4) CARACTERISATION ELECTRIQUE DES DIODES GUNN:

II.4.1) Analyse des caractéristiques courant / tension des diodes:

L'analyse des caractéristiques courant / tension d'une diode Gunn est l'une des manières de caractériser le composant. Une telle caractéristique peut être relevée en régime quasi-continu sur des diodes montées en boîtier. Pour effectuer un relevé sur des diodes non encapsulées, il est indispensable de mettre en oeuvre un appareillage fonctionnant en régime impulsionnel. En choisissant des durées d'impulsions courtes par rapport à la constante de temps thermique de la diode (C_{TH} / R_{TH}), soit environ 10 μs , et en adoptant un faible taux de répétition des impulsions, on peut acquérir une caractéristique sans qu'un refroidissement du composant soit nécessaire. La caractéristique typique d'une diode Gunn $N^+N N^+$ relevée en régime d'impulsions d'une durée de 5 μs est représentée en figure 45 :

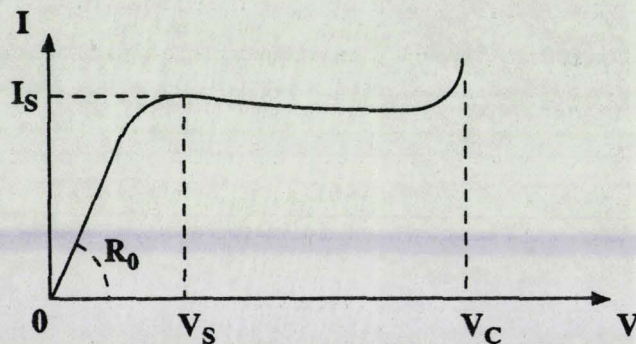


FIGURE 45

Caractéristique statique typique $I(V)$ d'une diode Gunn $N^+N N^+$ relevée en régime impulsionnel

L'analyse d'une telle caractéristique permet d'obtenir plusieurs paramètres importants du composant:

- La résistance de la diode aux faibles champs R_0 qui est en fait la résistance du barreau de semiconducteur que constitue la couche active de la diode, augmentée des inévitables résistances parasites d'accès aux deux électrodes de la diode.
- Le courant de saturation I_S qui est le courant maximal atteint dans la diode dans les conditions de polarisation pour lesquelles la vitesse moyenne des électrons du gaz de porteurs atteint sa valeur maximale.
- La tension de saturation V_S qui comprend, d'une part la circulation du champ électrique à travers la couche active dans le régime de vitesse moyenne maximale des porteurs et d'autre part un terme parasite dû à la chute de tension dans les résistances d'accès au composant.
- La tension de claquage V_C pour laquelle intervient en fait la destruction brutale du composant.

Par ailleurs, sur cette caractéristique on distingue nettement trois portions:

- la portion ($V < V_S$) qui correspond au régime de faibles champs et pour laquelle le composant présente un comportement ohmique
- la portion ($V_S < V < V_C$) qui correspond au régime de forts champs avec saturation puis légère chute du courant; c'est donc une portion à faible conductance différentielle négative statique
- la portion ($V > V_C$) pour laquelle intervient le claquage destructif du composant

La plupart des mesures effectuées ont concerné des diodes d'un diamètre de $40 \mu\text{m}$ dont la couche active présentait les paramètres technologiques suivants: concentration de donneurs : $N_D = 2.10^{16} \text{cm}^{-3}$ / longueur: $L = 1 \mu\text{m}$. Pour de telles diodes, la résistance électrique à faible champ R_0 a pour valeur 2 à 3Ω , l'intensité du courant I_S de saturation relevé est d'environ $0,5 \text{ A}$, la saturation intervenant pour une tension V_S proche de $2,5 \text{ V}$ et le claquage pour une tension V_C de 10 à 12 V . Ce courant de saturation est une fonction croissante et à peu près linéaire du niveau de dopage de la couche active de la diode. Pour un niveau de dopage de 2.10^{16}cm^{-3} , le courant de saturation d'une diode de diamètre $40 \mu\text{m}$, dont l'aire de la section est de $1,25.10^{-6} \text{cm}^2$, est d'environ $0,5 \text{ A}$, ce qui correspond à une densité de courant dans la diode égale à 4.10^4 A.cm^{-2} .

Aux faibles champs électriques, la résistance électrique de la diode peut être décomposée en plusieurs contributions provenant des contacts ohmiques, des couches de contact, et de la couche active.

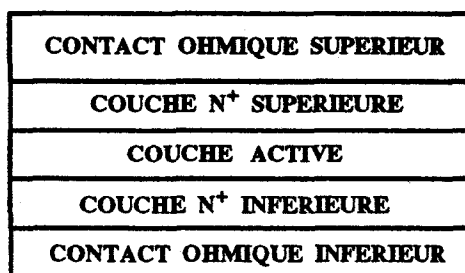


FIGURE 46

Parties de la structure semiconductrice contribuant à la résistance présentée par la diode en régime de faible polarisation

On peut négliger les résistances séries dues au cheminement du courant dans les conducteurs métalliques d'accès par rapport aux résistances dues aux couches semiconductrices, du fait de la conductivité bien supérieure des métaux (or, cuivre) utilisés. La contribution principale provient de la couche active de la diode Gunn qui est peu dopée.

Pour une diode typique, la concentration de donneurs est de 2.10^{16}cm^{-3} dans la couche active, ce qui correspond à une mobilité électronique de $4000 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ à $T = 300 \text{ K}$ (voir chap II.2.2).

La conductivité du semiconducteur est alors de $1,28.10^3 \text{ S.m}^{-1}$. La résistance d'une couche active de longueur $1 \mu\text{m}$ et d'un diamètre de $40 \mu\text{m}$ est donc de $0,62 \Omega$ à température ambiante.

La couche de contact inférieure est dopée vers 10^{18} cm^{-3} et sa longueur est de $1 \mu\text{m}$. Pour ce niveau de dopage, la mobilité électronique de dérive est sensiblement égale à la mobilité mesurée par effet Hall (μ_H) à 300 K soit environ $2000 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$, ce qui permet d'estimer la résistance série parasite apportée par cette couche à $0,024 \Omega$, valeur très inférieure à la contribution de la couche active et à celle de la couche de contact supérieure. En effet, cette couche de contact supérieure a pour épaisseur $13 \mu\text{m}$ et sa concentration en donneurs est aussi de 10^{18} cm^{-3} . Sa contribution résistive est donc de $0,31 \Omega$ à température ambiante.

La conductance spécifique des contacts ohmiques alliés AuGe sur InP a été mesurée dans le cadre de cette étude par une analyse de type "TLM" à partir de mesures de résistances entre des plots espacés à des distances multiples d'une distance étalon choisie. La valeur typique obtenue sur des couches InP de caractéristiques voisines de celles des couches de contact de diodes Gunn est autour de 3.10^5 S.cm^{-2} . Chaque contact ohmique apporte donc à la résistance série une contribution de $0,27 \Omega$.

La résistance série totale prévisible à température ambiante à faible tension est donc au total d'environ $1,5 \Omega$. A la température de fonctionnement de la diode (200 à 250 °C), la conductance spécifique des contacts ohmiques est plutôt meilleure qu'à l'ambiante alors que la mobilité électronique dans les couches de contact chute approximativement d'un facteur 2. La résistance des couches de contact devrait alors correspondre à environ $0,75 \Omega$, celle de la couche active $1,5 \Omega$, ce qui conduit, à la température de fonctionnement, à une résistance série totale à faible champ de $2,75 \Omega$ dont $1,25 \Omega$ de résistance série parasite.

La connaissance de V_S permet de remonter au champ électrique de déclenchement de l'effet Gunn dans InP qui est généralement estimé à 15 kV/cm [I.19] , [I.24]. Pour les diodes que nous avons mesurées, la saturation du courant est observée pour une tension de polarisation $V_S = 2,5 \text{ V}$ environ, polarisation pour laquelle un courant de $0,5 \text{ A}$ circule dans les résistances parasites d'accès de valeur $1,7 \Omega$, ce qui occasionne une chute de tension de $0,88 \text{ V}$. La tension aux bornes de la couche active est donc d'environ $1,6 \text{ V}$ et la valeur du champ électrique moyen dans la couche active de 16 kV / cm . C'est aussi dans ces conditions que les oscillateurs à effet Gunn commencent à fonctionner, ce qui signifie que l'effet Gunn est effectivement déclenché dès que l'on dépasse la tension V_S .

La tension de claquage observée pour les diodes Gunn, lors des mesures en impulsions de durée $5 \mu\text{s}$, correspond à un champ électrique moyen dans la couche active de la diode d'un peu plus de 100 kV / cm . Cette valeur est faible par rapport au champ d'ionisation dans InP (500 kV / cm).

L'explication de cette différence réside dans le fait que, dès le démarrage de l'effet Gunn dans une structure $N^+N N^+$, la répartition du champ électrique est inhomogène le long de la couche active avec un fort pic du côté de l'anode (voir I.2.4 et III.2). Par ailleurs, la tension de claquage expérimentale diminue lorsque l'on augmente la température de la diode. Si l'on s'en tient à une explication du claquage qui fait appel à une ionisation, le fait observé est difficilement compatible avec la tendance bien connue du champ d'ionisation à augmenter avec la température. Ce paradoxe apparent a pu être levé grâce à une campagne de relevés de caractéristiques en régime d'impulsions très courtes (durée 40ns) utilisant un appareillage spécial de génération d'impulsions courtes et de mesures rapides a été mis au point en collaboration entre le Centre Hyperfréquence et Semiconducteurs de l'Université de Lille et la Division Arséniure de Gallium de Thomson.

L'allure typique d'un relevé en impulsions courtes, superposé avec un relevé en impulsions plus longues, est celle représentée *figure 47*:

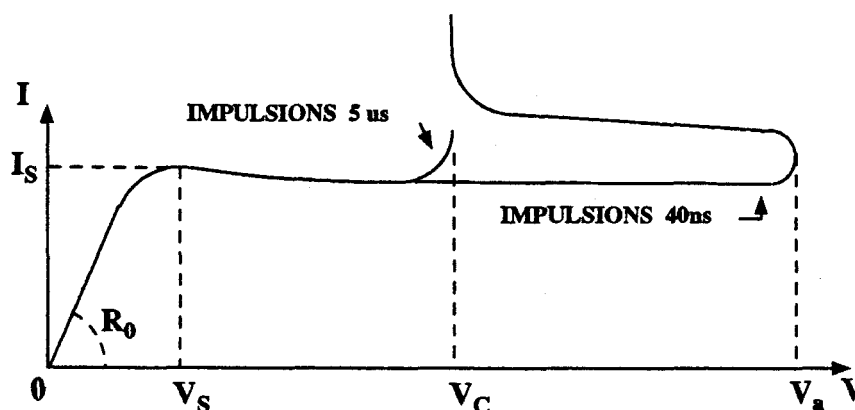


FIGURE 47

Caractéristiques statiques d'une diode Gunn $N^+N N^+$ relevées dans des régimes d'impulsions longues et courtes

Sur le relevé en impulsions très courtes, on distingue clairement une tension d'avalanche V_a correspondant à la limite d'ionisation dans le matériau semiconducteur et une tension de claquage qui coïncide avec V_C . La tension V_a augmente bien lorsque l'on accroît la température de la diode. Le domaine de tension situé entre V_a et V_C peut être exploré de manière non destructive pendant des durées très courtes; au cours des impulsions de $5 \mu s$, il est probable que l'approche de la tension V_C se traduit par l'apparition au sein de la diode d'un phénomène destructif tel qu'une filamentation du courant. Après leur montage en boîtier les diodes sont convenablement refroidies et peuvent être testées en régime continu ou quasi-continu. La caractéristique typique d'une diode de diamètre $40 \mu m$ est montrée en *figure 48*. On doit garder à l'esprit qu'un tel relevé s'effectue à température variable, la température de couche active de la diode s'élevant d'environ $200^\circ C$ lorsque la tension passe de 0 à 5V.

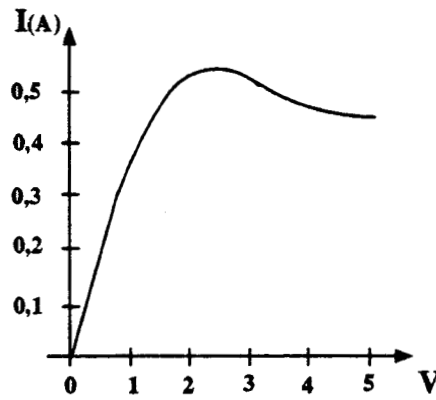


FIGURE 48

Caractéristique statique d'une diode Gunn $N^+N^-N^+$ relevée en régime continu

II.4.2) Mesures en hyperfréquence:

L'oscillateur de test est représenté schématiquement en figure 49. La diode Gunn, montée en boîtier, est vissée dans un bloc support qui sert de dissipateur thermique.

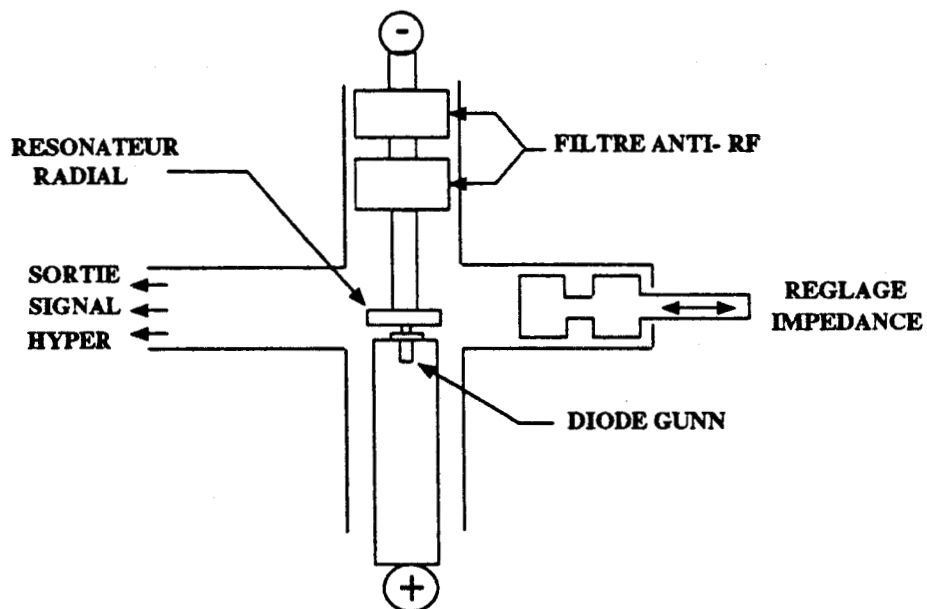


FIGURE 49

Représentation schématique de l'oscillateur de test

Grâce à des amenées de courant, la diode est polarisée par un générateur de tension. Un filtre, disposé sur l'une des amenées, évite la propagation de signaux à haute fréquence le long des lignes de polarisation. La diode est directement en contact avec un disque métallique qui fait office de résonateur radial. L'ajustement de l'impédance du circuit à celle de la diode est assuré par une réactance ajustable réalisée au moyen d'un court-circuit mobile dans un guide rectangulaire.

On récupère la puissance générée à la sortie du guide rectangulaire de sortie qui est positionné dans le prolongement de celui qui contient le court-circuit mobile. L'ensemble ainsi constitué peut être représenté par le schéma équivalent de la *figure 50*.

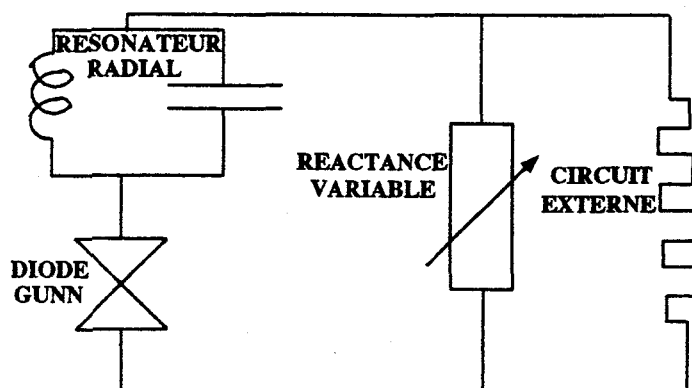


FIGURE 50

Schéma équivalent en haute fréquence :

Nous aurons l'occasion au chapitre V de revenir en détail sur le mode de fonctionnement de cet oscillateur. On peut en mesurer les performances d'émission en connectant sa sortie au banc de mesure présenté sur la *figure 51*.

L'émission hyperfréquence de l'oscillateur commence pour une polarisation $V = V_p \approx V_s$. En général, aux faibles tensions de polarisation ($V \approx V_p$), le spectre du signal émis est composé d'une raie centrale et de plusieurs dizaines de raies distantes de quelques dizaines de mégahertz. Aux plus fortes tensions, les raies parasites disparaissent et le fonctionnement de l'oscillateur devient optimal pour des tensions comprises entre 4 et 5 V.

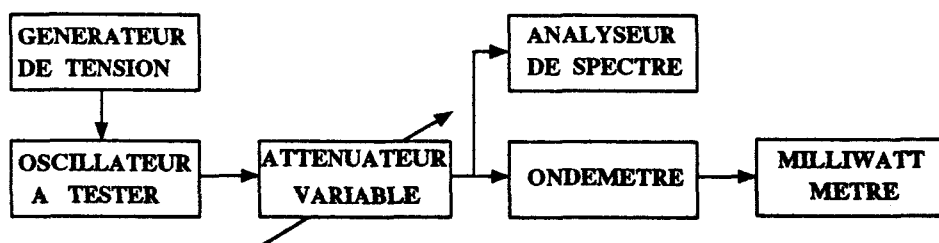


FIGURE 51

Schéma synoptique du banc de mesures hyperfréquences

Le réglage de l'oscillateur demande l'optimisation simultanée de plusieurs paramètres: la tension de polarisation, la position du court-circuit mobile et le diamètre du résonateur radial.

A une diode donnée, correspond une fréquence centrale de fonctionnement. Cette fréquence centrale est une fonction qui croît en raison à peu près inverse de la longueur de la couche active de la diode et décroît lentement avec le niveau de dopage de la diode.

Pour des diodes dont la couche active a une longueur de $1,2 \mu\text{m}$, cette fréquence centrale est d'environ 100 GHz, pour des diodes à couche active de $1,8 \mu\text{m}$, la fréquence centrale descend vers 70 GHz. On interprète ce comportement en reliant la fréquence centrale caractéristique de la diode à la fréquence de récurrence des domaines chargés dans la couche active de la diode.

Pour maximiser la plage de réglage en fréquence, il faut adapter le diamètre du résonateur à la fréquence centrale de la diode. Si la fréquence de résonance du résonateur radial s'écarte de l'optimum, la plage de réglage en fréquence est réduite et pour certaines conditions de réglage, l'oscillateur peut "décrocher". Ce comportement est illustré sur la *figure 52* qui représente la variation de la puissance du signal émis en fonction de la fréquence d'oscillation, pour différents diamètres du résonateur.

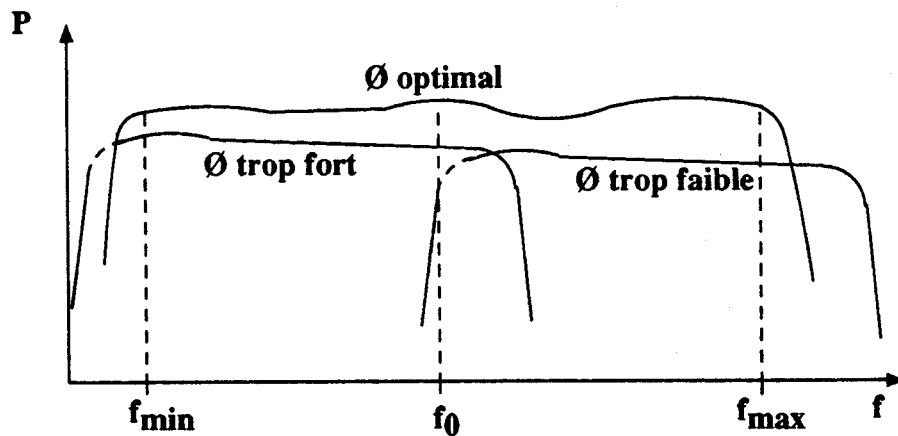


FIGURE 52

Allure des diagrammes puissance / fréquence pour plusieurs diamètres du résonateur radial

Pour le diamètre optimal, une oscillation de forte amplitude est obtenue dans une large bande de fréquence, typiquement $f_0 \pm 10\%$, cette fréquence pouvant être simplement ajustée par déplacement du court circuit mobile, sans saut de fréquence ni variation importante d'amplitude du signal émis.

La fréquence d'oscillation diminue d'autre part avec la tension appliquée et avec la température comme le montrent les relevés des *figures 53 et 54*. L'explication de ces décroissances est la suivante: A forte tension de polarisation, le champ électrique moyen dans la couche active de la diode est plus élevé et le transfert intervalles des porteurs se produit plus rapidement, l'extension de la zone morte est donc réduite et le trajet de transit des domaines augmenté. D'autre part, la vitesse de transit décroît avec la température de la diode du fait de l'augmentation de la fréquence des collisions électrons-phonons. Une augmentation de la température de la couche active de la diode provoquée soit par une élévation de la température ambiante, soit par une augmentation de la puissance thermique dissipée due à une élévation de la tension de polarisation, conduit donc à une baisse de la fréquence d'émission de la diode.

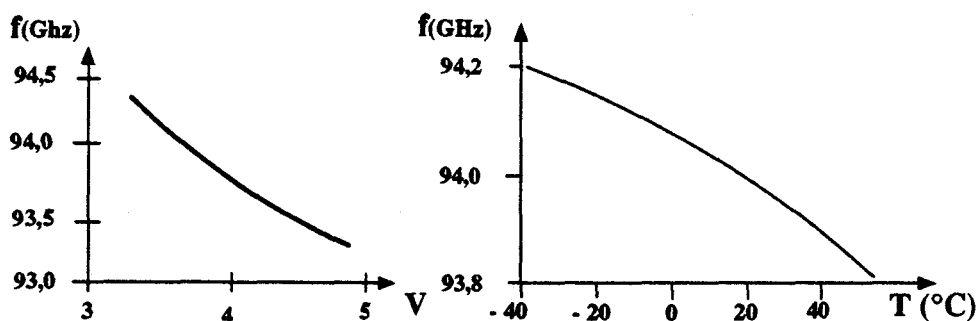


FIGURE 53

Variations de la fréquence émise avec la tension de polarisation et la température ambiante

Pour une diode fonctionnant autour de sa fréquence centrale optimale, la puissance émise, mesurée au bolomètre, croît avec la tension appliquée, au moins jusqu'à une tension de polarisation de 5V. Au dessus de 5V, il arrive que l'on observe une décroissance de cette puissance. Enfin, au dessus d'une tension pouvant varier de 6 à 8 V, un claquage rapide de la diode intervient dû à une dégradation thermique.

Dans les conditions d'adaptation optimales, une diode typique est capable de délivrer 50 mW à 94 GHz avec un rendement de conversion de 2 %. Les performances de pointe enregistrées sur des diodes isolées sont de 150 mW pour la puissance émise et de 3% pour le rendement de conversion. dans tous les cas, la puissance émise chute avec la température de fonctionnement de l'oscillateur, ceci étant dû à l'augmentation des résistances parasites d'accès à la région active de la diode. Cette baisse de puissance est cependant modérée et ne met pas en cause l'utilisation des oscillateurs Gunn aux moyennes températures.

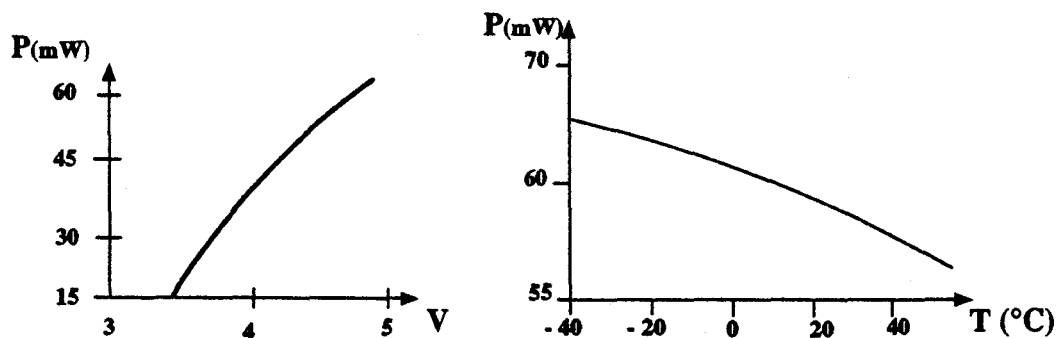


FIGURE 54

Variations de la puissance émise avec la tension de polarisation et la température ambiante

Le principal intérêt des oscillateurs à effet Gunn vers 100 GHz réside dans leur bruit propre nettement inférieur à celui des oscillateurs à diodes IMPATT. Des mesures en bruit ont donc été effectuées sur des oscillateurs de test.

Le banc de mesure de bruit à 94 GHz utilisé est celui du Centre Hyperfréquence et Microélectronique de l'Université de Lille, mis au point par P.ROLLAND [II.42]. Le diagramme typique de la puissance de bruit de phase autour de la fréquence centrale est donné en *figure 55*. Il est très comparable à ce que l'on peut enregistrer pour des oscillateurs à diodes Gunn GaAs classiques en structure $N^+N N^+$ fonctionnant en harmonique 2.

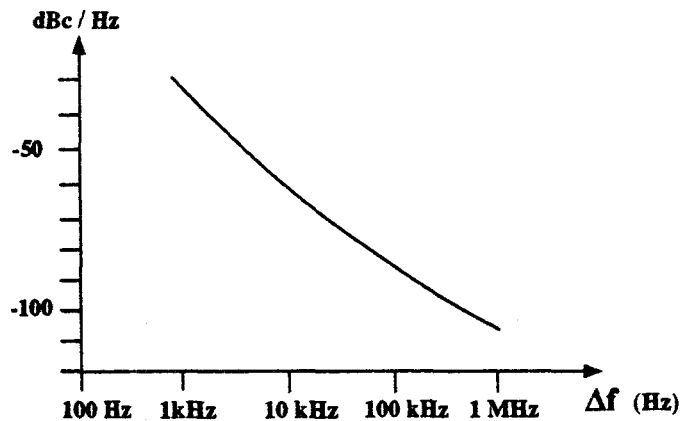


FIGURE 55

Bruit de phase typique d'un oscillateur 100 GHz à diode Gunn InP $N^+N N^+$

II.4.3) Dispersion des caractéristiques ^{électriques} ~~des diodes~~

L'analyse de la dispersion des caractéristiques des diodes dans un lot provenant d'une même plaque processée est une opération lourde qui demande le montage en boîtier et la caractérisation complète d'au moins une dizaine de diodes du lot. Cette analyse a donc été réservée, au stade de l'étude à quelques lots jugés prometteurs de par leurs performances en émission. Cette analyse n'a été menée complètement que pour un seul lot de diodes réalisé par le procédé à couche d'arrêt. Les résultats portés sur le tableau de la *figure 56* comparent donc les performances du premier lot à couche d'arrêt en GaInAs (LOT A) à celles d'un lot typique réalisé par le procédé classique (LOT B). Les résultats n'en sont pas moins encourageants pour ce qui concerne la dispersion des diodes réalisées à couche d'arrêt et l'on observe bien une réduction de la dispersion des caractéristiques des diodes. La dispersion de la résistance thermique est sensiblement identique à celle qui affecte le diamètre des diodes. La faible dispersion $\sigma(R_{TH})$ observée pour le lot à couche d'arrêt s'explique par le fait que la hauteur des diodes réalisées par le procédé à couche d'arrêt est plus homogène et que, pour des diodes de hauteur homogène, il n'est pas nécessaire de prendre des marges importantes sur les durées de gravure des mésas. En limitant les durées de gravure, on limite les phénomènes de surgravure qui provoquent la dispersion du diamètre de la partie active des diodes.

Le courant de polarisation variant avec le carré du diamètre de la diode, on s'attend à ce que la dispersion sur ce courant soit le double de la dispersion sur le diamètre additionné d'une dispersion supplémentaire due aux fluctuations du niveau de dopage. Les fluctuations de dopage sont issues d'une part des fluctuations de température et d'autre part des fluctuations de vitesses de dépôt. Dans le procédé classique, la dispersion sur la hauteur des diodes est telle que l'on peut considérer que les diamètres et vitesse de dépôt sont des grandeurs non corrélées, alors que dans le procédé à couche d'arrêt où la hauteur des diodes est proportionnelle à la vitesse d'épitaxie, plus la vitesse de dépôt locale sera élevée, plus haute sera la diode et plus faibles seront son diamètre et le niveau de dopage de sa couche active.

La puissance émise dépend de plusieurs dizaines de paramètres parmi lesquels la longueur de la couche active de la diode, le courant de polarisation et les paramètres de réglage de la cavité hyperfréquence. La réduction de dispersion observée provient exclusivement de celle qui affecte les caractéristiques propres aux diodes.

DISPERSION DES CARACTERISTIQUES DES DIODES					
LOT A (TECHNOLOGIE CLASSIQUE)					
RESISTANCE THERMIQUE		COURANT de POLARISATION		PUISSANCE EMISE à 94 GHz	
$\langle R_{TH} \rangle (K.W^{-1})$	$\sigma(R_{TH})$	$\langle I_{SAT} \rangle (mA)$	$\sigma(I_{SAT})$	$\langle P \rangle (mW)$	$\sigma(P)$
70	11,4 %	620	17,2 %	50	24 %

DISPERSION DES CARACTERISTIQUES DES DIODES					
LOT B (TECHNOLOGIE A COUCHE D'ARRET)					
RESISTANCE THERMIQUE		COURANT de POLARISATION		PUISSANCE EMISE à 94 GHz	
$\langle R_{TH} \rangle (K.W^{-1})$	$\sigma(R_{TH})$	$\langle I_{SAT} \rangle (mA)$	$\sigma(I_{SAT})$	$\langle P \rangle (mW)$	$\sigma(P)$
66	2,3 %	550	4,9 %	55	13 %

FIGURE 56

Comparaison de la dispersion des caractéristiques de deux lots de diodes: (a) LOT A réalisé par le procédé classique, (b) LOT B réalisé à partir d'une structure à couche d'arrêt

II.4.4) Durée de vie des diodes:

Des essais ont été menés pour estimer la durée de vie des diodes dans leurs conditions normales d'utilisation. Pour simuler le vieillissement en fonctionnement d'une diode, celle-ci est polarisée à son point de fonctionnement normal, à une tension d'environ 5V et la température du boîtier est maintenue vers 85 °C.

On surveille en permanence le courant qui traverse la diode, pour détecter les cas de dégradation irréversible. A intervalle régulier, on remonte la diode dans le banc de test hyperfréquence pour détecter toute dégradation de ses performances en émission. Cet essai est mené sur une dizaine de diodes pour chaque lot testé.

Les dégradations observées ont presque toujours un caractère brutal et irréversible. La dérive des performances au cours de la durée de vie d'une diode n'est pas réellement mesurable et l'on n'a pas pu identifier de signes avant-coureurs du processus de destruction du composant. Ce fait complique considérablement l'étude des mécanismes physiques de dégradation des diodes mais simplifie l'évaluation statistique de la durée de vie du composant, une diode n'ayant que deux états, un état normal et un état dégradé. L'évaluation de la durée de vie se fait donc par vieillissement d'une dizaine de diodes jusqu'à destruction, relevé des durées de vie de chaque diode et encadrement statistique de la durée de vie moyenne (DVM) par une loi de type (χ^2) selon un taux tolérable de probabilité d'erreur qui a été fixé à 2%. Pour les meilleurs lots, la durée de vie moyenne atteint 10000 heures à 85 °C.

Du fait que la diode Gunn est un composant fonctionnant aux limites de tenue thermique et diélectrique du matériau InP, toute augmentation accidentelle de la puissance dissipée, toute perturbation chimique ou structurelle intervenant dans la couche active de la diode conduit à une dégradation de la durée de vie du composant. Deux exemples illustrent la sensibilité thermique des diodes.

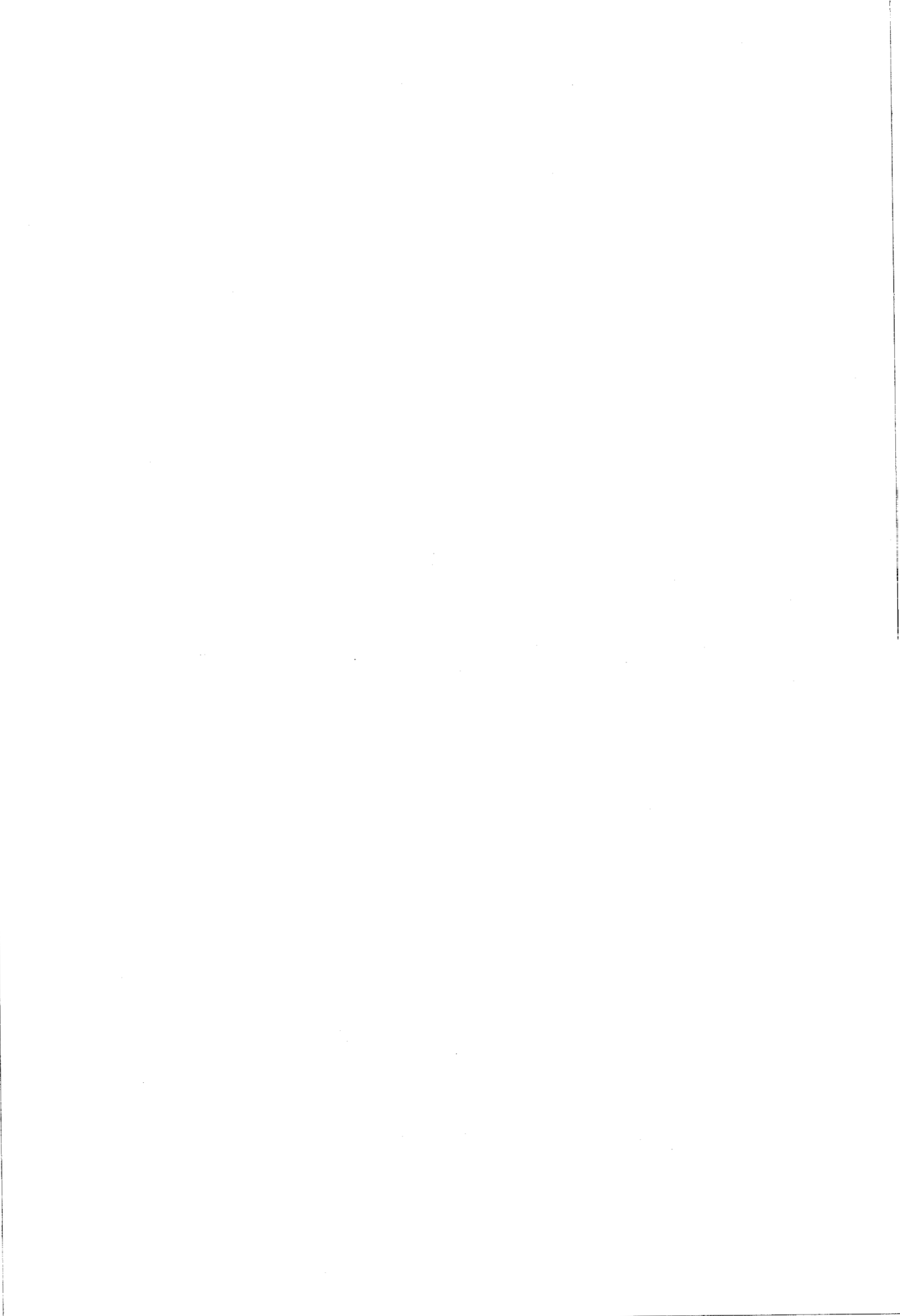
Des essais de vieillissement ont été menés à une température ambiante de 110 °C. Aucun lot ne présente une DVM supérieure à 1000 heures à cette température. D'autre part, pour les lots dont la couche active est fortement dopée ($> 2.10^{16} \text{cm}^{-3}$), le courant de fonctionnement est augmenté ($> 0,6 \text{ A}$ pour des diodes de diamètre 40 μm), ainsi que la densité surfacique de puissance dissipée et la température de la couche active de la diode en fonctionnement. La durée de vie de telles diodes est très inférieure à la normale, typiquement moins de 300 heures.

La présence d'impuretés ou de défauts de structure dans le semiconducteur est aussi une cause de diminution de la durée de vie des diodes. Pour plusieurs lots testés, une pollution accidentelle avait conduit à l'introduction d'arsenic dans le semiconducteur InP épitaxié, à une concentration atomique de 10^{-3} .

Par observation métallographique, on a pu identifier une forte densité de dislocations de désadaptation dans le cristal. Les diodes issues de ces lots ont toutes présenté une durée de vie des diodes inférieure à 100 heures sans qu'aucune autre explication n'ait pu être avancée. Autre exemple, aucun lot de diodes de durée de vie moyenne supérieure à 300 heures n'a pu être obtenu avec des épitaxies dont l'analyse en SIMS a révélé que le semiconducteur était contaminé à l'oxygène à une concentration de 10^{18}cm^{-3} .

Il en a été de même pour des lots réalisés à partir d'épitaxies dont la couche tampon avait été trop fortement dopée au silicium ($> 2 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$) (voir II.2.2). Le fort niveau de dopage a été la cause de la présence d'une densité importante ($> 10^6\text{cm}^{-2}$) de défauts cristallins dans la couche active des diodes.

Enfin, certaines étapes du process de fabrication peuvent occasionner une pollution chimique accidentelle de la surface de InP. Dans plusieurs lots testés, une telle pollution accidentelle résultant de l'utilisation d'un soluté d'attaque à base de FeCl_3 impur a eu pour conséquence d'abaisser la tension de claquage des diodes des lots fabriqués et la durée de vie des diodes a aussi été fortement dégradée par cette simple pollution à priori extérieure au composant. On pense que l'impureté mise en jeu a pu pénétrer dans le semiconducteur ou en perturber les propriétés de conduction de surface à la faveur du recuit final à haute température nécessaire à la réalisation des contacts ohmiques. L'adoption d'une nouvelle procédure de nettoyage après la gravure des mésas a permis d'éviter ce type de problème.



III

ETUDE COMPARATIVE
DES PRINCIPALES FAMILLES
DE DISPOSITIFS D'INJECTION
DES PORTEURS DANS UNE
DIODE GUNN

Parmi les structures possibles pour les diodes Gunn, la structure $N^+N N^+$ est celle dont la technologie est la moins problématique mais c'est aussi celle dont les performances potentielles sont les plus limitées. Disposant désormais d'une technologie de fabrication de diodes InP et d'une base de résultats expérimentaux sur les diodes $N^+N N^+$, nous nous sommes interrogés sur la possibilité d'optimiser l'injection des porteurs dans les diodes Gunn pour augmenter le rendement de conversion des oscillateurs.

Dès le début des années 1970, il avait été observé que l'injection directe des électrons dans la couche active d'une diode Gunn à travers certains types de contacts métalliques "exotiques" non-ohmiques à faible hauteur de barrière conduit à des performances meilleures du composant en matière de rendement de conversion [III.1],[III.2],[III.3]. Ce type de contact à faible hauteur de barrière, généralement appelé "contact limitant", présente la particularité d'interposer sur le trajet des électrons une barrière de potentielle de hauteur insuffisante pour bloquer complètement la conduction mais suffisante pour réduire la densité de courant injecté d'un facteur compris entre 1,5 et 3 par rapport à ce que l'on injecterait par une couche N^+ . A partir de 1980, VARIAN a commencé à commercialiser des diodes Gunn InP dans lesquelles l'injection se fait par un contact limitant de ce type, réalisé par un recuit spécial à partir d'une métallisation AuGeNi [III.4]. En 1983, et dans les années qui ont suivi, les travaux de simulation publiés par ROLLAND et FRISCOURT [III.5], [III.6] ont permis de mieux comprendre l'influence du mode d'injection des porteurs sur les distribution de charge et de champ à l'intérieur de la couche active des diodes Gunn, d'explicitier l'intérêt des contacts limitants et de prédire les performances de diodes à injection à travers une hétérojonction en inverse.

C'est sur la base de ces prédictions que nous avons décidé d'aborder l'étude des diodes Gunn à injection à travers une hétérojonction GaInAs / InP en inverse dont l'exposé fait l'objet du chapitre IV de ce mémoire. Dans la même optique l'idée a été lancée de réaliser l'injection des électrons dans une diode Gunn par insertion d'une structure de type transistor à la cathode du dispositif. La validation de ce principe a été effectuée sur des diodes Gunn planar GaAs pour lesquelles l'injecteur est un transistor MESFET GaAs planar [III.7] et sur des diodes Gunn planar InP pour lesquelles l'injecteur comprend une portion de canal de section réduite [III.8].

Enfin, des travaux récents, [III.9] à [III.13], publiés en 1988 et 1989, montrent l'intérêt d'injecteurs comprenant une marche de potentielle accélératrice qui est susceptible de favoriser le transfert des électrons en vallée secondaire. Ce principe a été validé sur des diodes Gunn GaAs à injection par une hétérojonction GaAlAs / GaAs polarisée en direct ainsi que sur des diodes à injection à travers une structure de type "CAMEL".

Dans ce chapitre, nous développons une analyse comparative des principaux types d'injecteurs connus à ce jour. L'idée maîtresse de notre démarche est que la connaissance des profils du champ électrique, du potentiel et de la densité de porteurs en aval et au voisinage direct de la cathode d'une diode Gunn permettent de prédire l'efficacité de l'injecteur étudié, ces profils pouvant être tracés en faisant abstraction du de l'effet Gunn proprement dit.

Nous l'avons évoqué au chapitre I, si le champ électrique est fort et descendant, la diode fonctionnera en régime de sous-injection, si le champ est faible et croit lentement, on aura affaire à un régime de sur-injection avec une zone morte étendue, alors que si les porteurs peuvent être accélérés pour que leur transfert dans les vallées secondaires soit anticipé, la zone morte sera réduite et le rendement de l'effet Gunn meilleur.

Pour chaque type d'injecteur connu, nous avons donc tracé l'allure des profils de la densité de porteurs, du champ électrique du potentiel et de l'énergie cinétique moyenne des porteurs dans la couche active de la diode, grâce une procédure de modélisation qualitative dont nous explicitons les principes dans le paragraphe III.1 . Chaque fois que cela a été possible, nous avons comparé les résultats de notre analyse qualitative à des résultats publiés de modélisation quantitative. Pour chaque type d'injecteur, nous avons aussi évalué le degré de difficulté technique que représente la réalisation de diodes comprenant cet injecteur.

Ayant effectué cette analyse et comparé les performances potentielles et les difficultés techniques propres à chaque famille d'injecteurs, nous avons sélectionné l'injecteur à hétérojonction GaInAs / InP comme représentant à priori le meilleur compromis performances / difficulté technique pour l'étude de structures de diodes Gunn InP à injection optimisée.

III.1) TECHNIQUE DE MODELISATION QUALITATIVE:

Une modélisation qualitative des profils des champs, du potentiel et des densités de charges fixes et mobiles au voisinage de la cathode d'une diode Gunn est rendue possible et aisée par le fait que la structure de la diode est réellement quasi-unidimensionnelle, les dimensions du composant perpendiculairement à l'axe de passage du courant étant très supérieures à sa dimension longitudinale. Ce caractère unidimensionnel a pour conséquence que l'on peut relier les profils de potentiel électrostatique (V), de champ électrique (E) et de densité de charge (ρ) par de simples opérations de dérivation ou d'intégration car les équations aux dérivées partielles de l'électrodynamique se réduisent à de simples équations différentielles. Les étapes de la démarche de calcul peuvent être suivies sur le diagramme représenté en *figure 59* sur lequel nous avons fait figurer les variables électrodynamiques et les opérateurs qui les relient.

A partir de la description physique de la structure d'un injecteur, nous commençons par déterminer le profil de la densité spatiale $f(x)$ des charges électriques fixes.

Si le milieu est métallique, nous savons que cette densité est très forte (de 10^{21} à 10^{23} charges / cm^3) et que sa valeur précise n'a pas d'influence notable sur le comportement électrique de l'injecteur.

Si le milieu est un semiconducteur, la densité de charges fixes est fixée par la résultante de celles des centres donneurs et accepteurs ionisés soit $(N_D - N_A)$. Pour simplifier la présentation sans nuire significativement à notre description qualitative, nous avons supposé que les dopages sont bien maîtrisés, que les centres dopants légers sont tous ionisés à la température de fonctionnement du dispositif, et que le taux de compensation dans les régions dopées est négligeable. Pour un milieu semiconducteur de type N, la densité de charges fixes sera donc prise égale à N_D et pour un milieu de type P, elle sera supposée égale à N_A .

Nous avons choisi d'incorporer aussi dans cette densité de charges fixes des termes supplémentaires qui rendent compte de l'existence des potentiels de contact à l'interface entre des milieux solides distincts de telle manière à regrouper dans une même entité mathématique tous les paramètres électriques fixes de la structure. Pour ce faire, nous interprétons un potentiel de contact comme une barrière de potentiel électrostatique vue par les électrons et nous associons l'existence de cette barrière à la présence d'une couche dipolaire virtuelle située à l'emplacement du contact entre les deux milieux.

Par exemple, soit à représenter un potentiel de contact (W) abrupt entre un matériau (1) de fort travail d'extraction et un matériau (2) de plus faible travail d'extraction (*figure 57*). Nous choisissons de considérer que ce potentiel de contact peut être schématisé par un terme à intégrer dans potentiel électrostatique (*figure 57.a*) sous la forme d'une marche de hauteur $\Delta V = -W/e$.

A une telle marche de potentiel électrostatique correspond un pic dans le profil du champ électrique $E(x)$ (*figure 57.b*) dont l'expression mathématique idéalisée est $(W/e) \cdot \delta(x)$. Pour associer ce profil de champ électrique à un profil d'excitation $D(x)$, il nous faut définir une permittivité diélectrique locale $\epsilon(x=0)$. Sachant qu'à l'interface cette permittivité subit un saut brutal de la valeur ϵ_1 qui est sa valeur dans le matériau 1 à la valeur ϵ_2 qui est sa valeur dans le milieu 2, il paraît raisonnable de prendre comme valeur locale la moyenne des deux extrêmes soit $\epsilon = \epsilon(x=0) = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2$. Une approche plus rigoureuse consisterait à partir de l'étude d'un hétérojonction graduelle et à passer à la limite. Les profils obtenus par les deux approches ne diffèrent pas significativement.

On choisit donc de considérer que la présence du potentiel de contact W peut aussi être représentée par un pic de l'excitation électrique $D(x)$ (*figure 57.c*) dont l'expression mathématique est $(W \cdot \epsilon/e) \cdot \delta(x)$ à qui on peut associer par simple dérivation un terme dipolaire $(W \cdot \epsilon/e) \cdot \delta'(x)$ introduit dans la densité de charges fixes (*figure 57.d*). Dans cette expression mathématique $\delta'(x)$ est la dérivée de la distribution de Dirac $\delta(x)$.

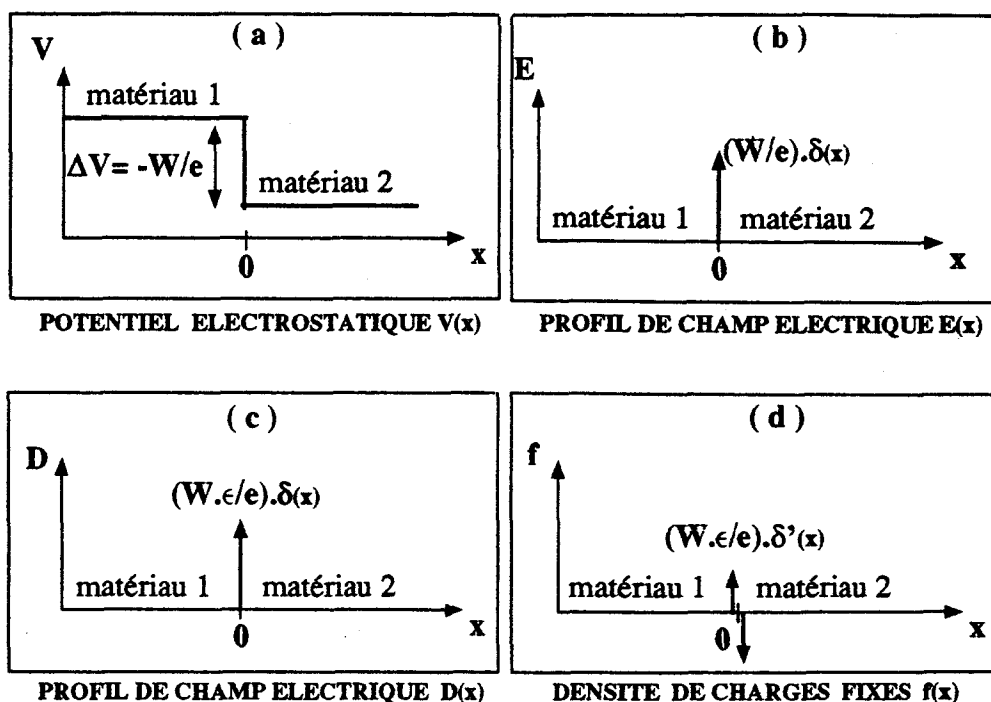


FIGURE 57

Représentation d'un potentiel de contact abrupt entre deux milieux solides par adjonction d'un terme dipolaire à la distribution des charges fixes

Trois catégories de potentiels de contact entre solides sont utilisées dans des injecteurs de diodes Gunn. Il s'agit d'une part de contacts Schottky métal / semiconducteur, d'autre part de contacts semiconducteur / semiconducteur appelés hétérojonctions, les hétérojonctions pouvant être brutales ou graduelles. Les deux premiers cas rentrent dans le cadre de l'exemple que nous venons de développer alors que la schématisation de l'hétérojonction graduelle demande un développement supplémentaire.

Supposons pour simplifier que l'on ait affaire à une hétérojonction graduelle qui présente à la fois une gradation linéaire du potentiel électrochimique et de la permittivité diélectrique. En fait, il est très peu probable que ce cas puisse se présenter dans une structure semiconductrice réelle mais encore une fois, nous recherchons une technique de modélisation qualitative permettant de dégager les grandes lignes du comportement des grandeurs physiques et nous devons donc nous restreindre à des expressions analytiques simples. Ajoutons que la variation relative de la permittivité dans les hétérojonctions graduelles qui ont effectivement été utilisées à ce jour dans les injecteurs de diodes Gunn (GaAlAs/GaAs et GaInAs / GaInAsP / InP) reste modérée (<20 %), et que nous verrons par la suite que les écarts à la linéarité de la variation de la permittivité dans ces hétérojonctions graduelles ne paraissent pas susceptibles de donner naissance à des déviations importantes du comportement électrique des injecteurs pour diodes Gunn.

Considérons donc une hétérojonction graduelle de hauteur $\Delta E_C = W$ d'extension L , centrée autour de l'origine et, comme dans le cas du contact abrupt, représentons le potentiel de contact, c'est à dire la variation spatiale de l'affinité électronique par un terme linéairement gradué dans la région $[-L/2, L/2]$ intégré au potentiel électrostatique $V(x)$ (figure 58.a). Le matériau 1 est supposé de plus forte affinité électronique que le matériau 2.

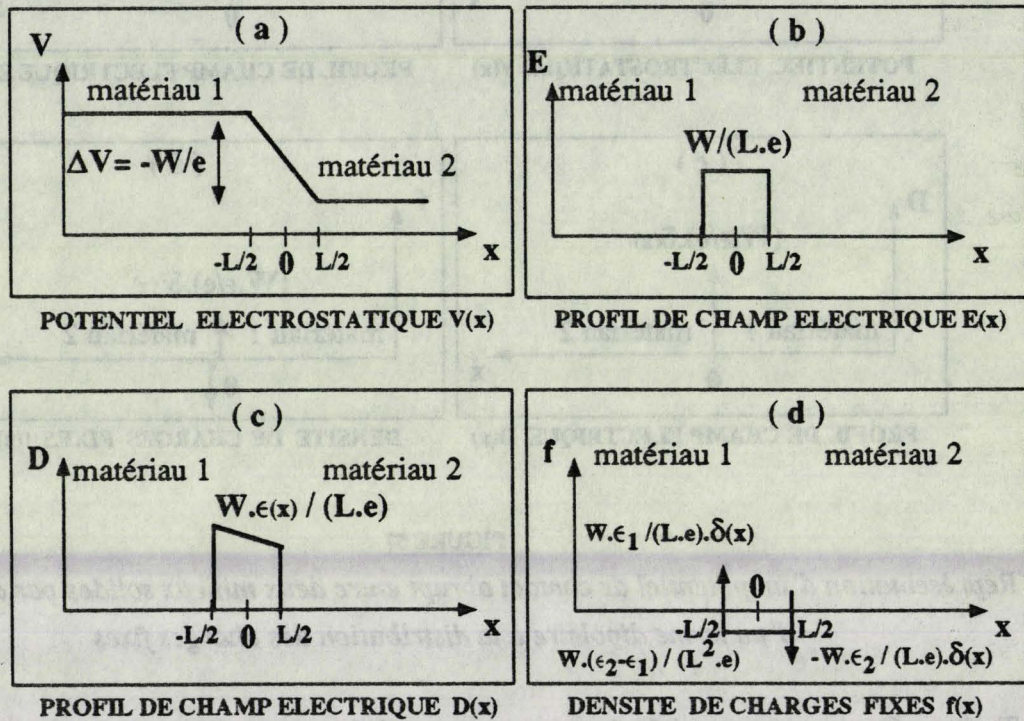


FIGURE 58

Représentation d'une hétérojonction graduelle par deux plans de charges réparties sur les surfaces extrêmes et une couche de charges réparties dans le volume de l'hétérojonction

Avec les hypothèses que nous avons prises, le potentiel électrostatique descend linéairement le long de l'hétérojonction graduelle, ce qui se traduit par l'existence d'un champ électrique E constant localisé dans la région $[-L/2, L/2]$ (figure 58.b). A cause de la variation linéaire de la permittivité, le champ D est décroissant dans cette région (figure 58.c) et le profil de la densité virtuelle de charges fixes qui créerait le même potentiel électrostatique (figure 58.d) comprend deux plans de charges aux extrémités de l'hétérojonction graduelle et un "matelas" de charges qui s'étend sur toute la largeur de l'hétérojonction.

Un des plans de charges est localisé à l'abscisse $-L/2$ et a pour densité surfacique $\sigma_1 = (W \cdot \epsilon_1 / L \cdot e)$, l'autre localisé à l'abscisse $L/2$ et de densité $\sigma_2 = (-W \cdot \epsilon_2 / L \cdot e)$. La densité volumique de charges virtuelles réparties dans l'hétérojonction graduelle est donnée par $\rho = W \cdot (\epsilon_2 - \epsilon_1) / (L^2 \cdot e)$. Lorsque nous avons franchi la première étape et obtenu la densité de charge fixe dans la structure d'injection, nous cherchons dans un deuxième temps à obtenir le profil de la densité des charges mobiles.

Pour ce faire, tout d'abord, nous supposons qu'aucun phénomène de création de paires électrons/trous n'intervient dans la structure, c'est à dire que celle-ci n'est pas éclairée et que les champs électriques sont suffisamment faibles pour qu'on n'assiste à aucun phénomène d'ionisation par avalanche, d'effet Auger ou d'effet tunnel bande à bande. Nous supposons aussi qu'aucune partie du dispositif d'injection n'est susceptible d'injecter des trous dans la structure, ces deux hypothèses nous permettant de supposer qu'il n'existe qu'il seul type de charges mobiles dans l'injecteur, des porteurs de charge négative.

Le profil de la densité $m(x)$ de ces porteurs résulte de la superposition des phénomènes de conduction et de relaxation diélectrique dans la structure. Le calcul en est donc essentiellement auto-consistant mais la solution peut en être approchée de manière qualitative grâce aux conditions particulièrement favorables qui caractérisent les injecteurs étudiés: d'une part, il est toujours possible de trouver dans l'injecteur une région du dispositif, métallique ou fortement dopée, dans laquelle la relaxation diélectrique est suffisamment forte pour assurer l'électroneutralité et maintenir un champ électrique quasiment nul. Le processus d'estimation des densités de charges mobiles en est simplifié et peut alors se faire par proximité, à partir de cette région de quasi-neutralité électrique.

d'autre part, s'agissant de calculs unidimensionnels sur des injecteurs de diodes Gunn, le seul cas qui nous intéresse est celui pour lequel la structure d'injection est traversée par une forte densité de courant $J(x)$. Comme les dimensions de la structure d'injection sont submicroniques alors que les ondes émises par la diode Gunn sont millimétriques, l'on peut toujours négliger les phénomènes de propagation dans la structure d'injection et supposer la densité de courant égale en toute abscisse à une même valeur J .

Le caractère self-consistent du calcul des profils de champ électrique se réduit alors à un problème relativement peu complexe permettant une approche qualitative immédiate de la solution.

D'un côté, à partir d'un profil de champ électrique $E(x)$, les lois du transport électronique permettent d'estimer la vitesse moyenne d'entraînement du gaz de porteurs $v(x)$ et d'en déduire la densité $m(x)$ des porteurs mobiles par la simple relation $m(x) = J / v(x)$.

De l'autre, à partir de la connaissance de la répartition $m(x)$ des charges mobiles, on obtient par addition de la densité $f(x)$ des charges fixes la densité de charge globale $\rho(x)$ dont l'intégration permet de remonter au champ électrique $D(x)$ puis par l'action de la permittivité de calculer le profil du champ $E(x)$ et enfin par une nouvelle intégration au profil du potentiel $V(x)$. Notons que pour la visualisation des profils de potentiel, nous avons préféré représenter l'énergie potentielle électronique $(-e.V)$ plutôt que le potentiel électrostatique $V(x)$.

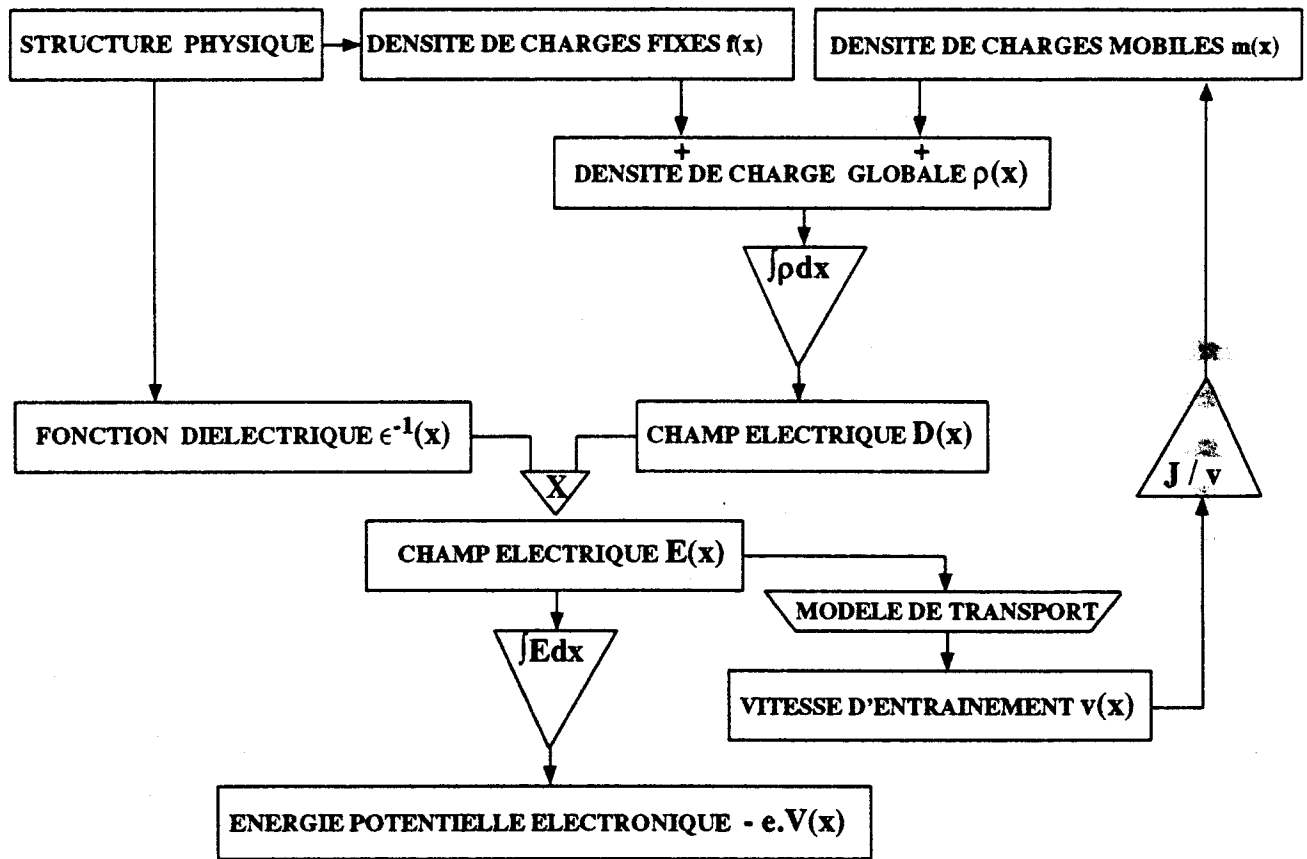


FIGURE 59

Diagramme représentant les principales variables électrodynamiques et les opérateurs mathématiques qui les relient dans le cadre des approximations décrites

III.2) INJECTEUR N⁺ N:

La structure physique d'un injecteur N⁺/N est représentée en figure 60.a. En amont de la cathode se trouve une couche fortement dopée de type N. Dans le volume de cette couche conductrice N⁺, la densité des charges fixes est forte et égale à la densité des atomes dopant le semiconducteur. La densité des charges mobiles est égale à celle des charges fixes tout écart local à la neutralité électrique étant très rapidement relaxé par le milieu. La vitesse d'entraînement et le champ électriques sont donc très faibles dans cette couche parcourue par la densité de courant J. En aval de la cathode, la densité des charges fixes chute brutalement à la valeur modérée N_D (environ 10¹⁶cm⁻³ pour une diode Gunn InP 100 GHz). La densité des porteurs est alors régie par l'équilibre entre la diffusion des électrons à partir de la couche très dopée et l'effet du champ électrique créé par la charge d'espace due à l'excès local de charges négatives. De fait, au voisinage de la cathode, la densité (m) de porteurs mobiles négatifs excède largement la densité (N_D) des centres donneurs positifs fixes. La densité de charge globale est donc négative et le champ électrique, presque nul dans la couche N⁺ de contact, croît lorsque l'on s'éloigne de cette couche de contact vers l'anode et le potentiel croît de même.

Comme nous l'avons déjà développé dans I.2, Il s'agit clairement d'une situation dans lequel la densité de porteurs chargés excède la densité de centres donneurs ionisés et pour cette raison on dit que l'on a affaire à un régime de sur-injection caractérisé par le fait que le champ électrique, nul à la cathode, croît progressivement vers l'anode. L'accélération des porteurs injectés est donc elle aussi progressive et ce n'est qu'à une distance x_{ZM} de la cathode qu'une proportion significative des électrons injectés peut être transférée en vallée secondaire. La région située au voisinage de la cathode entre les abscisses 0 et x_{ZM} est une région semiconductrice soumise à un faible champ électrique lors du fonctionnement de la diode. Cette région, que l'on a appelée "zone morte" est donc purement résistive et sa présence provoque des pertes électriques au sein de la diode en fonctionnement. Sa présence rend l'effet Gunn peu efficace et le rendement énergétique d'un oscillateur réalisé avec un tel dispositif est faible.

Lors du transit du domaine la charge électrique de ce domaine augmente de par l'effet de la conductivité différentielle négative du milieu. Le profil de champ électrique prend de plus en plus l'aspect d'une marche abrupte, dont la transition est localisée au niveau du domaine. Le champ en amont du domaine est presque nul et sa valeur en aval est très forte et croît progressivement au fur et à mesure du transit du domaine vers l'anode. La valeur crête du pic de champ électrique du côté anode dépasse largement celle du champ moyen de polarisation dans la structure ce qui, dans les composants réels, occasionne dans certains cas une ionisation locale, même pour de faibles tensions de polarisation et constitue l'une des causes qui limitent les performances des diodes Gunn $N^+N N^+$.

Malgré les faibles performances délivrées par les diodes à injecteur N^+N , la totalité des diodes GaAs commercialisées, ainsi qu'une partie des diodes InP industrialisées avant 1990, utilisent ce type d'injection.

L'explication en est la relative facilité de la fabrication des diodes à structure $N^+N N^+$, comparée à la grande complexité de la fabrication des diode qui utilisent d' autres types d'injecteurs (voir chapitre II.1).

En effet, le contact du semiconducteur au métal de connexion s'effectue sur une région où le semiconducteur est dégénéré ou quasiment dégénéré. Ce contact est ohmique et de forte conductance, la région du contact n'est jamais soumise à de forts champs électriques. La technologie de ces contacts ohmiques est assez bien connue et l'on sait réaliser des structures dont le comportement électrique et thermique est tout à fait reproductible d'une structure à une autre. Au cours du vieillissement d'un composant comportant ce type de contact, même à haute température, l'influence de la dérive des caractéristiques physiques du contact reste négligeable tant que le front de diffusion des métaux dans le semiconducteur n'atteint pas la couche active du composant. Si la métallisation du contact ohmique est optimisée cette durée peut se chiffrer en millions d'heures à la température de fonctionnement du dispositif.

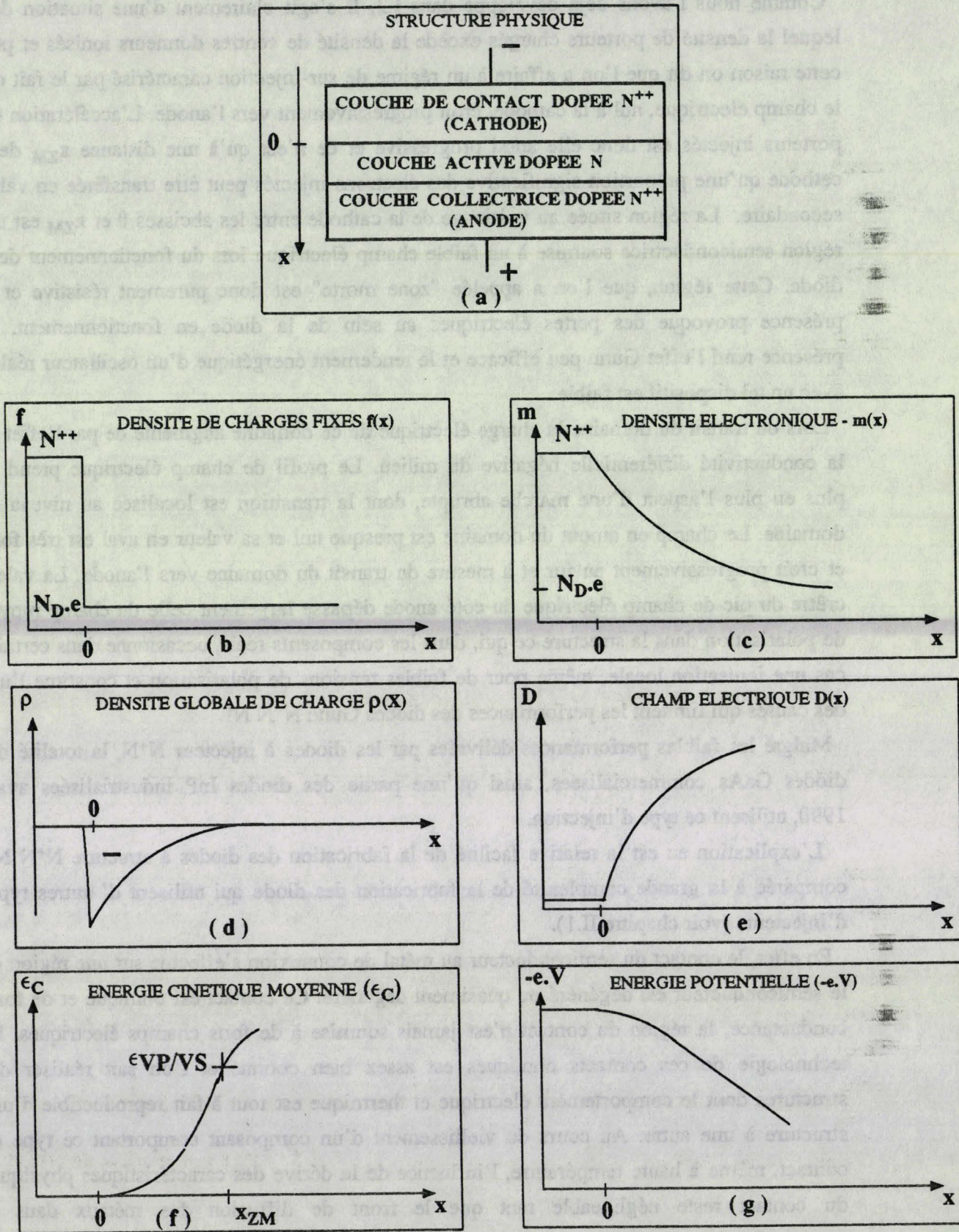


FIGURE 60

Profils des densités de charge, des champs et du potentiel de l'injecteur N^+ / N polarisé

III.3) INJECTEURS A BARRIERE DE POTENTIELLE REPULSIVE:

III.3.1) Principe de l'injection à travers une barrière de potentiel répulsive:

Nous avons expliqué au chapitre I.2 l'intérêt qu'il y a à interposer une barrière de potentielle répulsive sur le trajet des électrons à la cathode d'une diode Gunn. Nous allons analyser plus précisément le rôle de cette barrière de potentiel. Conformément à la méthode développée au III.1, nous schématisons la barrière de potentiel par une couche dipolaire électrique virtuelle (*figure 61.a*) en amont de laquelle on trouve un milieu fortement conducteur. Dans ce milieu conducteur règne une forte concentration de charges fixes positives une égale concentration de porteurs chargés, un régime de quasi-électronéutralité caractérisé par de faibles valeurs du champ électrique et de la vitesse d'entraînement de porteurs.

La présence de la barrière a plusieurs effets: d'une part elle crée un pic local de champ électrique répulsif qui bloque la diffusion des porteurs de la couche conductrice vers la couche active et provoque une diminution de la densité du courant injecté. Si la hauteur de la barrière est suffisante, comme la vitesse d'entraînement des porteurs est toujours limitée dans un semiconducteur, la densité (J/v) de charges négatives mobiles en aval de la cathode est plus faible que la densité de centres fixes chargés positivement, on obtient ce que l'on appelle habituellement un régime de sous-injection.

D'autre part, du fait que la barrière introduit dans la structure des deux côtés conductrice une couche dipolaire électrique $-W.\delta'(x)$ (*figure 61.a et c*), elle provoque une réaction des deux milieux conducteurs qui la jouxtent et qui tendent à rétablir l'électronéutralité en annulant le terme dipolaire introduit. Le milieu amont très conducteur va accumuler une couche de porteurs négatifs au voisinage immédiat de la barrière (*figure 61.b et c*) tandis que le milieu aval n'a d'autres ressources pour participer à l'écrantage que de constituer une charge d'espace positive en déplaçant la région située au voisinage de la barrière (*figure 61.a et c*), ce qu'il pourra faire efficacement si la densité de porteurs mobiles est inférieure à la densité de charges fixes, c'est à dire si la densité de courant injecté est suffisamment faible. Cette charge d'espace est responsable de la croissance du champ électrique (*figure 61.d et e*) qui atteint un maximum juste en aval de la barrière. Ce champ électrique accélère rapidement les porteurs injectés et facilite leur transfert sans délai dans les vallées secondaires (*figure 61.f*). L'extension (x_{ZM}) de la zone morte est donc très réduite. Vis à vis de la réalisation de diodes Gunn, les structures à injection à travers une barrière de potentiel répulsive bénéficient donc à priori, par rapport aux structures à injecteur N^+N , d'une supériorité intrinsèque dans trois domaines:

1) MEILLEUR DE RENDEMENT DE CONVERSION:

du fait de la réduction de l'extension de la zone morte, et grâce à la possibilité d'obtenir des régimes de transit à plusieurs domaines.

2) PLUS FORTE PUISSANCE THERMIQUE DISSIPABLE à TEMPERATURE DE FONCTIONNEMENT EGALE:

La présence de la barrière de potentiel réduisant la densité de courant d'un facteur K , la densité surfacique de puissance thermique dissipée est réduite du même facteur K . Pour une même température de fonctionnement, on pourra donc augmenter le diamètre de la diode d'un facteur K , ce qui augmentera la conductance thermique du dispositif dans le rapport K et permettra ainsi d'augmenter la puissance thermique dissipée par la diode du même facteur. La puissance hyperfréquence délivrée par un oscillateur utilisant une telle diode sera donc d'une part multipliée par ce facteur K , d'autre part par un facteur supplémentaire dû à l'augmentation de l'efficacité de l'effet Gunn dans la diode.

3) MEILLEURE TENUE EN TENSION:

A matériau semiconducteur et longueur de couche active identiques, la structure à injecteur N^+N , pour laquelle le champ électrique présente un pic marqué côté anode, offre une tenue en tension réduite, un effet d'avalanche pouvant aisément se produire dans la région à fort champ, même dans un régime de polarisation où le champ moyen dans la couche active est faible.

On en déduit que si une diode de structure $N^+N N^+$ et de géométrie cylindrique délivre une puissance hyperfréquence P , une diode de géométrie cylindrique identique, de couche active pareillement dopée, munie d'un injecteur à contact limitant et fonctionnant à même température délivrera une puissance trois à cinq fois supérieure. Ceci a été vérifié pour plusieurs familles de diodes Gunn InP à contact limitant métallique.

III.3.2) INJECTEURS A CONTACTS METALLIQUES "LIMITANTS": (minuscules)

Pour réaliser la barrière de potentiel répulsive à la cathode d'une diode Gunn, il a d'abord été imaginé de mettre en oeuvre une barrière métal / semiconducteur de type Schottky. La difficulté technique est, dans ce cas, de réaliser une barrière de hauteur faible (entre 0,2 et 0,3 eV) et bien reproductible sur un semiconducteur III-V de type N^- à énergie de gap assez forte (environ 1,35 eV pour GaAs et InP). Avec les métaux traditionnels, sur GaAs, la hauteur de barrière des jonctions Schottky est peu dépendante de la nature du métal et se situe aux environs de 0,7 à 0,9 eV soit une valeur beaucoup trop forte pour l'application visée. Sur InP, les valeurs usuelles, plus faibles, se situent entre 0,4 et 0,6 eV. Elles restent trop fortes. En théorie, on pourrait abaisser la hauteur de barrière effective de telles structures en accolant une couche très fine et très dopée de type N genre dopage planaire de type N à la cathode du dispositif (voir figure 62).

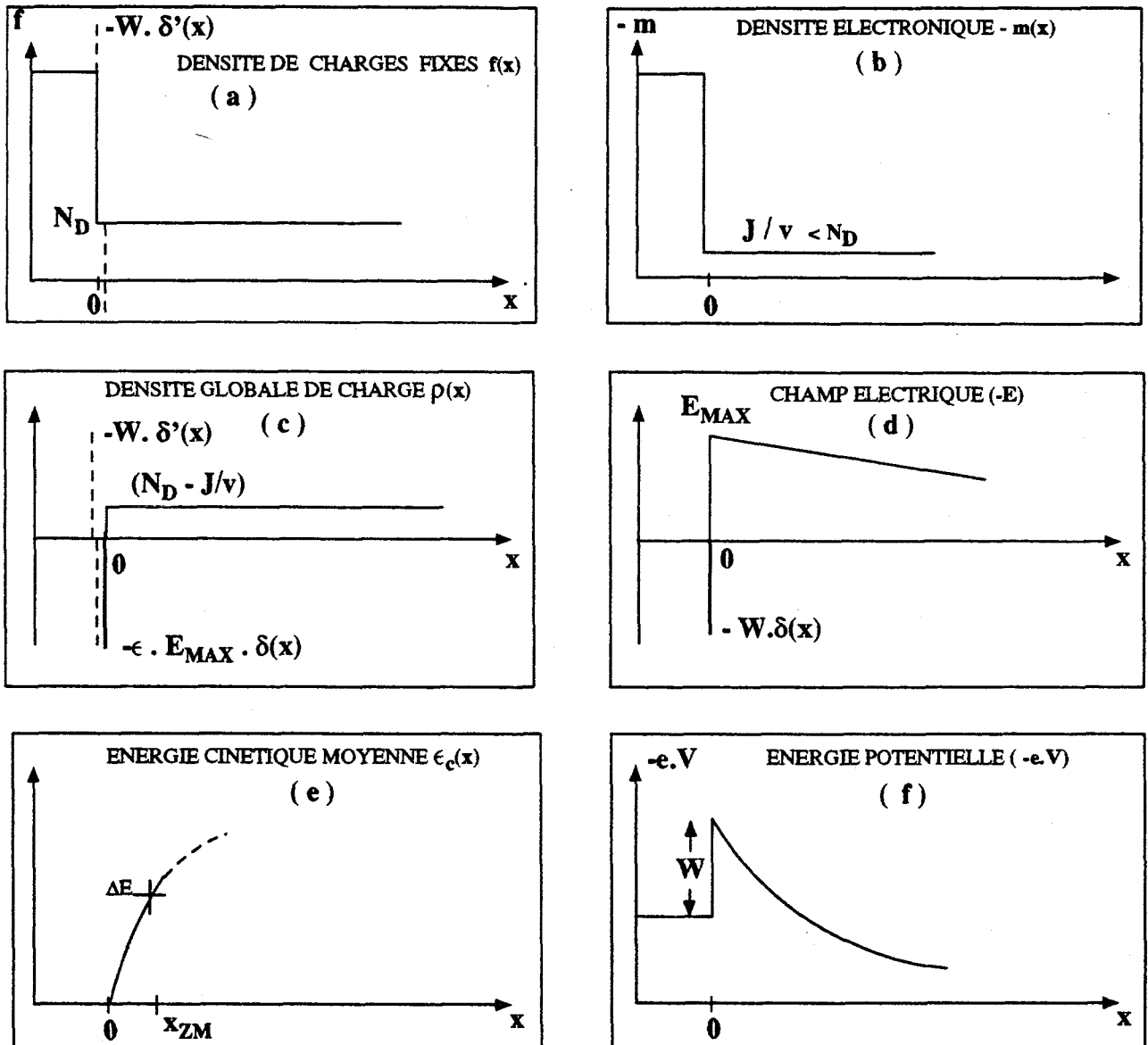


FIGURE 61

Profils des densités de charge, champs et du potentiel pour un injecteur à barrière de potentiel répulsive

Par effet image, une telle couche de centre donneurs de charge positive donnerait naissance à une couche de charges négatives de même densité surfacique dans le métal (fig 62.b) et l'ensemble constituerait une couche dipolaire dont l'effet s'opposerait au potentiel de contact métal / semiconducteur (fig 62.f) à condition que la distance entre le métal et le plan de dopage puisse être franchie par les électrons par effet tunnel ce qui revient à dire que cette distance ne devrait pas dépasser 5nm. En pratique, la fabrication contrôlée de telles structures serait peu aisée. En effet, pour jouer son rôle de manière efficace, la couche de donneurs doit accumuler au moins 10^{13}cm^{-2} centres donneurs. On sait certes réaliser un plan de donneurs Si de densité contrôlable présentant une demi-largeur de l'ordre du nanomètre [II.40].

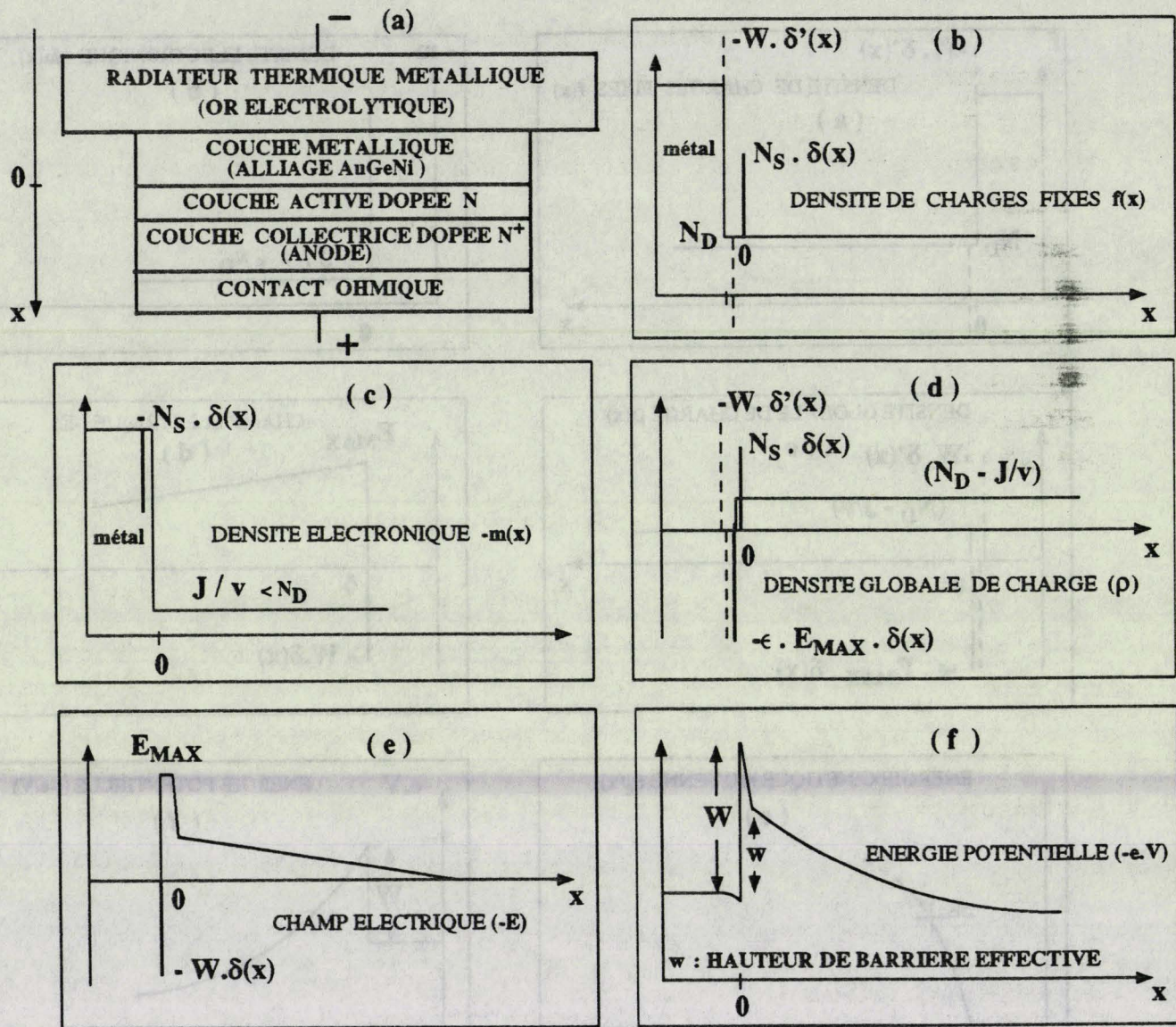


FIGURE 62

Profils des densités de charge, du champ et du potentiel pour un injecteur à barrière Schottky abaissée par un plan de dopage

Positionner de manière reproductible et fiable un métal par rapport à ce plan de dopage serait, par contre, très délicat si l'on prend en compte les exigences opérationnelles que l'on impose au composant. Cela suppose de trouver un métal qui adhère sur InP et ne diffuse pas significativement sur des distances du nanomètre malgré les éventuels recuits nécessaires à la fabrication de contacts ohmiques à l'anode du composant et des phases de vieillissement de plusieurs centaines de milliers d'heures vers 200°C.

Ainsi sur GaAs, malgré de significatifs efforts de recherche, les structures à contact métallique limitant n'ont jamais débouché sur des réalisations industrialisables. Sur InP, par chance, l'alliage AuGeNi classiquement utilisé pour les contacts ohmiques, déposé par pulvérisation ou évaporation et recuit de manière "douce", donne lieu à un contact de type limitant.

Il faut cependant accumuler une expérience considérable et toujours procéder par ajustements successifs pour obtenir un contact présentant les caractéristiques désirées. Les études que nous avons menées sur ce type de contacts nous ont montré que le contrôle en est extrêmement délicat, que l'homogénéité sur plaque des caractéristiques du contact est douteuse dans la totalité des configurations classiques de recuit et que les caractéristiques électriques du contact sont sujettes à des dérives au cours du vieillissement des diodes Gunn en fonctionnement. La compagnie VARIAN, qui détient une expérience correspondant à une dizaine d'années de travail sur les diodes Gunn InP à contact limitant, utilise de telles structures dans les diodes qu'elle commercialise. Nos résultats nous en ont découragé, d'autant que la fabrication des diodes est encore compliquée par une incompatibilité entre l'élément Ni de la métallisation AuGeNi et la solution chimique à base de FeCl_3 utilisée pour la gravure des mésas.

Au niveau des rendements de conversion, les résultats des diodes à contact métallique limitant surclassent par contre incontestablement ceux des diodes à injecteur N^+N fonctionnant à la même fréquence. Ils sont de 50 à 100 % supérieurs. Les hauteurs de barrière métal / semiconducteur effectivement obtenues se situent dans la fourchette 0,1 - 0,2 eV. Lors du recuit du contact, il est probable que l'élément Ge, donneur dans InP, diffuse plus rapidement que le front de l'interface métal / semiconducteur et que se constitue un plan de donneurs tout près de cet interface dont la présence abaisse la hauteur effective de la barrière Schottky.

III.3.3) Injection à travers une hétérojonction polarisée en inverse:

Pour réaliser la barrière de potentiel souhaitée, on peut aussi se servir du potentiel de contact existant entre deux semiconducteurs de composition chimique différente formant une hétérojonction.

Le schéma d'une structure de diode Gunn comprenant un tel injecteur est exposée en *figure 63.a*. Pour obtenir la configuration souhaitée, il faut employer pour la fabrication de la couche de contact de cathode un semiconducteur présentant un décalage de bande de conduction négatif avec le semiconducteur qui constitue la couche active de la diode. la marche de potentiel due au contact s'oppose alors au passage des électrons.

Conformément à la méthode décrite au III.1, nous schématisons cette marche de potentiel en incorporant dans le profil de la densité de charges fixes une couche dipolaire de densité surfacique $\sigma = -\epsilon \cdot \Delta E_c / e$ (*figure 63.b*). Les deux milieux semiconducteurs 1 et 2 sont dopés donc conducteurs. Ils réagissent à la rupture locale d'électroneutralité due à la présence de l'hétérojonction en opposant à la couche dipolaire perturbatrice une couche dipolaire de signe opposé.

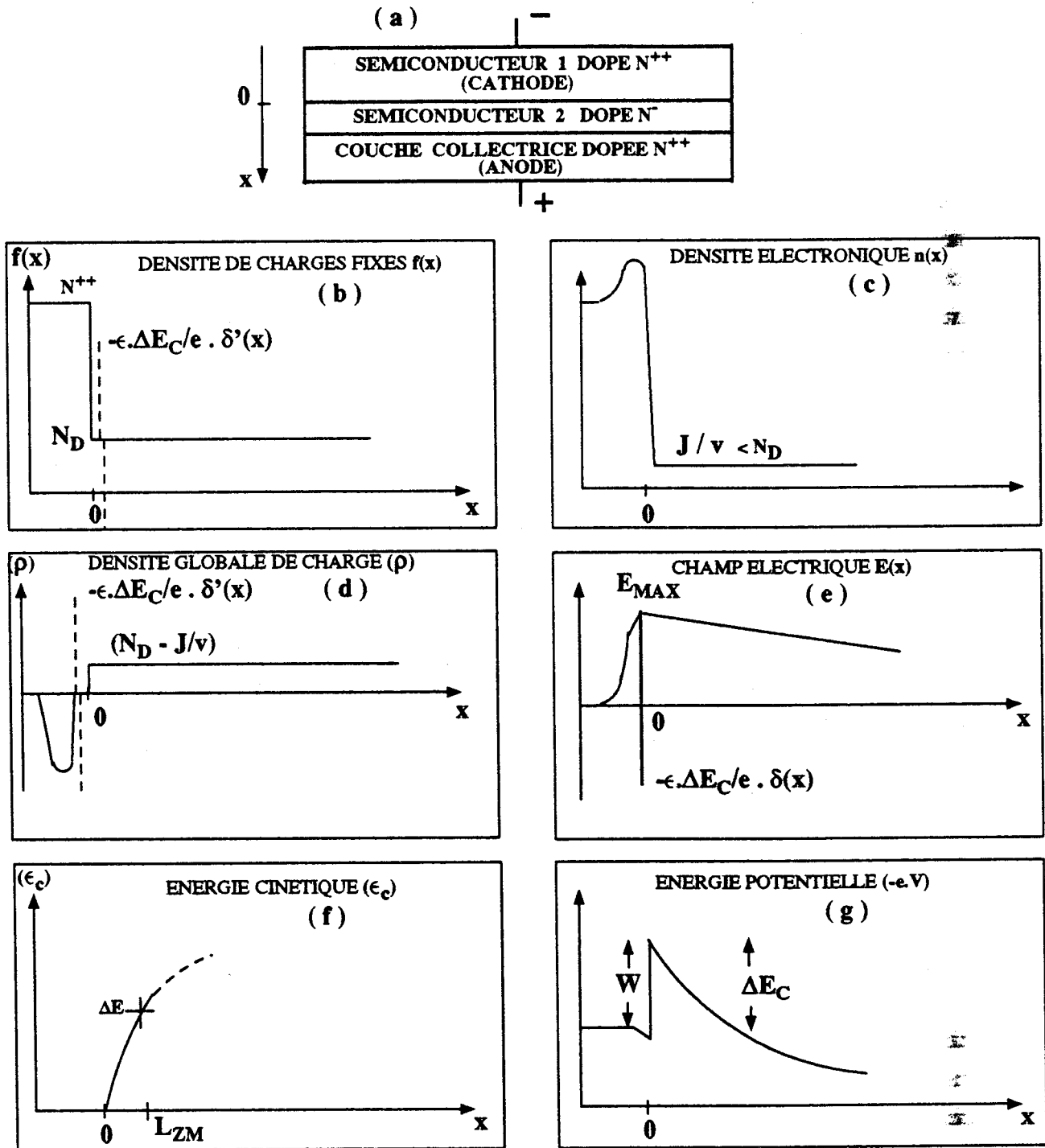


FIGURE 63

Profils des densités de charge, du champ et du potentiel pour un injecteur à hétérojonction polarisée en inverse

Le semiconducteur 1 accumule des porteurs mobiles négatifs au voisinage de l'hétérojonction (figure 63.c) alors que le semiconducteur 2 situé immédiatement en aval se déplete localement de ses porteurs permettant la participation des centres donneurs ionisés de charge positive à l'écrantage du potentiel de contact de l'hétérojonction (figure 63. b et d).

Au niveau de l'application du principe, il convient de signaler plusieurs complications intrinsèques à la structure de cet injecteur.

- 1) D'une part la hauteur de barrière effective (W) vue par les électrons n'est pas exactement (ΔE_C). En effet au voisinage de l'hétérojonction se crée un puit de potentiel perpendiculaire à celle-ci dont l'effet est de contraindre les électrons accumulés à occuper des familles d'états quantiques pour lesquels le seul mouvement possible est un mouvement perpendiculaire à l'interface. Le nombre de cases quantiques dans chacune de ces familles d'états étant fini, et les électrons, qui sont des fermions, devant obéir au Principe de Pauli, si l'on accumule un nombre croissant d'électrons à l'hétérojonction, la population électronique va devoir occuper des états d'énergie de plus en plus élevée dans le puit, ce qui va avoir pour effet de faire monter le niveau de Fermi W_F par rapport au niveau du fond du puit (*figure 64.a*).

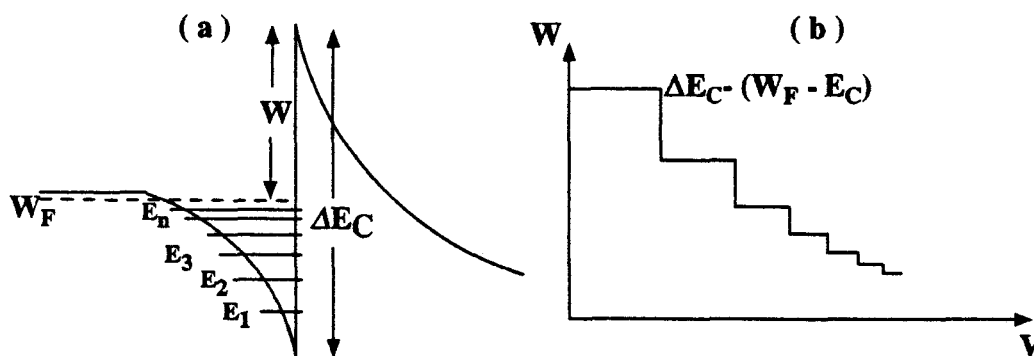


FIGURE 64

Abaissement de la barrière de l'injecteur aux fortes polarisations sous l'effet du Principe de Pauli

La barrière de potentiel W vue par les électrons, qui n'est en fait que l'écart énergétique entre le dernier niveau discret peuplé du puit de potentiel à l'hétérojonction et le haut de la barrière, diminue donc lorsque l'on polarise la structure. (*figure 64.b*)

- 2) Lorsque l'on polarise l'hétérojonction en inverse, le champ électrique à la cathode dans le semiconducteur 2 est très fort et la barrière de potentiel près de l'hétérojonction est, en conséquence, très fine dans sa partie supérieure. Le passage de la barrière par les électrons de forte énergie cinétique est alors favorisé par un effet tunnel ou thermoionique à travers le sommet de la barrière.

En conséquence de ces deux effets, la hauteur de barrière effective (W) et donc le coefficient de limitation de la densité de courant dépendent de la tension de polarisation de la diode.

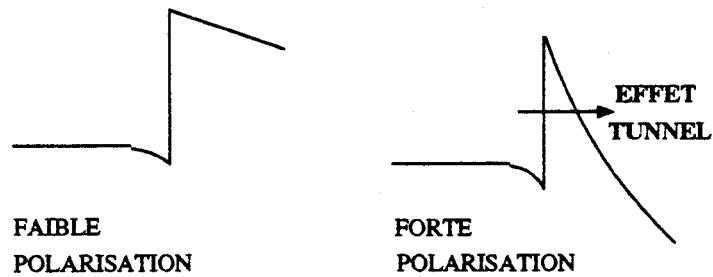


FIGURE 65

Abaissement de la barrière effective vue par les électrons dû à un effet tunnel à travers le sommet de la barrière

Il faut donc disposer d'une hétérojonction de plus fort décalage (ΔE_C) pour obtenir la densité de courant souhaitée au point de polarisation où l'on fait fonctionner la diode.

3) Le comportement électrique de la barrière, en particulier sa hauteur, est sensible à la présence d'états d'interfaces chargés à la jonction entre les deux semiconducteurs. Ceci est une autre cause possible de variation de la hauteur de barrière avec la polarisation et en fonction de l'histoire électrique de l'hétérojonction.

4)) La dernière difficulté est d'ordre technologique. Pour obtenir la limitation de densité de courant recherchée, il faut que le semiconducteur 1 qui constitue la couche de contact de cathode présente avec celui qui constitue la région active de la diode un décalage de bande de conduction dans le sens désiré ($\Delta E_C = E_{C2} - E_{C1} > 0$) et dont la hauteur se situe dans une gamme de valeurs permettant des coefficients de limitation raisonnables (entre 0,2 et 0,6) ce qui correspond à la condition $0,15 < \Delta E_C < 0,30$ eV. Il faut aussi que ce semiconducteur 1 puisse être déposé par épitaxie sur le semiconducteur 2. Si l'on prend comme semiconducteur 2 l'arséniure de Gallium, on ne connaît pas de semiconducteur III - V qui soit à la fois thermodynamiquement stable à température ambiante, adapté en paramètre de réseau à GaAs et qui vérifie la première des relations précédentes ($\Delta E_C > 0$), ce qui explique l'absence de publications sur ce type d'injecteur pour des diodes GaAs.

Si la couche active de la diode est réalisée en InP, Il existe une famille de composés semiconducteurs de composition $(\text{InP})_X / (\text{Ga}_{0,47} \text{In}_{0,53}\text{As})_{1-X}$ qui présentent toutes les conditions requises et dont l'épitaxie sur InP a été étudiée de longue date. Par exemple pour le composé $(\text{Ga}_{0,47} \text{In}_{0,53}\text{As})$ épitaxié sur (InP), on estime dans la plupart des références publiées à ce jour la valeur de ΔE_C à $0,20 \pm 0,05$ eV. (voir par exemple [III.14]). Actuellement, il est probable que l'on saurait aussi réaliser ce type d'injecteur pour des diodes dont la couche active serait en (CdTe) en utilisant comme semiconducteur (1) un composé du type (HgCdTe) mais, comme nous avons déjà exposé au I.3, l'usage des semiconducteurs II-VI pose de nombreux problèmes insurmontés.

Nous avons étudié expérimentalement des structures de diodes Gunn avec injection à travers une hétérojonction ($\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$) / InP. Les résultats de notre étude sont rapportés au chapitre IV. Nous verrons que l'analyse des résultats obtenus laisse supposer la présence d'états d'interface aux hétérojonction GaInAs / InP que nous avons épitaxiées.

III.4) INJECTION A BARRIERE DE POTENTIEL ACCELERATRICE:

Une autre idée pour améliorer l'efficacité de l'effet Gunn consiste à accélérer les électrons à la cathode en leur faisant franchir une barrière de potentiel "descendante". Le transfert en vallée secondaire en est à priori favorisé et l'extension spatiale de la zone morte, réduite. On augmente donc, en principe le rendement de l'effet grâce à une réduction des pertes énergétiques avant transfert intervallées. L'idéal serait de communiquer aux électrons une énergie moyenne proche de l'écart intervallées ΔE , de telle manière à obtenir un transfert massif et immédiat de la population. Nous verrons les difficultés que l'on rencontre pour atteindre de tels sauts locaux de potentiel dans des structures réelles. Il est à noter que, pour un tel mode d'injection, la densité du courant injecté n'est pas réduite par rapport à l'injection par couche N^+ et que l'on est toujours limité à la propagation d'un seul domaine dans la couche active de la diode pour les raisons déjà exposées au paragraphe (I.2).

Expérimentalement, on ne dispose pas dans l'arsenal des métallisations connues d'alliages pour lesquels le potentiel de contact avec les semiconducteurs III-V usuels GaAs et InP représente pour les électrons une marche descendante du métal vers le semiconducteur. On doit donc faire appel à des structures plus élaborées, par exemple des hétérojonctions ou des structures de synthèse de potentiel à base de couches dipolaires P^+N^+ .

Ces deux types de structures font appel à des technologies particulièrement élaborées et ce n'est que récemment que des résultats convaincants ont pu être obtenus qui en valident le principe. Les réalisations expérimentales publiées font appel soit à une couche dipolaire P^+N^+ obtenue par dopage planaire dans GaAs et disposée juste en amont de la cathode de la diode [III.13], soit à une structure à hétérojonction GaAs / GaAlAs [III.11] , [III.12]. L'analyse qualitative du fonctionnement de la structure à couche P^+N^+ est relativement simple, celle de la structure à hétérojonction en direct est plus complexe.

III.4.1) Injecteur à double plan de dopage N^+P^+ :

Les injecteur de ce type qui ont été testés comprennent une couche de contact N^{++} dans laquelle les électrons sont injectés par un contact ohmique, procédé plus fiable et reproductible que le contact limitant métallique, comme nous avons déjà eu l'occasion de le souligner. La difficulté technologique réside dans la fabrication et la superposition à une faible distance de la couche de donneurs et de celle d'accepteurs.

Dans GaAs, de tels couches quasi-planaires sont réalisables par épitaxie aux jets moléculaires (EJM) en utilisant comme éléments dopants N et P respectivement Si et (Be ou C), ou par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOCVD) en utilisant comme dopants Si et C. Dans InP, nous avons été parmi les premiers à montrer la possibilité de réaliser des plans de donneurs silicium [II.41] par épitaxie MOCVD, mais l'on ne connaît toujours pas de dopant permettant l'incorporation de plans d'accepteurs dans la couche active d'une diode Gunn. Seules les techniques MBE à sources gazeuses d'éléments V, encore exploratoires à ce jour, offrent une voie connue (plans d'éléments Be) pour la réalisation de dopages planaires P⁺ dans InP. Pour obtenir une chute de potentiel ΔU lors du franchissement de la couche dipolaire, il importe que la densité surfacique (N_S) des centres chargés fixes et la distance (d) qui sépare les plans vérifie la relation:

$$N_S \cdot e \cdot \epsilon^{-1} \cdot d = \Delta U$$

Il convient aussi de raccourcir autant que possible la distance entre les plans P⁺ et N⁺ pour éviter que les électrons ne perdent leur énergie par l'effet de collisions intervenant dans la région à fort champ située entre ces deux plans. Une limite supérieure raisonnable pour d se situe vers 10 nm. Par exemple dans GaAs, pour créer une barrière de 0,2 eV à l'aide de plans situés à une distance de 10nm, il faut que la densité surfacique d'éléments dopants actifs dans chaque plan soit d'environ $1,25 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$, densité que l'on sait implanter dans GaAs sans difficulté majeure et sans dégradation trop sévère du réseau du cristal semiconducteur.

Les profils des champs et densités de charges fixes et mobiles pour une structure de ce genre sont assez simples. Ils sont représentés en *figure 66*. Dans l'étude publiée en [III.13] les auteurs mentionnent avoir inclus une couche N⁻ dans le semiconducteur à grand gap juste en amont de l'hétérojonction. L'effet d'une telle couche semble devoir être d'élever le potentiel en amont de l'hétérojonction pour profiter d'un certain effet de limitation du courant injecté. Nous avons donc inclus une telle couche dans la structure schématisée.

Des résultats de diodes Gunn GaAs réalisées selon ce principe figurent dans [III.13]. L'épitaxie a été réalisée par la technique EJM avec des plans de dopage Be et Si. Trois éléments permettent de supposer que les diodes réalisées fonctionnent selon le principe invoqué. D'une part, la comparaison des caractéristiques I(V) obtenues pour des diodes de même couche active avec un injecteur N⁺N et l'injecteur N⁻P⁺N⁺ montre que la densité du courant de saturation est la même dans les deux configurations, ce qui exclut que l'injecteur ait un comportement du type "fortement limitant". D'autre part, pour des diodes fonctionnant vers 90 GHz en harmonique 2, les rendements de conversion sont améliorés d'un facteur 5 pour la structure à injecteur N⁻P⁺N⁺ par rapport à la structure à injecteur N⁺N.

Enfin, la fréquence centrale d'oscillation des diodes comportant l'injecteur N⁻P⁺N⁺ est abaissée par rapport à celle de diodes N⁺N⁻N⁺ à longueur de couche active égale, ce qui permet aux auteurs de conclure que les électrons sont plus rapidement transférés en vallée secondaire et que la durée de leur transit dans la couche active est allongée.

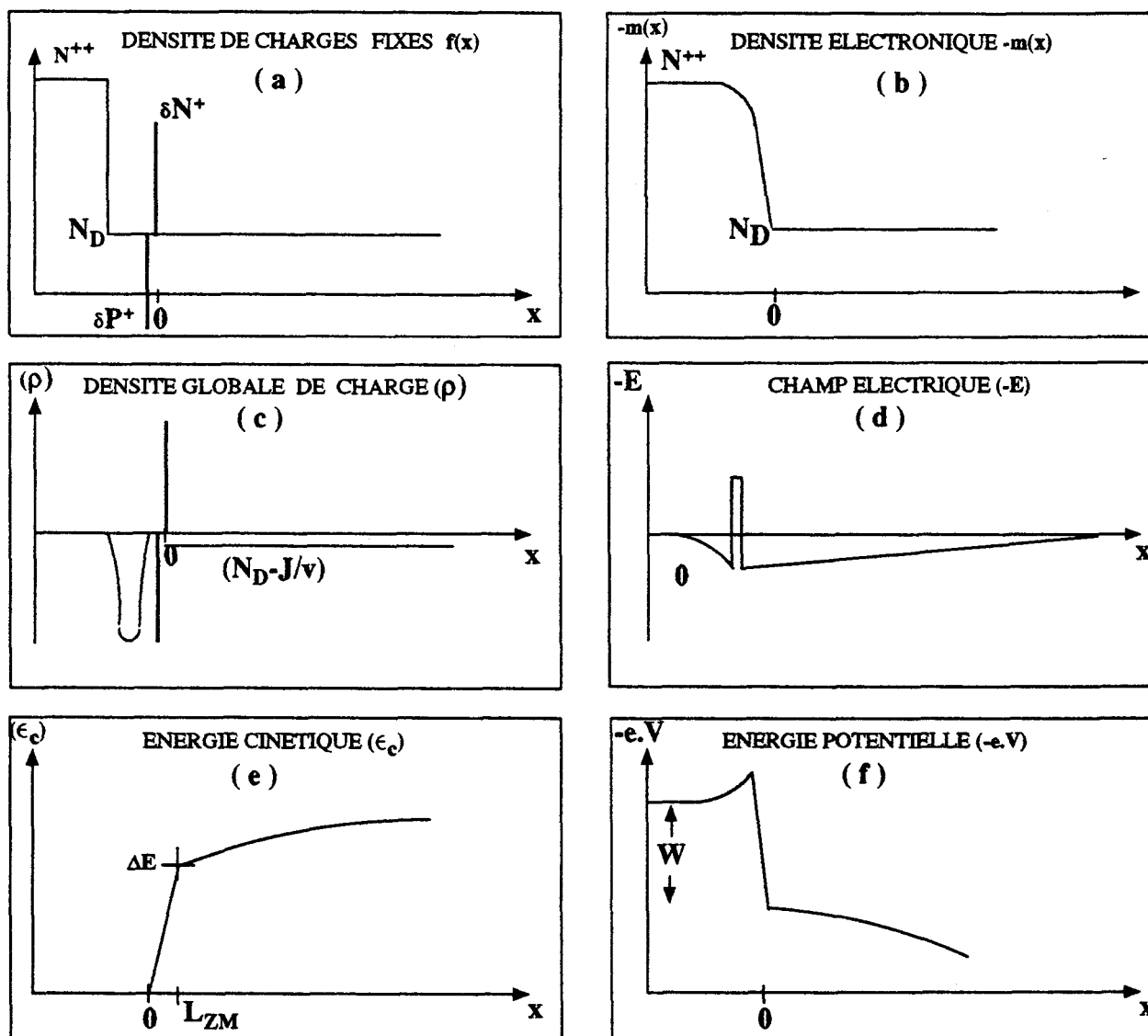


FIGURE 66

Profils des densités de charge, du champ et du potentiel pour un injecteur à couche dipolaire "accélératrice"

III.4.2) INJECTEUR A HETEROJONCTION POLARISEE EN DIRECT

L'autre manière d'aboutir au même résultat consiste à interposer sur le passage des électrons une structure à hétérojonction dans le sens direct.

Pour une couche active en GaAs, la fabrication d'hétérojonctions GaAlAs / GaAs est bien maîtrisée et il est bien connu que la hauteur de la marche de potentiel à l'hétérojonction GaAlAs / GaAs est une fonction croissante de la concentration en aluminium du composé ternaire. Une des difficultés techniques réside dans le fait que l'on maîtrise mal la croissance épitaxiale des ternaires GaAlAs à forte concentration (x) d'aluminium, la limite pratique se situant vers $x=40\%$, ce qui correspond à une hauteur de marche de potentiel (W) d'environ $0,25\text{ eV}$. Autre contrainte technique, le contact ohmique de cathode ne peut être réalisé directement sur GaAlAs, matériau à grand gap, facilement oxydable sur lequel les résistances spécifiques de contact sont prohibitives. On est donc obligé d'ajouter sur le sommet de la structure une couche de GaAs fortement dopée sur laquelle le contact ohmique sera faiblement résistif. Il est aussi nécessaire de rendre graduelle la teneur en aluminium de la couche de GaAlAs de manière à ne pas présenter de barrière de potentiel répulsive brutale sur le trajet des électrons incidents. Tous ces éléments sont inclus dans la structure décrite par Kelly et al [III.12] dans laquelle a de plus été ajoutée une fine couche N^+ ($10\text{nm} / 10^{18}\text{cm}^{-3}$) dans la couche active de la diode, immédiatement en aval de l'hétérojonction.

Cette structure est assez complexe et sa schématisation fidèle implique d'incorporer de nombreux termes dans la densité de charges fixes (*figure 67.b*). D'amont en aval, on trouve tout d'abord une couche N^+ de semiconducteur à petit gap correspondant à une forte densité volumique de charges positives fixes, puis une hétérojonction graduelle non dopée schématisée par deux plans de charges à ses extrémités et une couche de charges fixes négatives réparties dans son volume, une hétérojonction abrupte représentée par une couche dipolaire, la fine couche N^+ , introduite juste après l'hétérojonction, qui introduit localement un pic positif dans la densité de charges fixes et enfin la couche active N^- , caractérisée par une densité N_D de charges fixes positives.

L'allure des profils des champs et densités de charge est représentée en *figure 67*. Comme nous l'avons expliqué dans III.1, nous avons schématisé la présence de l'hétérojonction linéairement graduelle sur la distance (d) par deux plans de charge virtuels localisés aux extrémités de la couche graduelle et une couche de charge répartie en volume dans cette couche graduelle.

GREENWALD et al., d'une part [III.9], [III.10], COUCH, SPOONER et al. d'autre part [III.11], [III.12], ont présenté des résultats de modélisation de structures de ce type ainsi que des résultats expérimentaux obtenus sur des diodes construites avec ce type d'injecteur.

L'amélioration spectaculaire du rendement de conversion qu'ils observent sur des diodes fonctionnant en harmonique 2 à 93 GHz, en comparaison avec des diodes à injecteur N⁺ de géométrie identique, est interprétée comme liée à une réduction significative de l'extension (x_{ZM}) de la zone morte.

Les performances en bruit des oscillateurs réalisés autour de ces diodes sont aussi nettement meilleures que celles des oscillateurs à diodes N⁺N N⁺. Ceci pourrait être dû au fait que la distribution en énergie des électrons avant leur transfert en vallée secondaire est beaucoup plus resserrée car, les électrons étant accélérés brutalement, la distribution électronique n'a pas le temps de se rethermaliser avant que le transfert en vallée secondaire d'une fraction importante des électrons ait eu lieu.

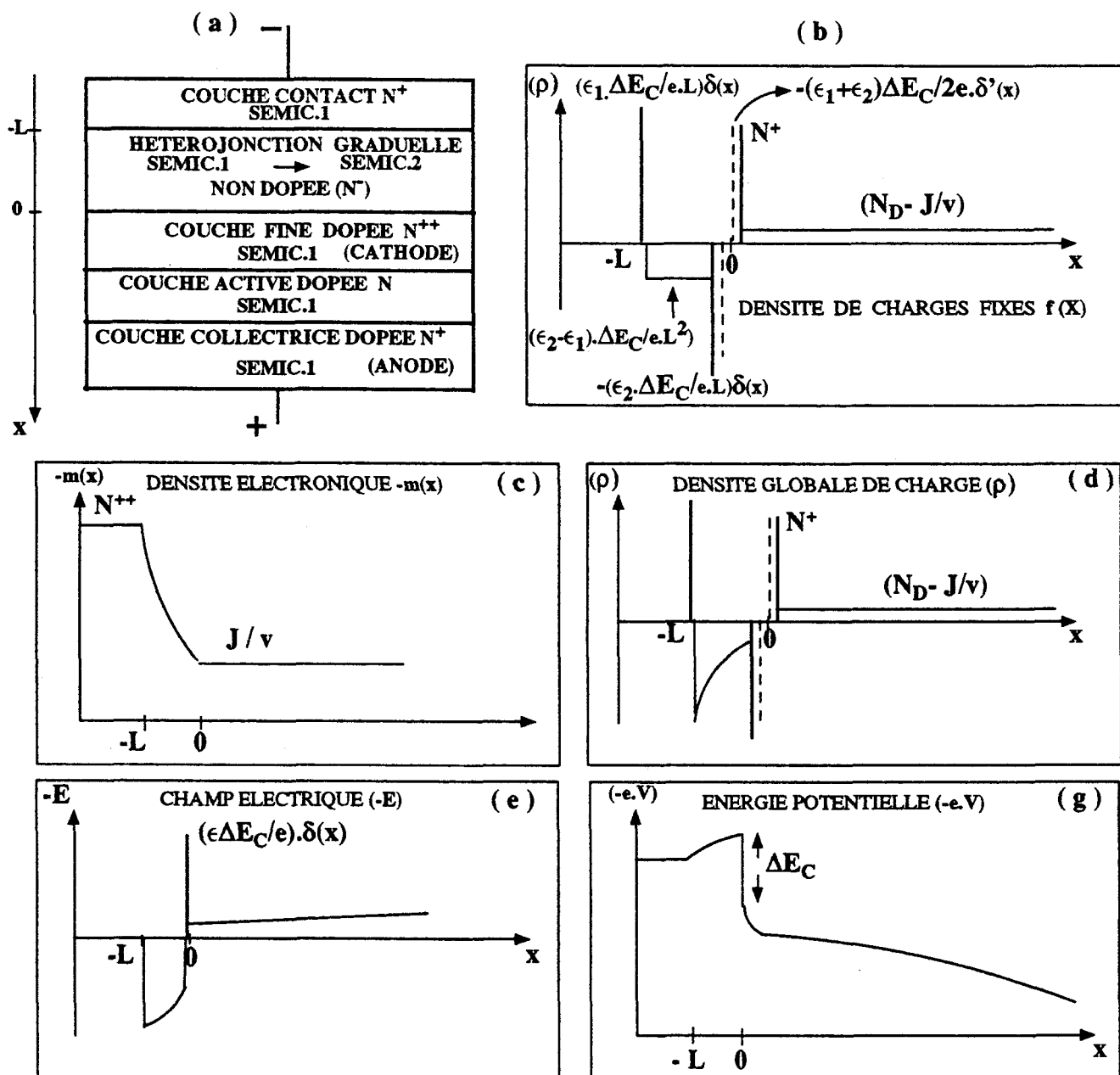


FIGURE 67

Profils des densités de charge, du champ et du potentiel pour un injecteur à hétérojonction "accélétratrice"

Ces bons résultats en rendement et puissance ne sont cependant pas meilleurs que ceux présentés par TENG et GOLDWASSER [III.15] et obtenus sur des oscillateurs à diodes $N^+N^-N^+$. Ces derniers ne mentionnent pas de mesures de bruit.

Il convient de remarquer que la fabrication de diodes à couche active InP comprenant un injecteur de ce type serait une opération délicate car, hormis si l'on accepte de faire appel à des composés anitimoniés GaAsSb ou GaPSb dont la technologie reste encore à développer à ce jour, il n'existe pas de composé III-V à grand gap adapté en paramètre de réseau à InP dont l'hétérojonction présente la valeur requise pour ΔE_C .

III.5) INJECTION PAR UNE STRUCTURE DE TYPE TRANSISTOR:

Une structure de type transistor comprend à la fois un dispositif de limitation du courant injecté et une région d'accélération des porteurs, avec comme avantage supplémentaire considérable de pouvoir contrôler par une électrode externe la densité du courant injecté.

On peut alors ajuster séparément, d'un côté la densité de courant en jouant sur la tension grille / cathode, de l'autre le champ électrique moyen dans la région de transit en faisant varier la tension grille / anode. Quelque soit le type du transistor, bipolaire ou à effet de champ, le profil du potentiel vu par les porteurs mobiles (*figure 68.b*) présente d'amont en aval, d'abord une barrière de potentiel qui limite la densité de courant injecté, puis une région à fort champ électrique accélérateur:

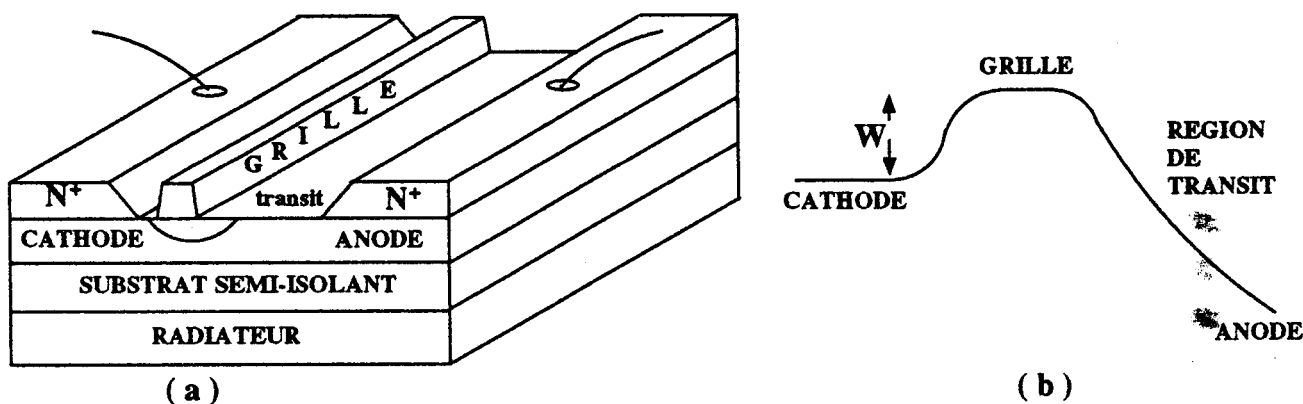


FIGURE 68

Structure d'une diode Gunn à injection par transistor MESFET (a) et profil de potentiel dans la structure polarisée (b)

Cette souplesse dans l'optimisation du fonctionnement n'est cependant obtenue qu'au prix d'une plus grande complexité du processus de conception et de fabrication du composant. Le composant comprend alors trois électrodes à connecter séparément. Il ne peut être monté que dans un boîtier spécifique.

La conception du circuit hyperfréquence et de l'environnement de dissipation thermique d'un tel composant pour un fonctionnement vers 100GHz présente une difficulté technique réelle non-résolue à ce jour.

Plusieurs publications font état d'études sur une diode Gunn GaAs à injection par un transistor MESFET GaAs [III.7] (*figure 68.a*), réalisée sur substrat semi-isolant en géométrie horizontale. Des oscillateurs ont été réalisés et les performances obtenues sont encourageantes. La réalisation de diodes de grande taille se heurterait aux difficultés d'adaptation d'impédance et de conception du circuit, inhérentes aux composants à géométrie horizontale, mentionnées au chapitre (I.3).

Ce composant est d'autre part difficile à refroidir du fait que la conductivité thermique de GaAs est faible et que si l'on diminue par trop l'épaisseur du substrat, on rend la structure mécaniquement fragile et on réduit l'impédance caractéristique de la ligne hyperfréquence microruban que constitue l'anode avec le radiateur ce qui complique l'adaptation en impédance de la diode au circuit environnant.

On pourrait aussi envisager des injecteurs comprenant des transistors ou des "dipôles programmables" à topologie verticale tels que des dispositifs bipolaires avec ou sans hétérojonctions, des transistors à effet de champ à canaux verticaux ou des structures à base perméable, mais la technologie en est encore balbutiante.

III.6) CHOIX D'UN INJECTEUR POUR DIODE GUNN InP:

Le choix d'un type d'injecteur à priori optimal pour tenter d'améliorer les performances des diodes Gunn InP a résulté d'un compromis entre les performances obtenues et les difficultés techniques prévisibles au niveau de la conception, de la réalisation et du couplage des composants actifs à un circuit hyperfréquence externe.

En matière de performances hyperfréquence, les injecteurs à transistors présentent à priori le plus fort potentiel mais ils sont incompatibles avec l'environnement hyperfréquence actuellement utilisé. Les dispositifs à trois électrodes demandent une circuiterie plus élaborée, en général à base de lignes microruban ou coplanaires et sont plus naturellement compatibles avec les géométries planaires. Ils sont incompatibles avec les circuits actuellement les plus utilisés où la diode Gunn est immergée dans un guide d'onde et polarisée à travers un assemblage de pièces métalliques comprenant un résonateur radial (voir description chap I.3). La conception d'un environnement spécialement adapté à de tels composants n'ayant pu être envisagée, pour des raisons opérationnelles et économiques, nous avons dû renoncer à étudier ce mode d'injection. Nous avons consacré un effort important à l'étude de diodes Gunn à injection à travers une barrière métal / semiconducteur.

Outre les problèmes de reproductibilité et d'homogénéité des caractéristiques de la barrière de potentiel, nous nous sommes heurtés à d'importants problèmes de sous-gravure des mésas des diodes au niveau de la cathode. Peu de diodes sont arrivées au bout du process technologique et ont pu être mesurées.

Par ailleurs, s'agissant de diodes InP pour lesquelles l'épitaxie est réalisée par MOCVD, nous savions réaliser des plans de dopage N^+ , mais pas de plans P^+ , ce qui nous interdisait la fabrication de structures accélératrices dipolaires. Nous ne savions pas non plus réaliser de structures accélératrices à hétérojonction sur InP car nous ne maîtrisons pas l'épitaxie des hétérojonctions GaAlAsSb / InP. Nous avons donc choisi d'explorer en priorité la seule voie directement à notre portée, l'injection à travers une hétérojonction GaInAs / InP polarisée en inverse.

IV**ETUDE DE LA FAISABILITE****DE DIODES GUNN InP****A INJECTION A TRAVERS****UNE HETEROJONCTION****GaInAs / InP**

En matière de modélisation,, ainsi que nous l'avons déjà indiqué, nous avons disposé pour le démarrage de cette étude, de résultats de simulation [I.31] conduisant à des prédictions encourageantes en matière de performances potentielles des diodes à injection par une hétérojonction GaInAs / InP polarisée en inverse. Ces résultats permettaient d'espérer une amélioration très nette du rendement de conversion des dispositifs avec un régime de sous-injection proche de celui obtenu dans des structures à injection par contact Schottky de faible hauteur de barrière. Les résultats étaient basés sur une hauteur de barrière ΔE_C à l'hétérojonction GaInAs / InP d'environ 0,2 eV, qui est la valeur généralement admise dans la littérature [III.14].

Pour ce qui est de l'épitaxie des composés semiconducteurs de la famille $Ga_xIn_{1-x}As$ sur InP dans la gamme de composition qui autorise une adaptation des paramètres de réseau de la couche et du substrat ($x \sim 0,47$), un effort de recherche très intense lui avait été dévolu au cours des vingt dernières années, le domaine des applications existantes et potentielles de ce semiconducteur s'étant révélé particulièrement vaste car recouvrant l'optoélectronique et les hyperfréquences. De fait, la valeur de son énergie de gap rend ce semiconducteur très intéressant pour la réalisation de photodétecteurs dans la gamme de longueurs d'ondes s'étendant de 1 à 1,7 μm , alors que sa faible masse effective et sa forte mobilité électronique, ainsi que les propriétés de l'hétérojonction InAlAs / GaInAs (fort ΔE_C) ont justifié le lancement de programmes d'étude et de développement de transistors à effet de champ très performants, programmes qui ont déjà abouti à la réalisation de composants haute fréquence à faible bruit dont les performances n'ont pas d'équivalent parmi les transistors réalisés sur GaAs.

Au Laboratoire Central de Recherches de Corbeville, les études autour de l'épitaxie et de la technologie des composants utilisant ce type de semiconducteur GaInAs ont démarré vers 1970 pour se poursuivre encore de nos jours. Notre étude de diodes à injection à travers une hétérojonction GaInAs / InP a donc bénéficié d'un important volume d'études préalables, en particulier pour ce qui concerne les problèmes d'épitaxie. L'étude des structures d'injection pour diodes Gunn nous a conduit à approfondir notre connaissance des interfaces GaInAs / InP et nous a imposé de doper fortement le semiconducteur GaInAs. La description des résultats de ces études d'épitaxie fait l'objet du paragraphe IV.1, la caractérisation des interfaces GaInAs / InP est décrite au paragraphe IV.2 . En matière de technologie, la fabrication de diodes comprenant un empilement GaInAs / InP s'est révélée difficile. Nous exposons au paragraphe IV.3 le cheminement et les résultats de nos essais successifs.

A partir des relevés de caractéristiques statiques, nous avons pu dégager des tendances et relier le comportement électrique des diodes aux caractéristiques physiques de l'interface GaInAs / InP. L'exposé des résultats expérimentaux et des tentatives d'interprétation de ces résultats fait l'objet du paragraphe IV.4, dans lequel nous rapportons également les quelques résultats d'émission hyperfréquence obtenus sur des diodes à injecteur à hétérojonction.

IV.1) EPITAXIE MOCVD DU COMPOSE GaInAs ADAPTE A InP:

IV.1.1) Choix de départ:

Pour pouvoir aborder l'étude de structures d'injection utilisant les propriétés du semiconducteur GaInAs adapté à InP, la première étape incontournable était d'obtenir une reproductibilité satisfaisante de la composition et de la pureté du matériau ternaire GaInAs épitaxié. La maîtrise de ces aspects dépend au tout premier chef du choix des précurseurs des éléments III et V.

Dans le domaine des précurseurs d'éléments V, pour l'arsenic, la seule molécule disponible en grande quantité sous forme d'un produit commercial fiable et reproductible était l'arsine. Pratiquement toutes nos expériences ont été menées avec de l'arsine liquéfiée fournie par UCAR. La pureté du produit source n'a constitué une limite, pour celle des couches épitaxiales, que pour quelques lots "pathologiques" pour lesquels des problèmes spécifiques ont pu être identifiés. Depuis 1989, nos épitaxies de composés arséniés se poursuivent indifféremment sur des lots d'arsine originaires de l'Air Liquide ou de UCAR.

Comme précurseur d'indium, nous avons conservé le Tri Ethyl Indium (TEI), source liquide pour laquelle l'étude de l'épitaxie de InP nous avait montré que la concentration partielle en phase gazeuse pouvait être contrôlée de manière tout à fait satisfaisante par opposition aux sources de (TMI) notablement plus capricieuses.

Nous avons choisi comme précurseur des éléments Gallium le Tri Ethyl Gallium (TEG), liquide à température ambiante dont la pression de vapeur saturante permet une utilisation optimale au voisinage de la température ambiante. La source de Gallium comprend un évaporateur de TEG thermostaté vers -2°C , ce qui permet d'entraîner les molécules de TEG à l'aide d'un flux assez fort (environ 150 sccm) de gaz inactif (H_2). L'utilisation d'une source de molécules TMG dans les mêmes conditions aurait impliqué le contrôle précis de faibles flux (environ 5 sccm), problème technique assez délicat. Les autres avantages du TEG sont, d'une part, la grande pureté des produits disponibles sur le marché, pureté telle que nous n'avons jamais pu attribuer au produit source la présence d'impuretés dans des couches épitaxiales,

et d'autre part, la facilité de craquage aux températures moyennes (vers 400 °C), conduisant à une absence de carbone dans les couches épitaxiales dans les limites de détection des procédés de mesure classiques (SIMS, photoluminescence 4K).

Le principe des sources à évaporateur que nous avons employées pour les molécules TEI et TEG fait dépendre chaque flux de molécules actives de la précision d'un régulateur de débit gazeux, de celle d'un thermostat et de celle d'un régulateur de pression.

Nous avons pu vérifier au premier ordre que, comme dans le cas de l'épitaxie MOCVD de InP, dans les conditions de croissance que nous avons adoptées, c'est le flux total des éléments III qui règle la vitesse de croissance du composé, alors que c'est le rapport γ des flux de TEI et de TEG ($\gamma = \Phi_{\text{TEI}} / \Phi_{\text{TEG}}$) qui définit la composition de la couche du composé ternaire $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$ épitaxié ($\gamma \sim x / 1 - x$).

Pour la croissance de structures d'injection pour diodes Gunn, alors que la reproductibilité du contrôle de la composition doit être assurée à mieux que 0,5 % pour éviter la formation de dislocations de désadaptation, en matière de contrôle de la vitesse de croissance de GaInAs, on peut tolérer des fluctuations de quelques %. Il s'ensuit que le paramètre critique dans cette optique est le rapport γ . Le rapport des pressions de vapeur saturantes des deux liquides TEI et TEG nous ayant interdit de mettre les deux évaporateurs dans un même thermostat, les fluctuations indépendantes des deux températures affectent γ , de même que les fluctuations indépendantes des flux d'entraînement de gaz neutre. Par contre, nous avons pris la précaution de relier la sortie des deux sources à un même régulateur de pression.

Pour mesurer la composition du composé ternaire épitaxié, nous avons utilisé de manière systématique la simple **diffraction de rayons X** issus d'une anode de cuivre (raies $K\alpha_1$ et 2). La sensibilité des mesures effectuées sur des taches (400) et (117) permet d'établir l'écart de paramètre de réseau entre couche et substrat avec une précision de $\pm 2 \cdot 10^{-4}$ soit une précision sur l'écart de composition d'environ 0,2 %. A titre de recoupement, nous avons aussi effectué des mesures de **photoluminescence à température ambiante** sur une série d'échantillons de compositions étagées autour de l'adaptation. Le recoupement entre énergie de gap E_g et paramètre de réseau a_0 ne s'est pas avéré conforme aux formules empiriques et abaques publiés [IV-3], comme nous aurons l'occasion de le souligner au paragraphe suivant.

La **microscopie optique à contraste interférentiel** s'est révélée par ailleurs, à l'expérience, un puissant outil de caractérisation de routine. Avec ce seul mode de caractérisation, nous avons par exemple pu constater que les couches épitaxiées qui présentent un écart de paramètre de réseau $|\Delta a/a|$ de plus de $3 \cdot 10^{-3}$ par rapport au substrat montrent toujours un réseau croisé de dislocations de désadaptation parfaitement visible (*figure 69*).



FIGURE 69

Réseaux de dislocations observés par microscopie optique avec contraste interférentiel sur des couches présentant une forte désadaptation par rapport au substrat: (a) $\Delta a/a = +3.10^{-3}$, (b) $\Delta a/a = -3.10^{-3}$

Enfin l'étude des photodétecteurs nous a montré qu'une caractérisation des propriétés électriques du matériau était indispensable en complément des mesures de diffraction et des observations en microscopie optique.

En effet, certaines conditions de croissance conduisent à un matériau GaInAs adapté en paramètre de réseau, présentant une morphologie régulière exempte de défauts macroscopique mais dont le champ électrique de claquage diélectrique en volume et la densité de courant de génération / recombinaison sous champ électrique sont pathologiquement dégradés par rapport aux échantillons de référence. Pour caractériser électriquement le matériau GaInAs épitaxié, le **profileur électrochimique**, qui établit un contact électrolyte / semiconducteur et permet l'acquisition de caractéristiques $J(V)$ dans le semiconducteur déplété, s'est révélé un outil parfaitement adapté, permettant de plus l'acquisition des profils $n(x)$ et $J(V,x)$ dans toute l'épaisseur du matériau déposé.

De manière à optimiser les conditions de croissance du matériau GaInAs massif, nous avons choisi une structure d'étude type dont le détail a été fixé après prise en compte des considérations suivantes: tout d'abord, l'épitaxie directe de GaInAs sur InP aurait nécessité de stabiliser la surface de InP pendant la montée du substrat en température et de démarrer directement une croissance du composé arsénié. Nous avons essayé sans succès de stabiliser la surface de InP sous arsine. Dans toutes les conditions essayées, la surface de InP se dégrade très rapidement (*figure 70*).

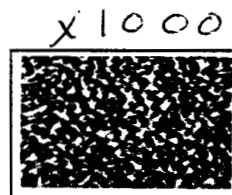


FIGURE 70

Morphologie d'une surface de InP que l'on a tenté de stabiliser sous arsine

Il fallait donc stabiliser cette surface sous phosphine et changer d'élément V au démarrage de la croissance.

L'expérience qui nous a été communiquée, issue de l'épithaxie en phase liquide, nous a conduit à préférer d'insérer entre le substrat et la couche de GaInAs une couche de InP. D'une part le démarrage de l'épithaxie en est simplifié et sa reproductibilité mieux assurée (moins de flux à commuter simultanément), d'autre part on éloigne l'interface GaInAs / InP, et le volume du semiconducteur GaInAs, de la région de début de croissance dans laquelle peuvent s'accumuler défauts et impuretés, surtout dans la mesure où, comme nous l'avons précisé au paragraphe II.2, aucun nettoyage préliminaire des substrats n'est effectué avant épithaxie.

S'agissant de l'étude de la croissance d'un nouveau matériau, nous avons souhaité fragmenter autant que possible le processus d'optimisation de manière à séparer les problèmes rencontrés et à identifier séparément l'influence des paramètres de croissance. Il est sûr que la qualité du matériau GaInAs épithaxié sur InP dépend de la qualité de l'interface GaInAs / InP. Nous avons pu obtenir un certain degré de qualité de cet interface, correspondant certes à une optimisation incomplète de l'interface proprement dite, mais suffisant pour ne pas nuire à la qualité du matériau GaInAs. Pour pouvoir évaluer de manière séparée les qualités de ce matériau sans soumettre l'interface à de forts champs électriques, nous avons décidé de doper les structures d'étude vers 10^{16}cm^{-3} . Ce niveau s'est révélé très au-dessus du niveau résiduel moyen ($3 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$) et facile à contrôler par un processus de dopage au silane (voir paragraphe suivant). A ce niveau de dopage, l'extension de la zone de charge d'espace dans GaInAs à la limite de claquage diélectrique reste limitée à environ $1,5 \mu\text{m}$ et il suffit d'épithaxier des couches de 2 à $3 \mu\text{m}$ pour être en mesure de caractériser au profileur électrochimique la qualité du matériau massif sans subir l'influence de l'interface. La structure d'étude retenue a été la suivante:

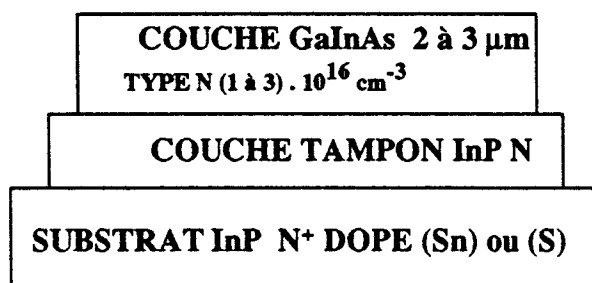


FIGURE 71

Structure utilisée pour l'étude d'optimisation de la croissance du matériau GaInAs adaptée à InP

Une épaisseur de couche tampon de $2 \mu\text{m}$ a été adoptée au début de l'étude. Avec l'amélioration progressive de la propreté des substrats et de la préparation de leur surface par les fabricants, cette épaisseur a pu être réduite à $0,5 \mu\text{m}$.

IV.1.2) Optimisation de l'épitaxie du composé GaInAs:

Grâce aux précautions prises il s'est révélé aisé de contrôler la composition du matériau ternaire, en jouant sur les flux de TEI et TEG, et d'obtenir une reproductibilité acceptable de cette composition. L'amplitude des fluctuations aléatoires observées sur des durées d'un mois ne dépasse pas $5 \cdot 10^{-3}$ pour le paramètre de composition X.

L'expérience a montré que l'on pouvait tolérer un coefficient de désadaptation en composition de $\pm 10^{-2}$ sans observer de détérioration des propriétés électriques ou optiques mesurées sur les couches. La vitesse de croissance a été de $20 \text{ nm} \cdot \text{mn}^{-1}$ pour toutes les couches réalisées. Il aurait été de toutes manières impossible de dépasser significativement la vitesse de $30 \text{ nm} \cdot \text{mn}^{-1}$ du fait de la faible tension de vapeur du précurseur TEI que nous évaporons à pression atmosphérique.

Plusieurs faits surprenants ont été observés dans cette étude, qui différencient l'épitaxie MOCVD du GaInAs de celles de GaAs ou de InP qui nous étaient familières. Tout d'abord, l'extension du domaine (T_{MIN} , T_{MAX}) des températures pour lesquelles on a pu obtenir une morphologie de surface des couches de GaInAs et des caractéristiques électriques I(V) optimales du matériau GaInAs est restreinte, de l'ordre de 40°C .

Seconde particularité, les caractéristiques électriques optimales ne sont obtenues que lorsque l'on a ajusté de manière coordonnée les trois paramètres fondamentaux que sont la température de croissance, le rapport γ des flux de TEG et de TEI et le flux d'arsine. A une température de croissance donnée appartenant au domaine (T_{MIN} , T_{MAX}), pour un rapport γ donné, il n'existe qu'un domaine de flux d'arsine très restreint ($\pm 5\%$) à l'intérieur duquel on obtiendra une couche épitaxiale de qualité optimale. Il est facile d'identifier une épitaxie réalisée à une température supérieure à T_{MAX} car elle présente alors une morphologie caractéristique (*figure 72.b*). Il est de même facile de reconnaître une couche épitaxiée à une température inférieure à T_{MIN} . Elle présente une morphologie caractéristique très différente de la précédente (*figure 72.c*). Un manque d'arsine conduit en général à une morphologie nervurée du type "peau d'orange" (*figure 72.d*). Un excès d'arsine ne conduit pas en général à une détérioration de la morphologie mais seulement à une dégradation des caractéristiques J(E) du matériau.

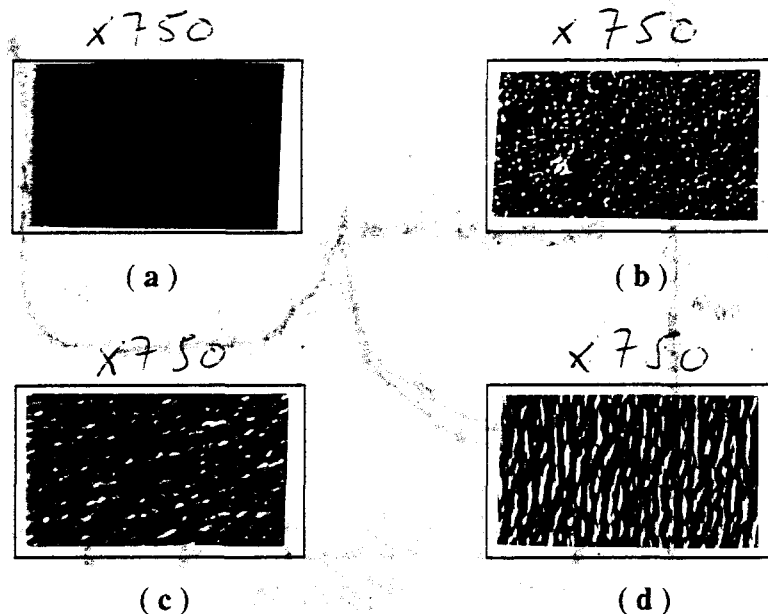


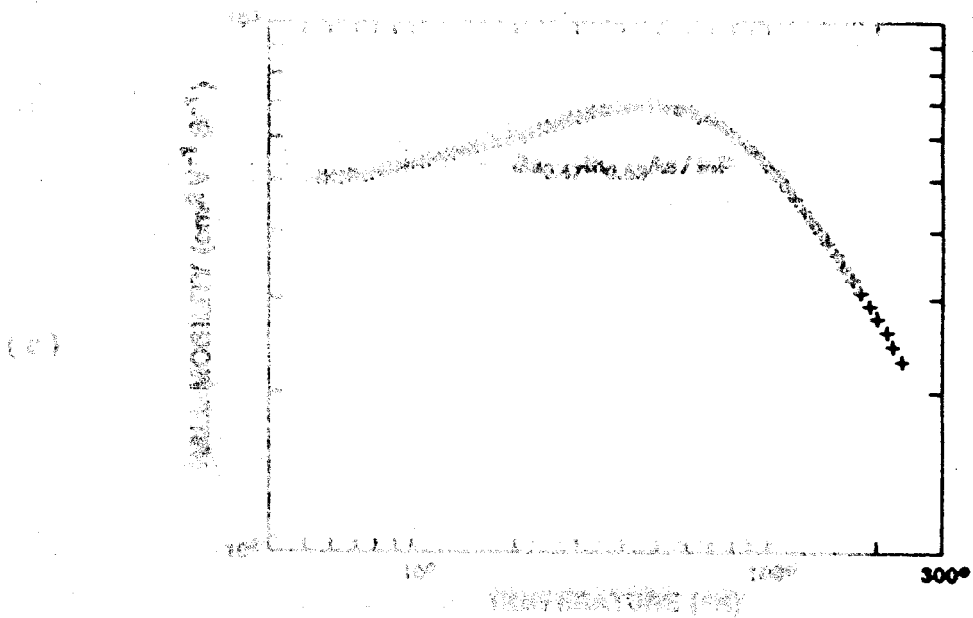
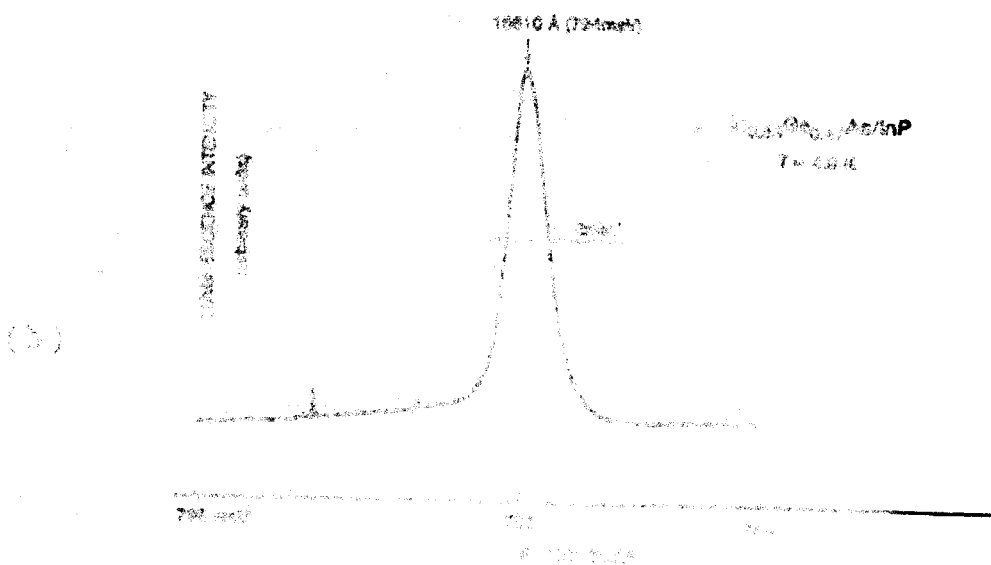
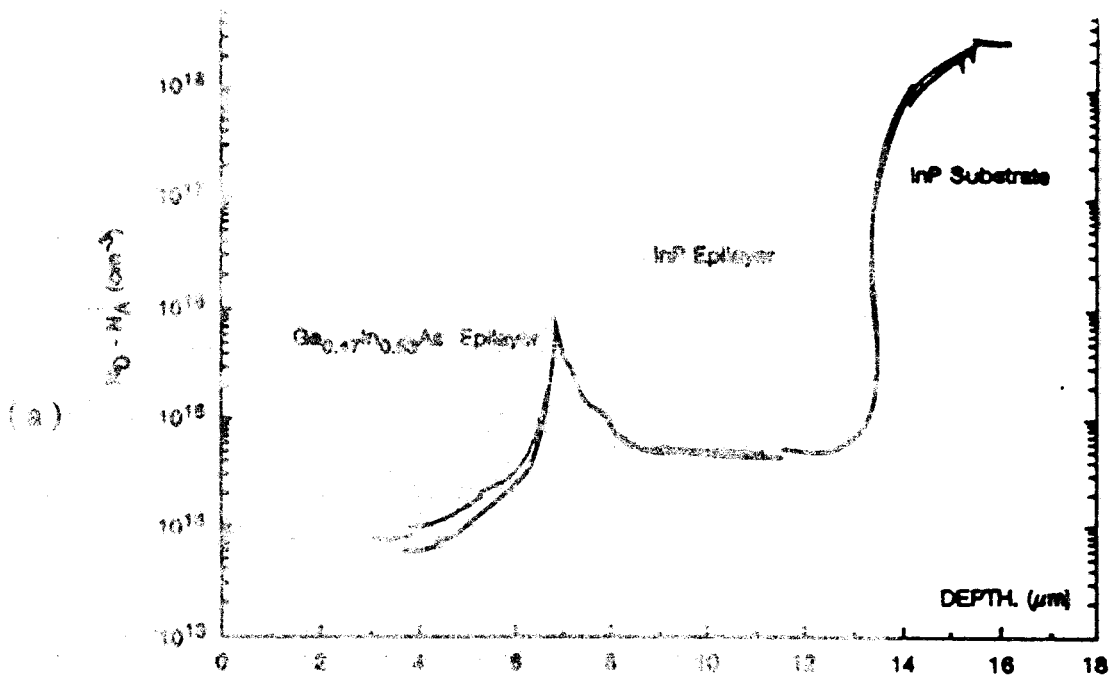
FIGURE 72

Morphologie de surface du GaInAs épitaxié (a) morphologie normale, (b) température de croissance trop élevée, (c) température de croissance trop basse, (d) flux d'arsine insuffisant.

Nous n'avons pas pu identifier d'influence de la désadaptation ou de la température sur le niveau de dopage résiduel, dans la gamme de conditions de croissance conduisant à des couches de qualité optimale.

De manière à tester le niveau résiduel de GaInAs sans subir d'influence de l'interface, nous avons réalisé quelques échantillons très épais ($> 5 \mu\text{m}$). Le niveau obtenu sur les meilleurs échantillons est de l'ordre de 10^{14}cm^{-3} . Les figures ci-dessous montrent, d'une part, un profil de taux de charges fixes sur une couche très pure, obtenu grâce au profileur électrochimique, d'autre part, un spectre de photoluminescence à basse température (4K) mesuré sur le même échantillon. Ce spectre est composé d'une seule raie dont la largeur est faible (2 meV) et comparable aux largeurs publiées sur les meilleurs échantillons au niveau mondial. Sur ces échantillons, nous avons aussi effectué des mesures de transport électronique. L'exploitation de ces mesures à basse température est compliquée par le phénomène d'accumulation d'électrons à l'hétérojonction GaInAs / InP qui se traduit par une saturation de la mobilité électronique aux basses températures (*figure 73.c*). Nos résultats d'effet Hall ($\mu_{77\text{K}} = 108000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $\mu_{300\text{K}} = 12000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) sont au niveau des meilleures valeurs publiées sur des échantillons de structure comparable, sans que nous puissions affirmer qu'il s'agit réellement d'un critère quantitatif d'évaluation du matériau GaInAs.

Le dopage du semiconducteur de type N par l'élément silicium peut être effectué comme celui de InP par adjonction de silane dans la phase gazeuse en cours d'épitaxie. Ce dopage a pu être maîtrisé de manière reproductible entre $2 \cdot 10^{15}$ et $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ avec l'équipement dont nous disposons.



Résultats de caractérisation d'un échantillon de Gallium de haute pureté, (a) Profil $n(x)$ élevé en profondeur électrochimique, (b) Spectre de photoluminescence à basse température (4.2 K), (c) Variation de la mobilité électronique en fonction de la température

Comme pour le dopage de InP, au dessus d'une concentration limite que nous situons vers 8.10^{17}cm^{-3} , la qualité du matériau se dégrade, le champ de claquage décroît anormalement, et l'on peut révéler, par des attaques chimiques appropriées (bain AB), la présence de défauts dans le semiconducteur, spécifiques des couches fortement dopées.

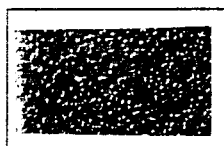


FIGURE 75

Défauts caractéristiques d'un échantillon présentant un fort dopage au silicium (10^{18}cm^{-3}) observé par microscopie interférentielle après révélation chimique.

Que ce soit pour InP ou pour GaInAs, le produit (vitesse de croissance \times niveau de dopage au silane) est le même pour les deux matériaux et pour un même flux de silane envoyé en phase gazeuse et une même température de croissance. Ceci confirme les hypothèses formulées au paragraphe II.2, lors de l'étude du dopage au silicium de InP, qui supposent que le coefficient de collage du silicium sur les surfaces InP et GaInAs est proche de l'unité, que le taux de craquage du silane est faible, et identique lors des épitaxies de InP et GaInAs.

Exceptionnellement, lors de l'essai de certaines sources inhabituelles de TEI (TEXAS ALKYLs), d'arsine ou de substrats (METAUX SPECIAUX, SUMITOMO "EPI READY"), des anomalies importantes de dopage ont été observées. Ces anomalies se manifestent en général par une augmentation anormale du niveau dans GaInAs, celui dans InP restant inchangé. Ce genre d'anomalie est lié au substrat utilisé; deux échantillons épitaxiés côte à côte durant la même séquence d'épithaxie l'un sur un substrat "normal" et l'autre sur un substrat "atypique" peuvent présenter un écart sur le niveau de dopage du GaInAs correspondant à un facteur qui peut atteindre une valeur de 70 (7.10^{14}cm^{-3} contre 5.10^{16}cm^{-3}) dans les cas extrêmes.

Nous pensons que le carbone, présent en surface des substrats et susceptible d'engendrer un niveau donneur dans $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$, pourrait être à l'origine de ces anomalies.

Bien entendu, la tension de claquage des couches, mesurée au profileur électrochimique, diminue avec le niveau de dopage du semiconducteur comme le montrent les exemples réunis sur la *figure 76*.

En ce qui concerne l'influence de la qualité des substrats, nous avons testé de nombreux fournisseurs de substrats InP N^+ dopés au soufre ou à l'étain. De bonnes épithaxies ont été obtenues sur les deux types de substrats, bien que, pour des épithaxies réalisées dans des conditions optimales, la densité de courant de fuite soit systématiquement un peu supérieure pour les substrats dopés (S) (voir exemple en *figure 77*).

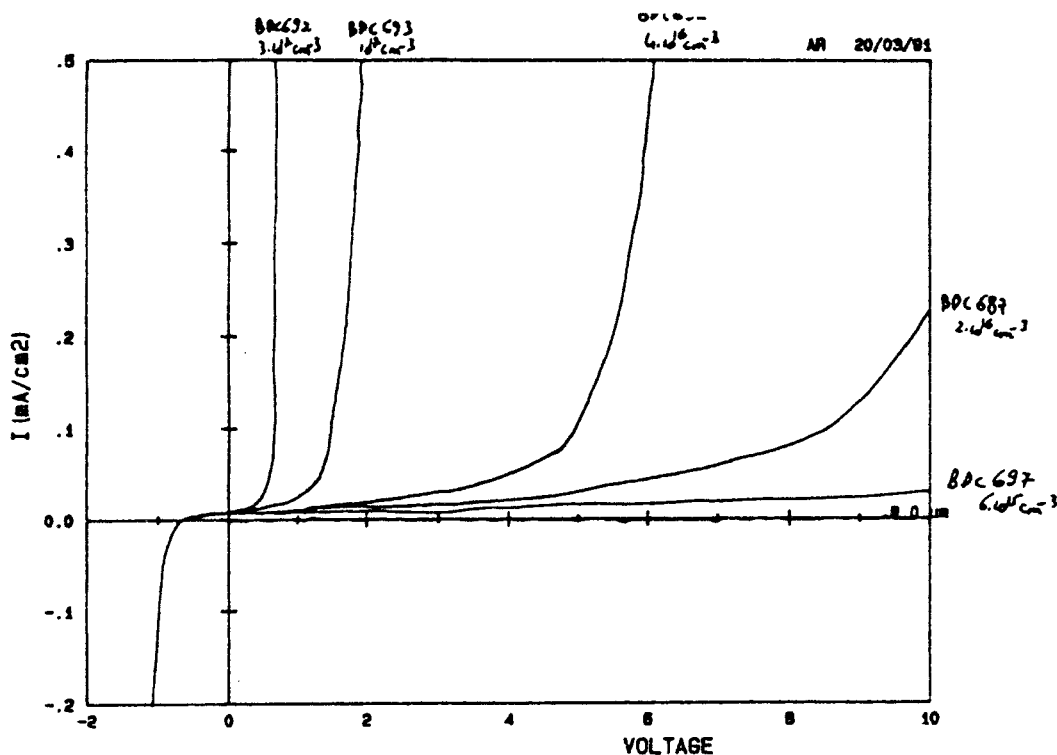
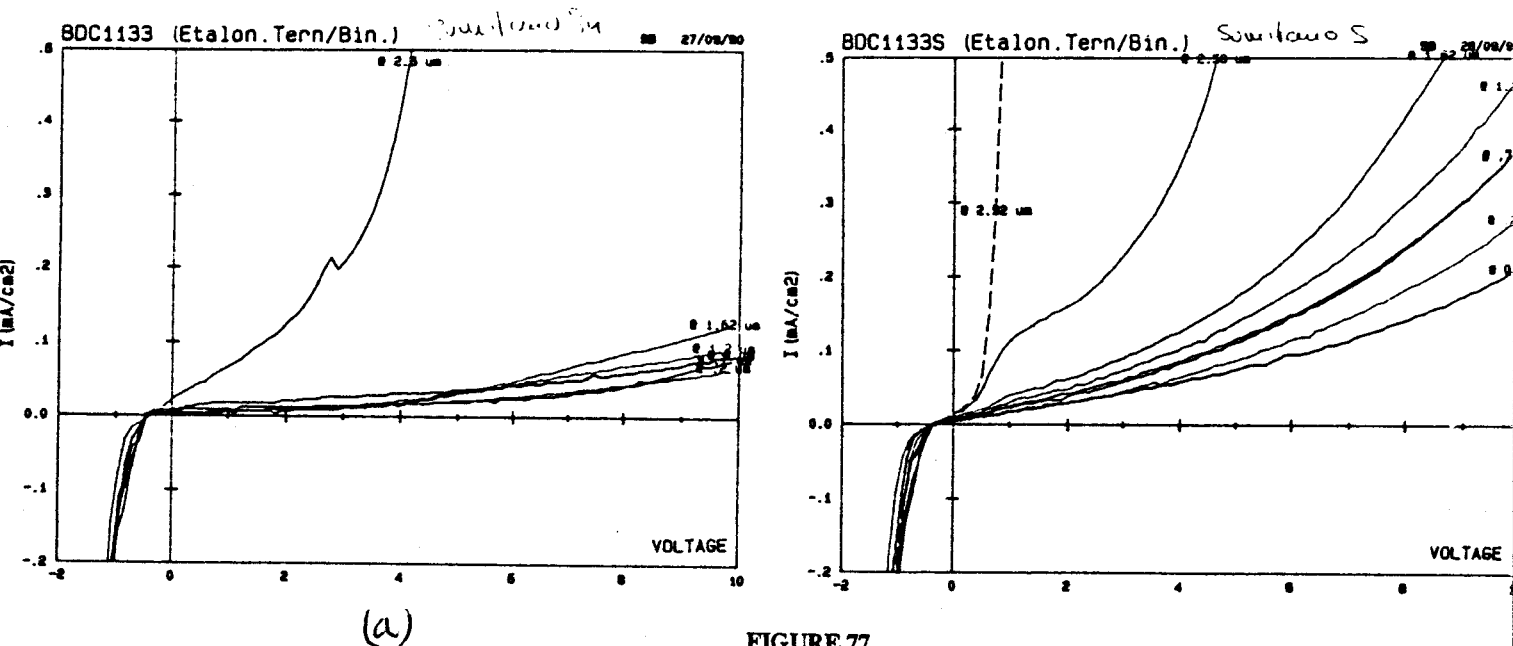


FIGURE 76

Caractéristiques $I(V)$ de 5 jonctions électrolyte / semiconducteur GaInAs montrant l'évolution de la tension de claquage avec le niveau de dopage du GaInAs. (a) éch. BDC 697, $N_D = 6.10^{15} \text{cm}^{-3}$, (b) éch. BDC 687, $N_D = 2.10^{16} \text{cm}^{-3}$, (c) éch. BDC 695, $N_D = 4.10^{16} \text{cm}^{-3}$, (d) éch. BDC 693, $N_D = 10^{17} \text{cm}^{-3}$, (e) éch. BDC 692, $N_D = 3.10^{17} \text{cm}^{-3}$

Une interprétation proposée [IV-4] met en cause une exodiffusion du soufre de la face arrière du substrat dans la phase gazeuse et la création par cet élément d'un ou plusieurs centres profonds au voisinage du milieu de la bande interdite de GaInAs. Cette hypothèse n'a pas pu être confirmée par des mesures de DLTS à l'heure actuelle.



(a)

FIGURE 77

Caractéristiques $I(V)$ d'un contact électrolyte / semiconducteur GaInAs sur deux échantillons épitaxiés côte à côte et simultanément (a) épitaxie réalisée sur substrat InP:Sn, (b) épitaxie sur réalisée sur substrat InP:S

IV.2) ETUDE DE L'INTERFACE GaInAs / InP:

La maîtrise de l'interface GaInAs / InP est primordiale pour la réalisation d'injecteurs à hétérojonctions pour diodes Gunn InP. En effet, de par son principe, cet injecteur utilise le potentiel de contact entre les deux solides qui correspond à une marche de potentiel localisée dans le plan de cette interface. La présence de centres chargés ou de pièges chargeables au voisinage immédiat de cet interface est susceptible de modifier le profil local de potentiel.

Au niveau de l'épitaxie, la synthèse d'une interface GaInAs / InP se résume principalement à la mise au point d'une séquence de commutation de paramètres de croissance et en particulier des flux gazeux provenant des sources, au niveau du système de mélange situé à l'entrée du réacteur d'épitaxie. L'élément indium est commun aux deux matériaux. Dans un but de simplicité, nous avons décidé de maintenir un flux de TEI égal pour les deux matériaux, flux qui n'est pas interrompu lors de la synthèse de l'interface. La température d'épitaxie a été choisie de manière à permettre une épitaxie satisfaisante des deux matériaux; elle n'est donc pas modifiée lors de la synthèse de l'interface. Ces choix de départ ayant été effectués, le processus de commutation se réduit à couper un flux de phosphine et à établir des flux d'arsine et de TEG selon une séquence à définir. Plusieurs principes sont à la source de la définition de cette séquence. Tout d'abord, la surface de InP n'est pas stable à haute température sous atmosphère de gaz inactif, azote ou hydrogène. On ne peut donc pas interrompre le flux de phosphine, significativement avant d'établir ceux de TEG et d'arsine, sans risquer de modifier gravement la stoechiométrie V / III locale.

Seconde cause de difficultés déjà mentionnée, la surface de InP n'est pas stable sous arsine à la température de croissance. Il importe donc que l'arrivée des molécules d'arsine ne se produise pas notablement avant celle des molécules de gallium.

Dernière observation issue de l'expérience de l'épitaxie des matériaux quaternaires, l'arsenic issu de l'arsine s'accroche sur la surface InP beaucoup plus efficacement que ne le fait le phosphore issu de la phosphine, ce qui signifie que la présence d'une faible concentration d'arsine dans la phase gazeuse suffit à assurer l'incorporation d'une forte proportion d'arsenic dans le sous réseau V du cristal épitaxié. Pour vérifier ce fait, nous avons épitaxié une structure d'étude similaire à celle présentée figure 62 en laissant volontairement présent un flux de phosphine tout au long de la croissance, y compris lors de la croissance du GaInAs. La couche résultante, qui présente une morphologie acceptable et de bonnes caractéristiques électriques, s'est révélée ne contenir que 0,5 % de phosphore, concentration mesurée en SIMS et avec une sonde de Castaing.

En conséquence, lors de la réalisation de l'interface GaInAs / InP des structures normales, il nous est apparu comme un bon compromis de laisser quelques instants présent le flux de phosphine après la commutation des flux de TEG et d'arsine.

La séquence suivante a été retenue comme standard pour toutes les structures d'étude: injection simultanée des flux de TEG et d'arsine, attente de 4 secondes, puis coupure du flux de phosphine.

L'un des points clefs de l'étude a été de pouvoir caractériser la qualité de l'interface dans un délai raisonnable. Du point de vue de l'utilisation finale, ce sont les performances en émission hyperfréquence des diodes qui constituent le mode de caractérisation absolu de la qualité de l'hétérojonction vis à vis de l'usage qui en est fait. Ce mode de caractérisation est cependant trop lourd pour être utilisé en routine, du fait qu'il nécessite de procéder à un cycle complet et réussi de fabrication, d'encapsulation et de test d'un lot de composants avant d'accéder au résultat. Avec les moyens à notre disposition, la durée d'un tel cycle ne pouvait pas être réduite au-dessous de quatre à six semaines. L'optimisation de l'épitaxie de cet interface ne pouvait être menée dans un délai raisonnable avec un temps de rétroaction aussi long. Le process complet et la mesure de composants achevés ont été réservés à quelques lots ayant donné de bons résultats lors de caractérisations plus légères préliminaires.

En se basant sur l'expérience issue de l'étude des diodes à injection par contact métallique limitant ainsi que sur des modélisations préliminaires, nous pouvions extrapoler les différentes caractéristiques $I(V)$ que présenterait une diode Gunn à injecteur à hétérojonction en inverse selon la valeur du potentiel de contact présent à l'hétérojonction. Selon le modèle dont nous disposions, le facteur de limitation de la densité du courant de saturation devait être une fonction univoque de la valeur de ce potentiel. L'acquisition de ces caractéristiques $I(V)$ pouvait être effectuée sous impulsions sur des composants simplifiés non refroidis, réalisés selon le process simplifié décrit en paragraphe IV.2. Un tel cycle de caractérisation pouvait alors être terminé en moins d'une semaine. C'est pour cette raison que nous avons privilégié ce mode de caractérisation autour duquel nous avons basé notre processus d'optimisation des structures à hétérojonction pour injecteurs. Au stade de l'étude préliminaire, nous ne pouvions cependant nous contenter de cette seule méthode d'investigation. En effet, aucune expérience préliminaire n'existait sur les injecteurs à hétérojonction et pour peu qu'un élément théorique imprévu ou une circonstance expérimentale mal identifiée à priori vienne mettre en défaut la validité de notre modèle, on pouvait fort bien émettre un jugement erroné sur la qualité de l'interface de l'injecteur de la diode testée. Il fallait disposer d'autres moyens d'investigation de l'interface.

Une première famille de caractérisations assez rapides permet d'évaluer la raideur du profil du potentiel vu par les électrons au voisinage de l'interface, à l'équilibre, en l'absence de champ électrique externe. On peut, par exemple, effectuer des mesures de transport (effet Hall, Shubnikov de Haas) sur des hétérojonctions à dopage modulé, auquel cas l'on peut mesurer la densité surfacique d'électrons confinés à l'interface ainsi que la mobilité aux faibles champs électriques de ces électrons dans le plan de l'interface.

Des modèles existent, développés à l'origine pour l'étude des transistors TEGFET GaAlAs / GaAs, qui permettent d'évaluer la marche de potentiel ΔE_C à l'hétérojonction à partir de la densité de porteurs confinés.

Nous avons effectué ce type de mesures sur des interfaces GaInAs / InP ainsi que sur des interfaces InP / GaInAs et confirmé le caractère abrupt des transitions chimiques à ces deux interfaces. Le détail des structures ainsi que les résultats des mesures de transport sont reportés en annexe 4. La remarquable identité des résultats obtenus pour les hétérojonctions épitaxiées dans les configurations directes et inverses laisse supposer que ces deux interfaces sont de raideur similaire. Nous avons aussi réalisé des mesures de photoluminescence sur des "puits quantiques" GaInAs / InP" de largeurs comprises entre 3 et 10 nm. Les énergies de confinement mesurées sont représentatives des épaisseurs visées, ce qui signifie que chacune des interfaces ne s'étend pas sur une distance supérieure à quelques plans atomiques. Ce faible étalement a été confirmé par des observations en microscopie électronique en transmission [IV-5].

Un second mode de caractérisation permet d'évaluer la barrière de potentiel à l'hétérojonction; il s'agit de mesures de l'activation thermique du courant sur une hétérojonction polarisée en inverse et à basse température. Des mesures de ce type ont été effectuées sur des hétérojonctions; elles ont permis d'estimer la hauteur de barrière effective à environ $0,15 \pm 0,05$ eV.

Le profileur électrochimique nous permet de soumettre l'interface à un champ électrique et de mesurer le courant de génération sous champ à l'interface. Systématiquement, sur toutes les structures d'étude mesurées par ce procédé, un courant de génération très intense apparaît dès que l'interface est soumise à un champ électrique. L'intensité de ce courant croît avec celle du champ électrique appliqué.

Ce phénomène est clairement explicité sur les courbes $I(V,x)$ typiques présentées sur la figure 78.

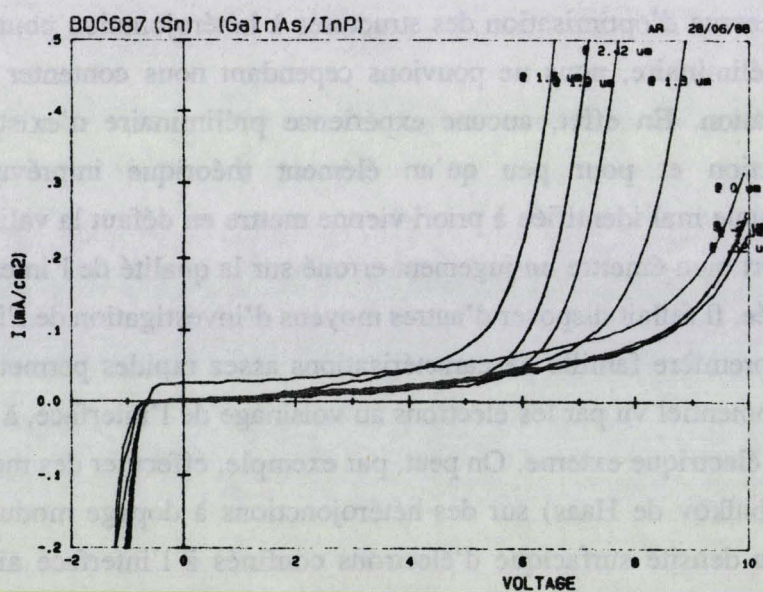


FIGURE 78

Relevés $I(V)$ obtenus au profileur électrochimique sur une structure d'étude pour des positions de la jonction électrolyte semiconducteur de plus en plus proches du substrat.

Pour les relevés I(V) d'indices 1 et 2, le contact électrolyte / semiconducteur se situe dans GaInAs, loin de l'interface GaInAs / InP. La charge d'espace, pour les polarisations inverses explorées (0 à -10 V), n'atteint pas l'interface. La densité de courant de fuite est très faible ($< 10^{-5}$ A.cm⁻²) et caractéristique du comportement sous champ électrique J(E) du volume du seul matériau GaInAs.

Pour les relevés 3 à 5, le contact électrolyte / semiconducteur se rapproche de l'interface et, pour une polarisation (V) donnée, le champ électrique dans lequel est plongé l'interface est d'intensité croissante. La densité de courant augmente visiblement en conséquence, pour atteindre de très fortes valeurs ($> 10^{-3}$ A.cm⁻²) lorsque le contact électrolyte / semiconducteur coïncide presque avec l'interface. Pour les relevés 6 et 7, toute la couche de GaInAs a été dissoute, ainsi qu'une partie de la couche tampon InP. La caractéristique J(V) redevient normale, typique du matériau InP en volume.

Une étude a été conduite pour tenter de déterminer les causes du fort courant généré par l'interface lorsqu'il est soumis à un champ électrique. En tout premier lieu, il importait de comprendre l'évolution de la répartition du champ électrique dans le semiconducteur en présence d'une hétérojonction, selon que la zone de charge recouvre ou non l'hétérojonction. Nous avons utilisé, pour ce faire, la démarche déjà utilisée pour la description des injecteurs pour diodes Gunn.

Le premier cas est celui où la zone de charge d'espace n'atteint pas l'hétérojonction. Le profil de la densité globale de charge est exposé sur la *figure 79*.

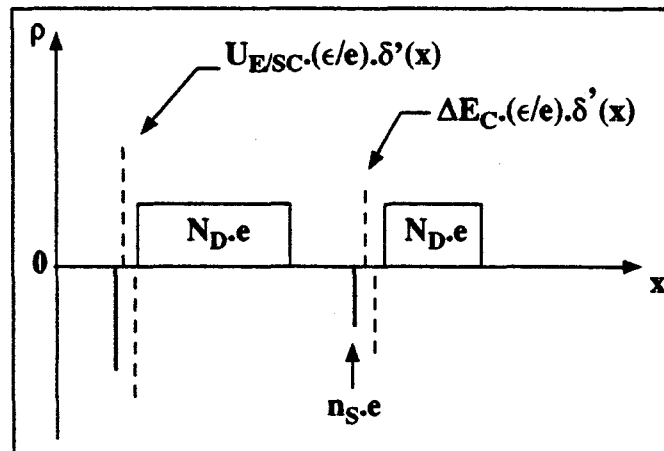


FIGURE 79

Profil de la densité globale de charge dans une structure Métal / GaInAs / InP avec une polarisation négative sur le métal

Il comprend les deux couches dipolaires virtuelles correspondant respectivement au potentiel $U_{E/SC}$ de contact électrolyte / semiconducteur et au potentiel de contact ΔE_C à l'hétérojonction, ainsi que deux zones de charge d'espace vidées de porteurs négatifs et remplies d'une densité N_D de centres chargés positivement.

En amont de chaque marche de potentiel électronique, on trouve une couche d'accumulation de charges mobiles négatives qui est la contribution de la région conductrice amont à l'écrantage de la couche dipolaire virtuelle. A l'interface électrolyte / semiconducteur, du côté de l'électrolyte, il s'agit d'une couche d'ions négatifs adsorbés sur la surface du semiconducteur. A l'hétérojonction dans le semiconducteur GaInAs de petit gap, il s'agit d'une couche d'accumulation de porteurs négatifs.

A ce profil de densité de charge correspondent les profils de champ électrique et de potentiel présentés sur la *figure 80*.

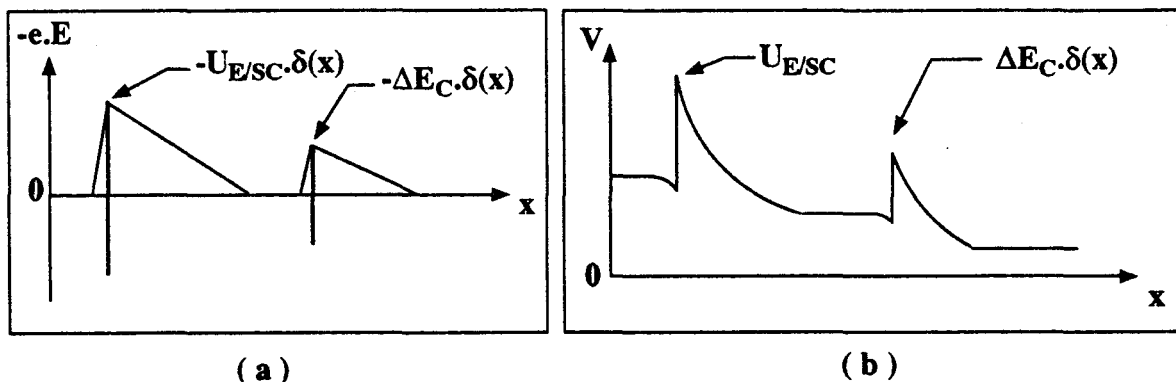


FIGURE 80

Profils (a) du champ électrique E et (b) du potentiel V dans la structure Métal / GaInAs / InP faiblement polarisée en inverse

Pour un tel régime de faible polarisation, les deux zones de charge d'espace sont séparées par une région conductrice neutre à l'équilibre dans laquelle le champ électrique est nul. Les deux régions de charge d'espace isolantes se trouvent donc en série et en l'absence de conduction parasite aux jonctions, il est impossible de déterminer comment se répartit la tension entre ces deux régions isolantes. La remarque suivante nous livre une indication sur ce point: la valeur ΔE_C de la hauteur de barrière à l'hétérojonction est faible (environ 0,25 eV) alors que celle de la jonction électrolyte / semiconducteur (ES) est au moins trois fois supérieure. Il est donc très vraisemblable que la densité de courant de fuite à l'hétérojonction sera très supérieure à celle présente à la jonction (ES) et que l'essentiel de la tension sera tenu par la charge d'espace située directement en aval de cette jonction, ce qui signifie aussi que le champ électrique auquel est soumis l'hétérojonction restera faible et à peu près constant tant que les deux régions de charge d'espace ne se seront pas rejointes.

Le second cas est celui pour lequel la zone de charge d'espace du contact électrolyte / semiconducteur rejoint l'hétérojonction. Le profil global de densité de charge est alors celui exposé sur la *figure 81.a*. La couche d'accumulation de porteurs à l'hétérojonction a disparu, une seule zone de charge d'espace s'étend du contact électrolyte / semiconducteur jusqu'au delà de l'hétérojonction.

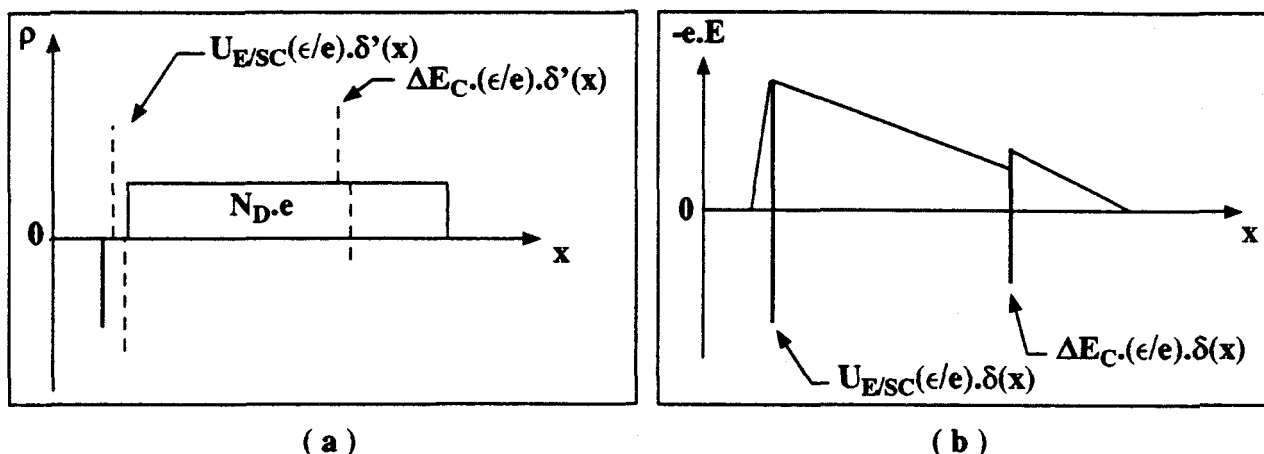


FIGURE 81

Profils (a) de la densité de charge et (b) du champ électrique, pour un régime de polarisation où les deux zones de charge d'espace se rejoignent

De part et d'autre du potentiel de polarisation pour lequel se rejoignent les zones de charge d'espace, l'intensité du champ électrique au voisinage de l'hétérojonction en aval, dans le semiconducteur à grand gap, n'est pas significativement modifiée. Par contre, en amont de l'hétérojonction, dans le semiconducteur à petit gap, le champ électrique devient fort. Il est aussi considérablement renforcé au voisinage du contact électrolyte / semiconducteur. La région spatiale où est généré le courant de fuite est donc très vraisemblablement l'une de ces deux régions. Les mesures ayant prouvé que la tenue au champ électrique du matériau GaInAs en volume est tout à fait satisfaisante, c'est donc vraisemblablement immédiatement en amont de l'interface GaInAs / InP que s'effectue la génération du courant de fuite. Nous avons donc recherché en priorité à cet endroit les causes possibles de faible tenue diélectrique du matériau semiconducteur.

Première hypothèse envisagée, la composition chimique du semiconducteur pourrait être localement modifiée près de l'interface. Imaginons que la composition locale du semiconducteur soit appauvrie en gallium les propriétés du matériau se rapprochant alors de celles de InAs ($E_g = 0,36$ eV), son énergie de gap diminuerait par rapport à celle de $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ et la tenue diélectrique pourrait être affaiblie à cause d'un effet de génération par transfert spatial de bande de valence à bande de conduction dû à un effet tunnel, effet déjà prépondérant à fort champ dans $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$ et dont le champ de seuil décroît rapidement avec le gap du matériau. Pour vérifier cette hypothèse et tenter d'améliorer la tenue diélectrique de l'interface, nous avons essayé de modifier la séquence de commutation des gaz. Pour éviter un possible manque local de gallium ou un excès d'arsenic, nous avons injecté le flux de TEG en avance par rapport à celui d'arsine. Malgré des décalages de plusieurs secondes, aucune amélioration (ni détérioration) significative n'a été obtenue au niveau de la tenue diélectrique de l'interface.

Un autre essai de synthèse d'interface a été effectué en interrompant la croissance, laissant la surface de InP stabilisée sous phosphine et en redémarrant la croissance de

GaInAs à une vitesse de dépôt d'abord très faible près de l'interface, puis progressivement accélérée jusqu'à la vitesse normale. Cette tentative n'a pas conduit à des résultats significativement différents des résultats habituels.

Suivant la même ligne directrice, nous avons émis l'hypothèse que l'arsenic de GaInAs pourrait diffuser localement dans InP sur de très faibles distances et être responsable de la présence d'une couche de InAsP près de l'interface. En réalisant une interface graduelle entre InP et GaInAs, on devrait alors limiter l'effet de cette diffusion. Pour tester cette idée, on a imaginé une séquence de commutation dans laquelle les flux de TEI et phosphine restent constants et les flux d'arsine et de TEG sont établis progressivement. La région de l'interface comprend est donc, dans ce cas, constituée d'un composé quaternaire GaInAsP de composition graduelle, avec une gradation des flux conçue pour maintenir autant que possible l'adaptation en paramètre de réseau sur toute l'extension de l'interface. Sur l'échantillon réalisé selon ce procédé, la tenue diélectrique de l'interface s'est révélée bien meilleure, pour le moins équivalente à celle du matériau GaInAs massif. Les caractéristiques $I(V)$ ne dénotent aucune augmentation du courant de fuite lorsque la zone de charge d'espace du contact électrolyte / semiconducteur atteint l'hétérojonction.

Parallèlement, nous avons cherché à observer directement l'interface des structures classiques, de manière à détecter la présence de défauts de structure dans son voisinage. Un programme d'étude des interfaces GaInAs / InP et InP / GaInAs par microscopie électronique en transmission (TEM) a été mis au point en collaboration entre le Laboratoire Central de Recherches de Thomson (LCR) et le Laboratoire de Structure et Propriétés de L'Etat Solide (LSPES) de l'Université des Sciences et Techniques de Lille [IV-5]. Nous nous contentons d'extraire de ce document les éléments qui concernent le plus directement notre propre recherche sur les diodes Gunn InP.

Sur les images de microscopie électronique, on distingue clairement la présence systématique de défauts microscopiques aux interfaces GaInAs / InP, précipités qui ne sont jamais observés aux interfaces inverses InP / GaInAs. L'exploitation raffinée des images a permis d'estimer que ces défauts sont vraisemblablement de petits précipités, que leur taille est de 100 nm et que chacun est la source d'un champ de contrainte sphérique.

L'étude de leur composition chimique a pu être effectuée par une analyse en E.D.X menée au LCR qui a confirmé que les seuls éléments présents en quantités mesurables sont In, Ga, As et P et a mis en évidence un enrichissement local du matériau en arsenic au cœur des défauts. Il pourrait donc s'agir de précipités de InAs ou d'autres matériaux de faible bande interdite. Sur les interfaces graduelles observées, les précipités sont absents.

Notre conclusion sur cette étude d'interface est donc que, pour les modes de commutation classiques expérimentés, on observe aux interfaces GaInAs / InP des précipités dont la présence coïncide avec une tenue diélectrique dégradée de l'interface. Aucune des tentatives d'optimisation de la séquence de commutation n'a réussi à faire disparaître ces défauts et ce n'est qu'en synthétisant des interfaces graduelles sur des distances d'au moins 10nm que l'on a pu éviter leur formation.

Vraisemblablement, ces précipités sont constitués de matériaux semiconducteurs de faible bande interdite riches en arsenic, au sein desquels se déclenche, pour des champs électriques d'intensité moyenne ($<100 \text{ kV.cm}^{-1}$), un courant de création de paires électrons / trous par effet de transfert spatial tunnel bande à bande, porteurs qui sont à l'origine du courant de fuite observé. La synthèse graduelle des interfaces limite la migration des atomes d'arsenic ou modifie l'état thermodynamique du cristal au voisinage de l'interface, et conduit à l'absence de précipités ainsi qu'à un comportement électrique normal de l'interface.

FIGURE 82

*Vue de deux interfaces GaInAs / InP en microscopie électronique: (a) interface abrupte
(b) interface graduelle*

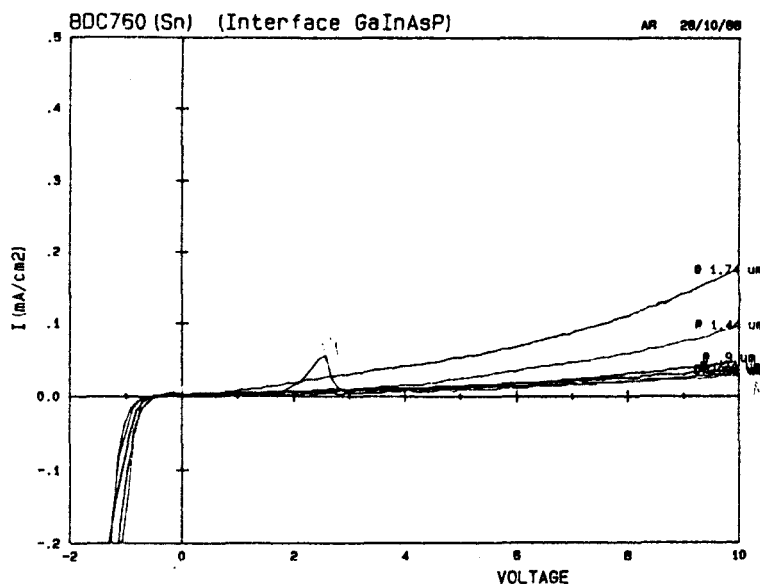


FIGURE 83

Caractéristiques $J(V,x)$ relevées au profileur électrochimique sur une structure à hétérojonction GaInAs / InP graduelle

IV.3) REALISATION DE DIODES GUNN InP A HETEROJONCTION GaInAs /InP

Pour tester les structures d'injection à hétérojonction, nous avons choisi une structure épitaxiale de base commune à tous les échantillons; les essais de variantes portent essentiellement sur le mode de réalisation de l'interface GaInAs / InP. A l'exception d'une structure épitaxiée à partir de la phase liquide (EPL) et dont le rôle était de fournir un point de comparaison, toutes les structures étudiées ont été réalisées par MOCVD selon le procédé déjà décrit.

Les caractéristiques de la couche active de la diode ont été choisies proches des valeurs considérées comme optimales d'après les modélisations préliminaires dont nous disposons [III.6], soit un niveau de dopage d'environ 10^{16} cm^{-3} et une épaisseur de $2 \mu\text{m}$. La couche tampon N^+ présente les mêmes caractéristiques que celle insérée dans les couches pour diodes $N^+N^+N^+$. La couche supérieure de contact est réalisée en GaInAs dopé N^+ vers $5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et son épaisseur est d'environ $1 \mu\text{m}$.

Au niveau de la réalisation de l'interface GaInAs / InP, plusieurs variantes ont été testées: interface abrupte standard réalisées selon la séquence de commutation classique décrite au IV.1, interface graduelle sur 10 ou 20 nm obtenue en effectuant des rampes linéaires sur les flux de TEG et d'arsine, interface avec "spacer" non dopé d'épaisseur 10nm du côté InP, variantes auxquelles il faut ajouter un échantillon épitaxié par (EPL) qui présentait très probablement une interface graduelle.

Pour la réalisation des diodes à partir des plaques épitaxiales, on a cherché à adapter les process classiques et à couche d'arrêt mis au point pour les diodes $N^+N^+N^+$. Pour la plupart des étapes, l'adaptation s'est révélée ne pas poser de problème particulier. Ainsi, la métallisation des contacts ohmiques inférieurs sur GaInAs peut s'effectuer avec les mêmes empilements que pour les contacts sur InP et les résistances spécifiques de contact sont plutôt meilleures que sur InP, du fait de la faible barrière de potentiel existant au contact métal / GaInAs, même avant recuit du contact. La croissance électrolytique du radiateur d'or n'est pas modifiée, pas plus que les opérations de collage, d'amincissement du substrat et de métallisation des contacts ohmiques supérieurs.

Les difficultés rencontrées se situent toutes au niveau de la gravure des mésas. Un premier essai a été mené en utilisant l'attaque habituelle photochimique dans une solution acqueuse de FeCl_3 . Lorsque le front d'attaque atteint le matériau GaInAs, une sous-gravure latérale se produit, la couche de GaInAs est attaquée très rapidement et les diodes se décollent du radiateur d'or.

Pour pallier à ce problème, il a été essayé d'attaquer GaInAs séparément en utilisant une solution (acide citrique 50%, H_2O_2 10%, H_2O) sélective vis à vis de InP.

Après plusieurs essais infructueux de processus d'attaque du méso par une méthode purement chimique, sans étape photochimique, un processus en trois étapes a du être adopté:

- attaque au FeCl_3 de l'essentiel de l'épaisseur de InP (10 à 15 μm)
- attaque sélective des derniers microns de InP avec une solution (HCl 50 % , H_3PO_4 50%) sélective vis à vis de GaInAs
- attaque sélective de GaInAs (1 μm) sélective vis à vis de InP

Cette dernière étape n'occasionne pas de sous-gravure significative de GaInAs. L'avant-dernière est par contre problématique, car elle provoque un facettage rapide de l'ensemble du méso et conduit à des diodes sous-gravées et de section carrée.

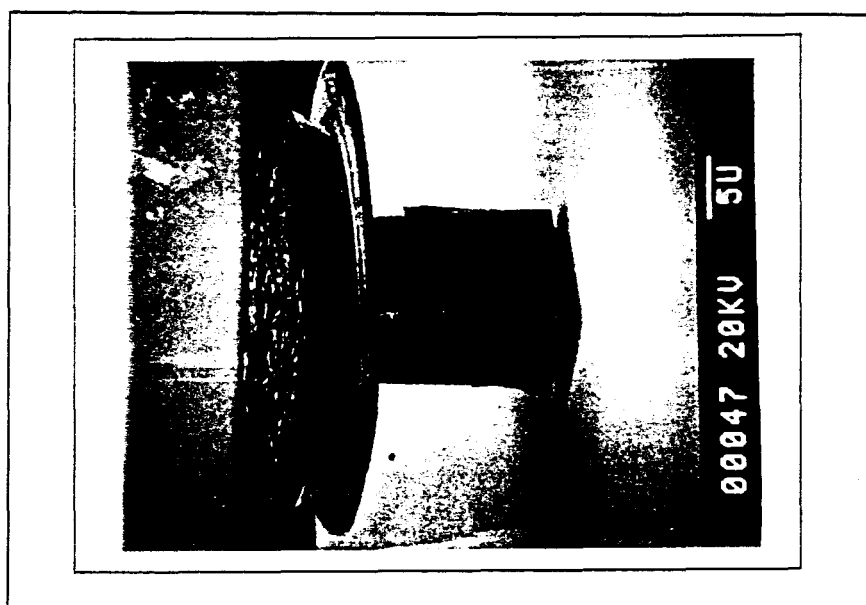


FIGURE 84

Vue au microscope électronique de diodes Gunn à hétérojonction GaInAs /InP montrant le phénomène de sous-gravure et de facettage des couches InP de la diode

Il importe donc de réduire au strict minimum sa durée en évaluant au mieux l'épaisseur restante de la couche à graver. Cette estimation est plus facile à mener pour des échantillons à couche d'arrêt dont l'épaisseur après amincissement du substrat est mieux connue et plus homogène.

Malgré cette optimisation, la fabrication des diodes à hétérojonction reste extrêmement délicate et le rendement de l'étape de gravure en terme de nombre de diodes mesurables sur le nombre de sites potentiels est très faible, de l'ordre de 1 %. Pour une plaque processées de manière optimale, au mieux une dizaine de diodes sont mesurables et sur l'ensemble de ces diodes mesurables, l'homogénéité du diamètre de la partie active et donc du courant de saturation est très médiocre.

Au stade de cette étude de faisabilité, nous avons dû accepter de mener les études sur les quelques diodes à notre disposition, sachant bien qu'en cas de succès de l'étape de faisabilité, il faudrait trouver un autre procédé de gravure de ces diodes à hétérojonction avant d'envisager un développement industriel. Dans cette optique, le développement des techniques de gravure ionique réactive de InP et GaInAs par des plasmas de CH_4 / H_2 , applicables à la gravure des diodes à hétérojonction comme pour celle des diodes N^+N^+ , nous a semblé présenter un intérêt particulier et a justifié le démarrage d'un programme spécifique. La mise en oeuvre de ce programme a nécessité l'achat d'un équipement spécifique ainsi qu'une étude de mise au point de longue durée. C'est la raison pour laquelle nous n'avons pas pu à ce jour effectuer de mesures sur des diodes gravées par ces nouveaux procédés.

Pour effectuer des essais rapides basés sur des mesures en impulsions, on a été amené à développer un procédé de fabrication plus succinct aboutissant à des diodes non refroidies et non montables en boîtier. Pour réaliser ces composants, des disques de métallisation de contacts ohmiques sont tout d'abord déposés sur la surface de la couche de GaInAs. En se servant des métallisations comme d'un masque, on grave ensuite GaInAs par la technique d'attaque sélective vis à vis de InP déjà mentionnée, puis quelques micromètres de matériau InP de manière à dégager la couche active de la diode.

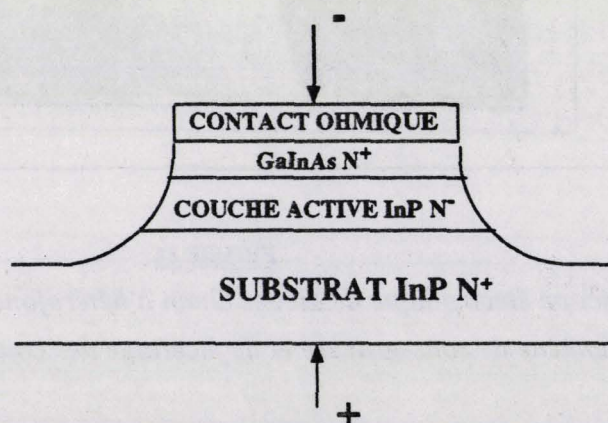


FIGURE 85

Vue en coupe d'un composant d'étude non refroidi

Les caractéristiques des composants obtenus par ce procédé simplifié sont mieux définies et moins dispersées que celles des composants complets affectés par la sous-gravure, ce qui simplifie les mesures de caractérisation $I(V)$.

ATTIAN BERTONIAVE GUNN

IV.4) CARACTERISTIQUES COURANT-TENSION DES DIODES A HETEROJONCTION GaInAs/InP

Nous espérons de l'injecteur à hétérojonction GaInAs / InP qu'il ait un comportement voisin de celui à contact limitant métallique dont nous connaissons les performances et les spécificités au niveau des caractéristiques $I(V)$ de par les essais que nous avons menés sur cette structure et grâce aux mesures que nous avons pu effectuer sur une diode fabriquée par VARIAN. Une caractéristique $I(V)$ typique d'une telle diode est représentée en figure 86.

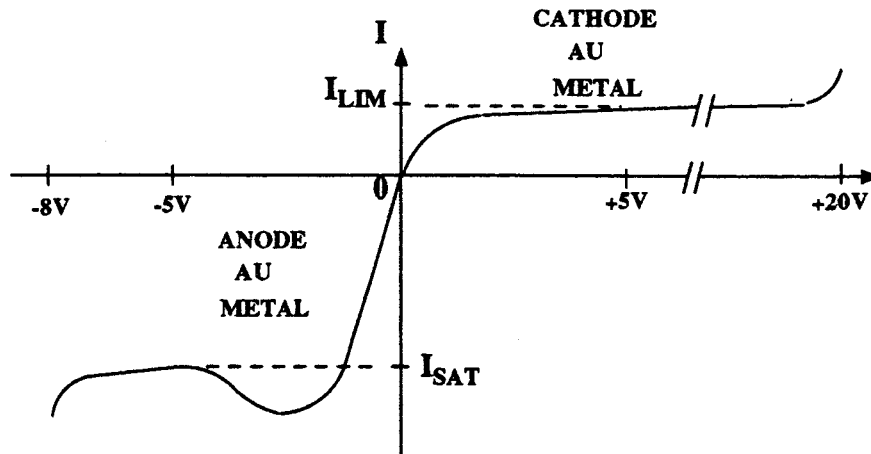


FIGURE 86

Caractéristique $I(V)$ typique d'une diode à injecteur à contact limitant métallique, relevée en régime d'impulsions courtes ($0,5 \mu s$)

On y remarque un caractère redresseur marqué aux faibles tensions de polarisation, une limitation du courant à une valeur I_{LIM} lorsque l'hétérojonction est fortement polarisée en inverse et à une valeur I_{SAT} lorsqu'elle est polarisée fortement en direct. Le rapport $\alpha = I_{LIM} / I_{SAT}$ est appelé coefficient de limitation de l'injecteur. Pour des diodes présentant un fort rendement d'émission, la valeur de α est typiquement comprise entre 0,15 et 0,3. Elle évolue peu avec la température de la diode et corrélativement, la caractéristique $I(V)$ statique est peu différente de celle relevée en impulsions courtes. On remarque aussi que la tension de claquage est augmentée en régime de limitation de courant, fait que l'on peut attribuer à la présence de l'injecteur qui impose un régime d'effet Gunn en sous-injection et évite ainsi l'apparition d'un pic de champ électrique à l'anode de la diode polarisée.

Pour étudier expérimentalement les caractéristiques des injecteurs à hétérojonction GaInAs / InP nous avons effectué des relevés $I(V)$ sur des composants de test non refroidis tels que ceux qui ont été décrits au chapitre précédent. Pour être en mesure de séparer les effets thermiques de ceux susceptibles d'être engendrés par d'éventuels états d'interface, trois modes de mesure ont été utilisés pour relever les caractéristiques $I(V)$.

Le premier est un procédé qui permet d'envoyer des impulsions de tension, courtes (durée 40ns) et de mesurer les impulsions de courant correspondantes. Avec une si faible durée de polarisation, le composant ne s'échauffe pas lors de la mesure.

Le second mode utilise des impulsions plus longues d'une durée de 5 μ s. L'échauffement des composants reste modéré.

Le troisième mode est une exploration en régime quasi-continu; il est réservé aux structures à faible densité de courant car la forte densité de puissance thermique dissipée dans un composant non refroidi est instantanément destructrice pour les composants à forte densité de courant.

IV.4.1) Caractéristiques relevées en régime d'impulsions courtes:

Sur la vingtaine de lots mesurés comprenant des injecteurs à interface GaInAs / InP abrupts ou graduels l'allure de ces caractéristiques relevées à plusieurs températures est celle de la figure 87:

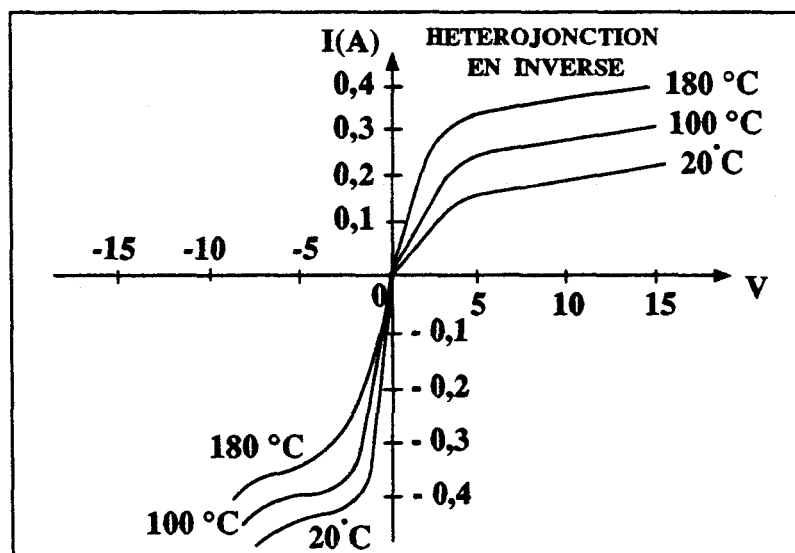


FIGURE 87

Caractéristique I(V) typique d'une diode à injecteur à hétérojonction GaInAs / InP, relevée en régime d'impulsions très courtes (40 ns)

A température ambiante en polarisation inverse pour l'hétérojonction, on observe effectivement une limitation du courant par le potentiel répulsif présent à l'hétérojonction. Le facteur de limitation est alors voisin de 0,3. Il se détériore par contre fortement avec la température et sa valeur est déjà proche de l'unité pour $T = 180\text{ °C}$ qui est à peu près la température de la diode en fonctionnement.

La tension de claquage de la diode est augmentée lorsque l'hétérojonction est polarisée en inverse, comme on l'espérait ce qui semble indiquer que l'on atteint effectivement un régime de sous-injection pour lequel le profil de champ électrique dans la couche active de la diode est régularisé.

Le courant de saturation est thermiquement activé, comme l'on s'y attend pour une structure à injection thermoionique au-dessus d'une barrière de potentiel, alors qu'en polarisation directe de l'hétérojonction, le courant de saturation est thermiquement désactivé ce que l'on attribue au fait que la vitesse de dérive électronique diminue avec la température.

A 180°C, l'effet de la barrière devient donc peu sensible et les caractéristiques en directe et en inverse sont très similaires, tension de claquage mise à part. Si l'on s'en tient à cette méthode de mesure en impulsions très courtes, l'injecteur semble donc jouer le rôle attendu aux températures basses et moyennes.

Nous n'avons pas pu effectuer le relevé $I(V)$ en impulsions courtes sur la structure à hétérojonction réalisée par épitaxie en phase liquide, du fait des courants de saturation en direct et en inverse très élevés et supérieurs au courant maximal que peut délivrer notre appareillage de mesure.

minuscule

IV.4.2) CARACTERISTIQUES RELEVÉES EN RÉGIME QUASI-CONTINU:

Comme dans le cas des diodes Gunn $N^+N^-N^+$, on ne peut mesurer en régime quasi-statique que des diodes refroidies et montées en boîtier dont la résistance thermique vis à vis de l'ambiance n'est pas prohibitive. Nous avons signalé au paragraphe précédent les difficultés techniques rencontrées pour la réalisation des diodes Gunn à hétérojonction et l'on doit signaler que les mesures effectuées l'ont été sur les quelques diodes viables de chaque lot, diodes dont les diamètres sont mal contrôlés. Malgré ces difficultés, la tendance suivante a été enregistrée sur la totalité des relevés effectués sur des diodes issues d'épitaxies MOCVD (plus de vingt diodes mesurées issues d'une dizaine de plaques épitaxiées). Elle est illustrée par la courbe de la *figure 88*. Aux faibles polarisations, la diode présente le caractère redresseur attendu, caractère qui disparaît aux fortes polarisations. Les courants de saturation directs et inverses sont égaux, ce qui signifie qu'au point de polarisation où l'on souhaiterait faire fonctionner la diode, l'hétérojonction ne joue plus son rôle de limiteur de courant et que le régime d'injection ne diffère pas sensiblement de celui d'une diode $N^+N^-N^+$. La tension de claquage en polarisation inverse reste cependant un peu supérieure à celle obtenue avec l'hétérojonction en direct.

Les relevés effectués sur des diodes à hétérojonction réalisée par épitaxie en phase liquide sont surprenants (*figure 89*): un caractère redresseur se manifeste aux faibles polarisations, disparaît aux fortes polarisations mais la barrière de potentiel est dans le sens inverse de celui attendu, comme si pour cette hétérojonction on avait $\Delta E_C (\text{InP} / \text{GaInAs}) < 0$.

Nous avons répété plusieurs fois la mesure, effectué toutes les vérifications possibles concernant le sens de la polarisation et l'ohmicité des contacts et avons finalement été conduits à penser que l'alignement des bandes de conduction, ou tout au moins le profil de potentiel à l'hétérojonction n'est pas le même dans des hétérojonctions réalisées par MOCVD d'une part, et par EPL d'autre part. Dans le paragraphe IV.5 nous tenterons de donner une explication à ce comportement inhabituel des hétérojonctions.

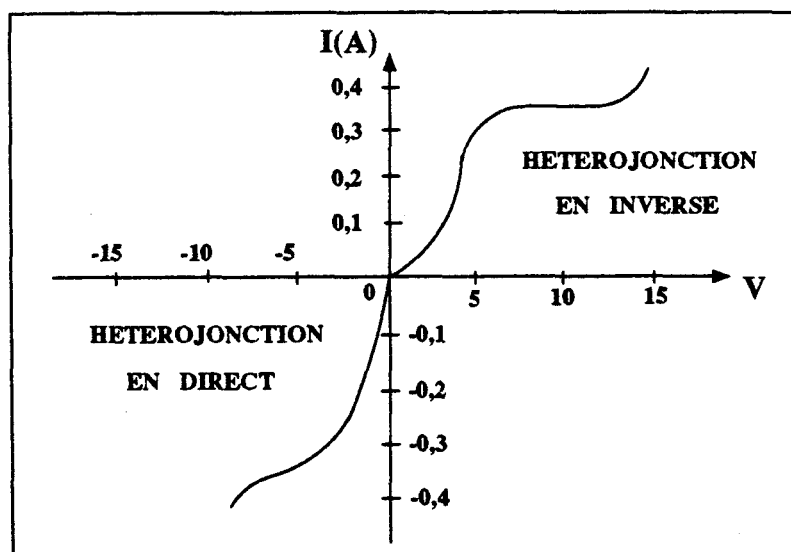


FIGURE 88

Caractéristique $I(V)$ typique d'une diode à injecteur à hétérojonction GaInAs / InP réalisée par MOCVD, relevée en régime quasi-continu

Vis à vis des mesures en impulsions de moyenne durée (quelques microsecondes), les lots que nous avons mesurés se scindent en deux catégories. Les uns présentent des caractéristiques similaires en impulsions courtes et plus longues. Il s'agit des deux échantillons à hétérojonction graduelle. Tous les autres lots présentent des caractéristiques en impulsions longues proches de celles relevées en régime quasi-continu.

IV.5) INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ET CONCLUSION:

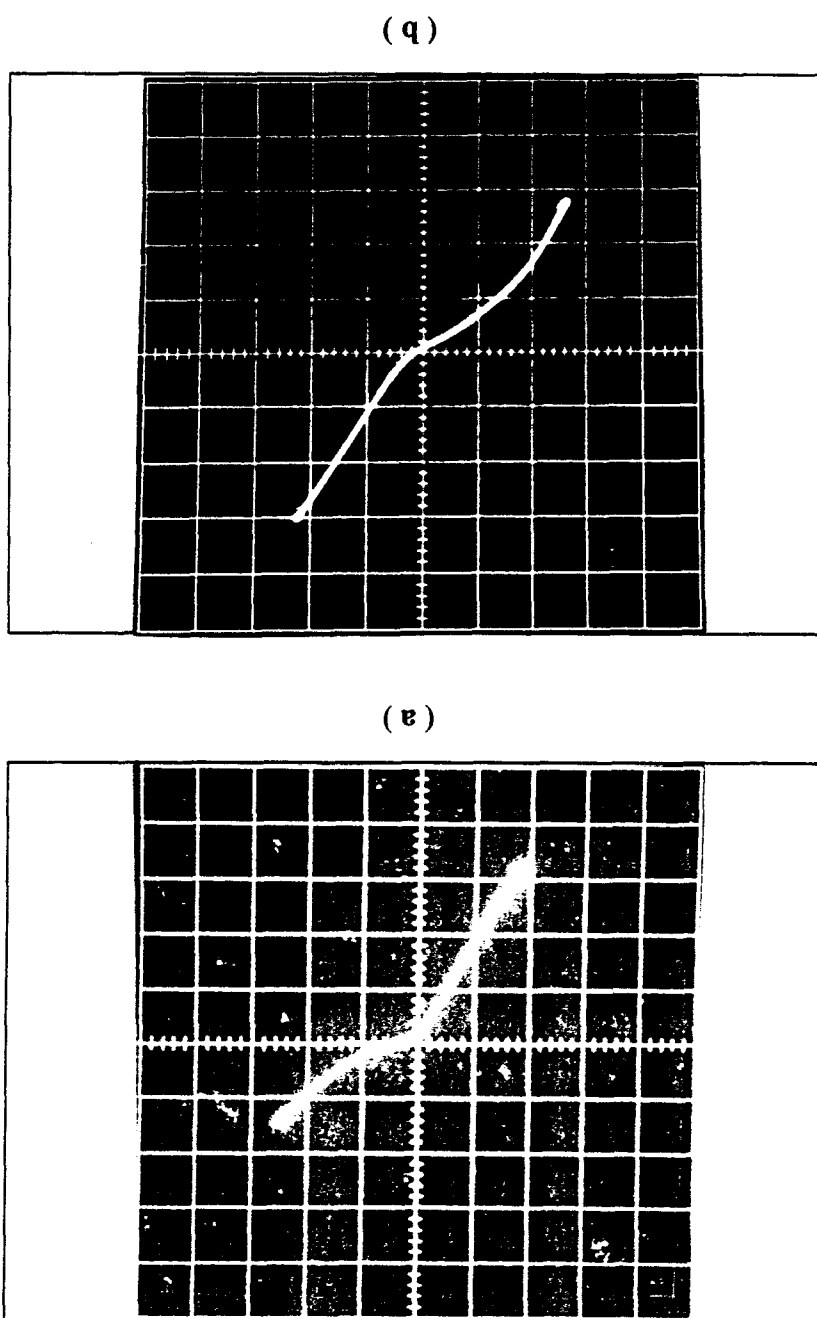
IV.5.1) Cas des hétérojonctions réalisées par MOCVD

Les caractéristiques relevées en impulsions courtes sur les diodes fabriquées à partir d'épitaxies MOCVD sont assez faciles à interpréter. La barrière de potentiel à l'hétérojonction joue bien un rôle de limitation du courant injecté, sa hauteur ne chute pas de manière importante avec la tension de polarisation de la diode et l'effet Gunn se produit bien dans un régime de sous-injection.

L'interprétation des caractéristiques relevées en régime quasistatique est plus problématique. Aux très faibles tensions de polarisation, la présence effective de la barrière de potentiel à l'hétérojonction se manifeste par un caractère redresseur mais l'effet de limitation de courant par cette barrière est visiblement affaibli dès que la tension de polarisation atteint des valeurs aussi faibles que 0,2V.

Caractéristiques I(V) aux faibles polarisations (a) hétérojonction réalisée par MOCVD, (b) hétérojonction réalisée par épaisseur en phase liquide

FIGURE 89



A ce point de polarisation, la puissance thermique dissipée dans la diode n'est que de 0,2 W environ et, dans la pire configuration que l'on puisse imaginer ($R_{TH} = 250 \text{ K/W}$), il n'est pas envisageable que la température de la couche active de la diode puisse s'élever de plus de 50 K au dessus de la température ambiante. Une interprétation thermique de l'affaiblissement de l'effet de limitation du courant n'est donc pas plausible. D'autre part, la différence entre les mesures en impulsions courtes et en impulsions longues observée dans les structures à hétérojonction abrupte ne peut pas non plus être attribuée à un effet thermique, les capacités calorifiques et résistances thermiques des diodes à hétérojonctions abruptes et graduelles étant tout à fait comparables. On doit donc rechercher un effet susceptible d'abaisser la hauteur de barrière avec un temps caractéristique compris entre la microseconde et la milliseconde ordres de grandeur qui nous orientent vers des effets liés à une possible présence de pièges dans les semiconducteurs au voisinage de l'hétérojonction. L'hétérojonction étant isotype de type n et les hauteurs de barrière mises en jeu largement inférieures à la plus faible énergie de gap des deux semiconducteurs, il ne paraît pas plausible que des niveaux accepteurs profonds puissent jouer un rôle électrique significatif et l'on doit donc se concentrer sur les effets possibles de la présence de niveaux donneurs profonds. Ceux-ci sont soit remplis et neutres, soit vides, et dans ce cas chaque donneur profond constitue alors un centre chargé positivement.

Deux possibilités se présentent pour que la variation de la population occupant des pièges à électrons conduise à un abaissement de la hauteur de barrière de l'hétérojonction sous polarisation:

ou bien la région du semiconducteur InP située directement en aval de l'hétérojonction est le siège d'une forte concentration de pièges donneurs profonds et lorsque ces donneurs sont ionisés, ils constituent une couche de charges positives qui est effectivement susceptible de provoquer un abaissement de la barrière effective comme le ferait un plan de dopage N^+ , situation que nous avons déjà évoquée au chapitre III.3.2 (*figure 62*), ou bien les pièges se situent dans le GaInAs, ils devraient être alors vides à polarisation nulle et se remplir sous forte polarisation inverse de l'hétérojonction pour provoquer un abaissement de la barrière.

Il est très difficile d'imaginer une configuration dans laquelle des pièges à électrons dans GaInAs seraient vides à polarisation nulle car ce matériau est fortement dopé de type N et, comme le niveau de Fermi est dans la bande de conduction les donneurs profonds éventuels sont nécessairement remplis à polarisation nulle.

Il est aussi difficile d'imaginer une situation dans laquelle des pièges situés dans InP seraient occupés à polarisation nulle et vidés sous forte polarisation. Pour qu'ils soient occupés à polarisation nulle, ils devraient alors se situer sous le niveau de Fermi d'équilibre et arriver à se dépeupler sous champ tout en étant dans ce cas constamment environnés d'une forte densité d'électrons mobiles provenant du courant injecté et en même temps à une très faible distance ($< 5 \text{ nm}$) de la couche d'électrons accumulés à l'hétérojonction du côté du GaInAs, distance franchissable par effet tunnel.

La seule explication plausible que nous puissions proposer est que l'hétérointerface soit le siège de pièges à électrons du type "puits quantiques" de dimension 0, 1 ou 2. On peut par exemple imaginer que la présence d'un excès local d'arsenic donne naissance à une fine couche de InAs localisée à l'interface. En régime de polarisation faible, cette couche serait alors un puit quantique de dimension 2 peuplé d'électrons dont la charge négative renforcerait la barrière naturelle présente à l'hétérojonction (*figure 90.a*). Sous polarisation, le puit pourrait se vider et la hauteur de barrière effective en serait abaissée (*figure 90.b*).

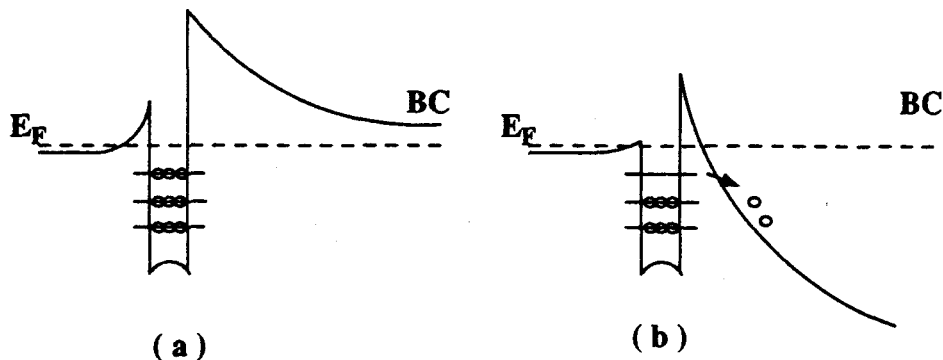


FIGURE 90

Configuration du potentiel à l'hétérojonction en présence d'un puit quantique localisé à l'hétéro-interface (a) polarisation nulle, (b) forte polarisation

Une situation très similaire est celle dans laquelle de petits cristallites d'un semiconducteur à petit gap (InAs par exemple) seraient présent à l'hétéro-interface. Ils joueraient alors le rôle de boîtes quantiques de dimension 0 et pourraient avoir un effet similaire à celui d'un puit quantique sur la variation sous polarisation de la hauteur de barrière effective à l'hétérojonction.

Pour les hétérojonctions abruptes où la présence de précipités riches en arsenic a effectivement été observée, c'est cette dernière hypothèse que nous sommes amenés à privilégier. Pour les hétérojonctions volontairement graduelles pour lesquelles la microscopie électronique n'a pas mis en évidence de précipités, on doit s'orienter plutôt vers un modèle impliquant la présence d'une fine couche de semiconducteur III-V riche en arsenic qui se constituerait à la faveur d'une redistribution des éléments V dans l'interface lors de la croissance de la couche épaisse de GaInAs.

IV.5.2) Cas de l'hétérojonction réalisée par E.P.L:

Le cas de l'hétérojonction réalisée par E.P.L est apparemment paradoxal, nous allons voir qu'il permet d'étayer une autre hypothèse sur la nature de la barrière de potentiel à l'hétérojonction.

Il nous faut trouver un modèle expliquant la présence d'une barrière de potentiel inversée par rapport à celle attendue et observée sur les hétérojonctions réalisées par MOCVD. Dans un premier stade de réflexion, nous pensons qu'il n'est pas impossible que la discontinuité énergétique ΔE_C de la bande de conduction à l'hétérojonction GaInAs / InP soit variable selon le mode de fabrication de cette hétérojonction. A l'appui de cette hypothèse, nous pouvons citer l'article [IV-6] dont les auteurs concluent à une discontinuité $\Delta E_C = 0$ pour les échantillons qu'ils ont mesurés, en contradiction avec la valeur $\Delta E_C = 0,2$ eV généralement admise. A l'appui également de ce point de vue, on connaît l'exemple de l'hétérojonction GaInP / GaAs. Il est en effet largement admis à l'heure actuelle que l'énergie de gap de GaInP et l'alignement des bandes à l'hétérojonction GaInP / GaAs sont sujets à variations selon le mode de réalisation usité [IV-7],[IV-8],[IV-9] et que cette variation est due à un degré variable d'ordre au sein du sous-réseau des éléments III. Sachant que des plusieurs auteurs font état de l'observation d'un ordre à grande distance dans le sous-réseau III de GaInAs, il ne nous semble pas invraisemblable d'imaginer que le signe de ΔE_C puisse varier selon le mode de réalisation de l'hétérojonction GaInAs / InP et que l'inversion de l'effet redresseur observé dans la structure à hétérojonction GaInAs / InP épitaxiée par épitaxie en phase liquide puisse être expliqué par un mécanisme de ce type.

Deux autres observations nous ont montré que différentes couches GaInAs de même paramètre de réseau, épitaxiées par MOCVD avec des conditions de croissance variables peuvent différer significativement par leur énergie de gap et leur résistance à l'érosion ionique. Nous avons signalé au paragraphe IV.1 qu'il ne nous a pas été possible d'établir une relation univoque entre le paramètre de réseau du GaInAs observé par diffraction X sur plaque épitaxiée et l'énergie de gap du semiconducteur mesurée par le seuil de transmission infrarouge et confirmé par le seuil de détection de photodétecteurs PIN infrarouge réalisés à partir de la même plaque. Nous pensons pouvoir attribuer ce caractère non-univoque à un degré variable d'ordre dans le sous-réseau III selon les conditions de croissance (rapport V / III, vitesse de dépôt, température de croissance). Parallèlement, lors de l'amincissement ionique d'hétérostructures GaInAs / InP épitaxiées dans des conditions différentes, il a été observé une différence au niveau des vitesses d'érosion que l'on n'a pu attribuer qu'à une différence d'un échantillon à l'autre dans l'agencement des liaisons chimiques entre atomes constituants d'un échantillon à l'autre.

IV.5.3) Conclusion:

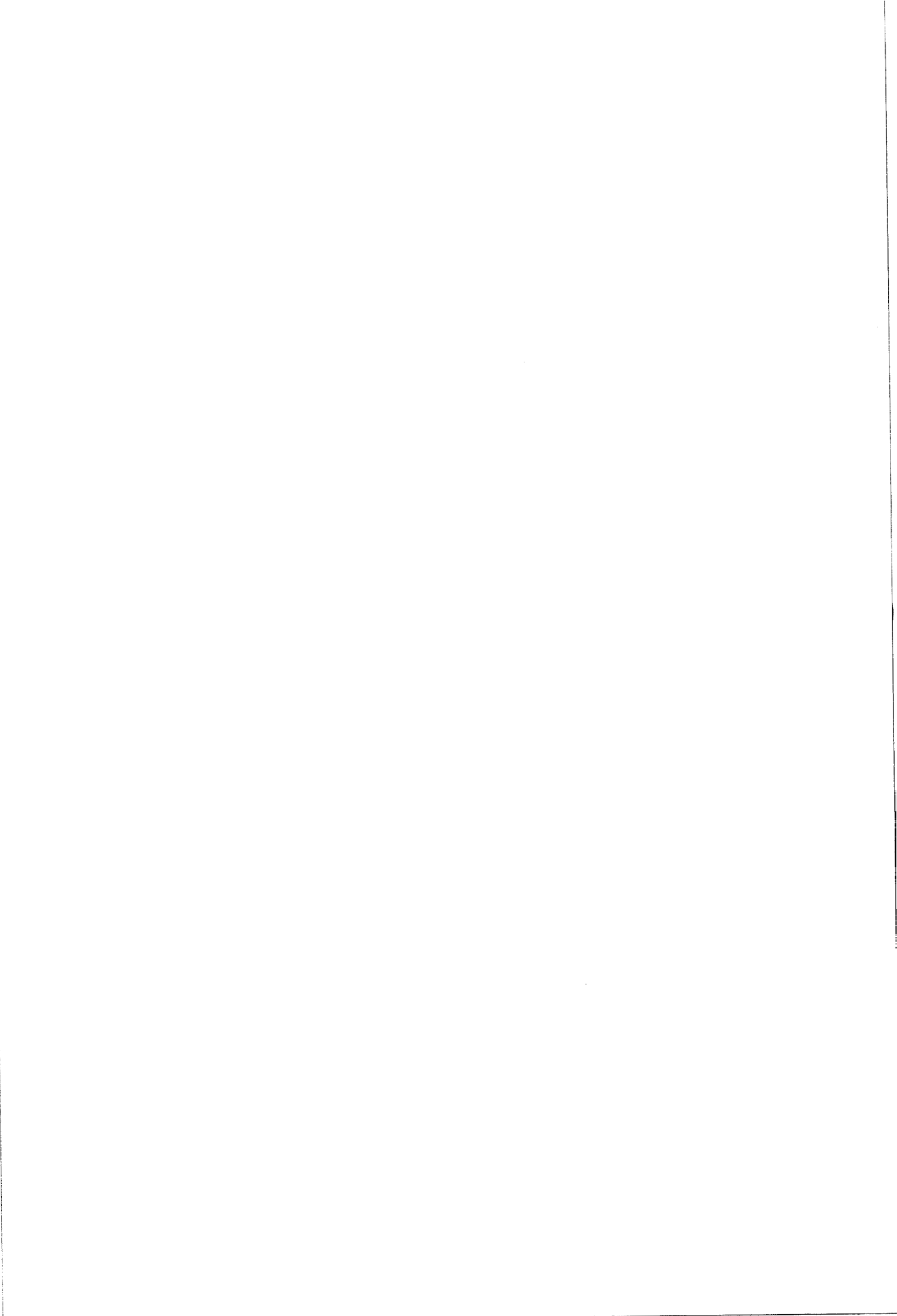
Notre étude des diodes Gunn à hétérojonction GaInAs / InP a montré que l'effet recherché de limitation du courant injecté par l'hétérojonction peut être obtenu en régime transitoire de courte durée.

L'augmentation de la tension de claquage dans ce régime nous semble démontrer que l'effet Gunn qui se produit alors présente des caractéristiques similaires à celui qui est observé sur les diodes à contact limitant métallique ce qui prouve que l'on a effectivement affaire à un effet Gunn en régime de sous-injection.

Dans aucune des structures testées, cet effet de limitation ne subsiste en polarisation continue ou quasi-continue. L'effet Gunn dans la diode polarisée à son point de fonctionnement normal se produit donc dans une configuration de sur-injection peu différente de celle que l'on connaît dans les diodes N^+N^- et l'on en s'attend pas à une amélioration significative du rendement de conversion des oscillateurs à diodes à hétérojonction GaInAs.

Malgré les nombreux problèmes technologiques rencontrés, il nous a été possible de monter en boîtier quelques diodes dont une a effectivement oscillé vers 100 GHz. A 94 GHz, la puissance d'émission relevée est de 26 mW avec un rendement de conversion de 2,3 %. La faible puissance peut être attribuée au faible diamètre de la diode qui subit une sous-gravure au cours de sa fabrication. La tension de polarisation optimale est faible (vers 4,5V) ce qui concorde bien avec un régime d'effet Gunn en sur-injection.

Le rendement de conversion enregistré est l'un des meilleurs que nous ayons obtenu pour des diodes émettant une puissance aussi faible, ce qui pourrait révéler que, même si l'hétérojonction ne permet pas de limiter efficacement le courant injecté, il se peut qu'elle permette une accélération plus efficace des porteurs injectés. Si l'on arrive à résoudre les problèmes technologiques liés à sa fabrication, ce qui devrait être le cas prochainement à la vue des résultats récents de gravure RIE des mésas de diodes GUNN N^+N^- InP, la diode Gunn à hétérojonction GaInAs / InP, sans que l'on puisse en espérer des performances de pointe comparables à celles des diodes à contact limitant métallique, permettra peut-être d'améliorer légèrement le rendement de conversion des diodes N^+N^- . La complexité supplémentaire au niveau de l'épitaxie ne constitue pas un obstacle majeur, surtout si l'on opte pour une technologie de fabrication à couche d'arrêt dans laquelle une première couche de GaInAs enterrée est de toutes manières intégrée à la structure épitaxiée.



V

MODELE PARAMETRIQUE

DE L'OSCILLATEUR

à DIODE GUNN N+N N+

En marge des études expérimentales que nous avons menées sur les diodes Gunn, il nous a paru souhaitable de poursuivre un travail de réflexion sur le principe physique de l'oscillateur à diode Gunn. En effet, de la même manière que la description de l'effet Gunn s'arrête, dans les publications de référence, au stade de l'introduction du concept de transfert intervallée et à l'évocation d'une possible résistivité différentielle négative du milieu semiconducteur, la description qualitative du fonctionnement des oscillateurs à effet Gunn est bien souvent limitée à une approche schématique selon laquelle le comportement dynamique d'un tel oscillateur se résume à celui d'un "circuit résonnant" dans lequel on a inséré une "résistance négative". Nous avons essayé dans ce chapitre de proposer une approche plus explicite permettant une meilleure description du fonctionnement de l'oscillateur à diode Gunn $N^+N^-N^+$.

La théorie des oscillateurs, même limitée aux systèmes sans dimension spatiale (dimension 0), constitue une branche de la physique particulièrement ardue qui tire sa richesse et sa complexité des développements mathématiques qui lui sont sous-jacents.

En effet, si l'essentiel des objets mathématiques qui sont mis en oeuvre dans les modèles de la physique élémentaire est constitué d'opérateurs linéaires, stationnaires et causaux, les deux modèles les plus simples et les plus répandus de systèmes oscillateurs font appel à une boucle réactive contenant soit un opérateur non-linéaire et stationnaire (oscillateur à amplification / saturation), soit un opérateur linéaire et non-stationnaire (oscillateur paramétrique).

La tentation est grande de considérer les oscillateurs à diodes Gunn $N^+N^-N^+$ comme des oscillateurs à amplification / saturation et de nombreux auteurs autorisés semblent s'être rangés à ce point de vue, de manière plus ou moins explicite. Nous pensons qu'il s'agit là d'une vision par trop simplifiée, facilitée par une subtile et fréquente confusion de langage qui conduit à relier de manière systématique la manifestation d'un phénomène de *résistivité différentielle négative* dans un milieu conducteur et celle d'un comportement de *résistance différentielle négative* aux bornes d'un dispositif incluant un tel milieu.

Nous nous proposons donc, dans un premier temps, de mettre en évidence les difficultés théoriques liées à l'application du concept classique de résistance différentielle négative au cas particulier des diodes Gunn et d'introduire, dans un second temps, des éléments qui tendent à rattacher la catégorie des oscillateurs à diode Gunn $N^+N^-N^+$ à la grande famille des oscillateurs paramétriques. Après un rappel du modèle classique de l'oscillateur à amplification / saturation, nous menons une discussion autour des concepts de résistivité et de résistance différentielle négative et rappelons quelques éléments de la théorie des systèmes paramétriques avant d'exposer le modèle autour duquel est construit notre argumentation. Des recoupements expérimentaux sont présentés à l'appui de ce modèle au cours de la discussion qui accompagne son exposé.

V.1) MODELE DE L'OSCILLATEUR A AMPLIFICATION / SATURATION:

Il est universellement observé qu'il suffit dans un grand nombre de cas de relier l'entrée et la sortie d'un dispositif amplificateur réel suffisamment rapide pour que se manifeste un comportement oscillatoire du signal d'entrée / sortie. Le fait de relier entrée et sortie du dispositif a pour effet d'imposer au signal d'entrée / sortie d'appartenir à la catégorie des signaux invariants du dispositif. Plus précisément, les fréquences permises pour oscillations du système correspondent à des fréquences pour lesquelles le gain de boucle en amplitude hors saturation est supérieur à l'unité et le déphasage sortie / entrée $\varphi(\omega)$, nul modulo (2π) . L'amplitude de ces oscillations est toujours limitée par la puissance de la source d'énergie qui alimente le dispositif amplificateur si aucun autre dispositif de limitation volontaire n'a été prévu à cet effet. Lorsque l'on souhaite exploiter à une fréquence déterminée un système naturellement capable d'osciller à plusieurs fréquences, il est d'usage d'insérer dans la boucle réactive un dispositif de filtrage capable d'atténuer et/ou de déphaser convenablement les modes indésirables. Le schéma de principe d'un oscillateur conventionnel (*figure 91*) comprend donc au minimum les trois fonctions d'amplification, de limitation / saturation et de filtrage.

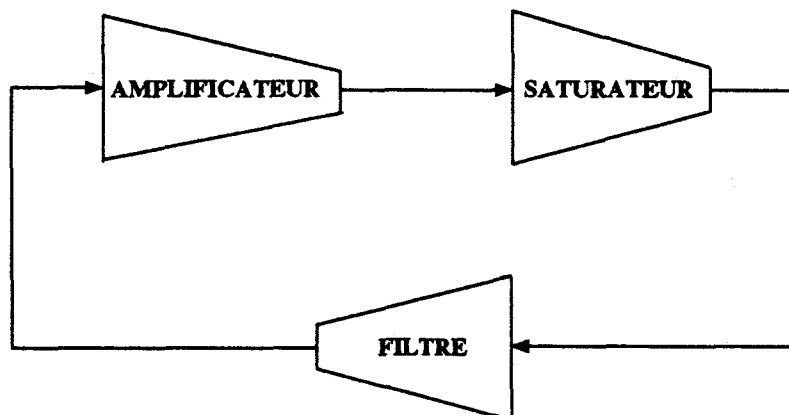


FIGURE 91

Schéma de principe d'un oscillateur à amplification / saturation

Ce schéma s'applique à une si grande proportion des oscillateurs usuels que l'on tente toujours de l'appliquer à toute nouvelle famille de dispositifs avant de recourir à des concepts plus élaborés. Nous allons donc tenter de l'appliquer à l'oscillateur à diode Gunn millimétrique classique en cavité que nous représenté à nouveau en *figure 92* en essayant d'y localiser les trois fonctions fondamentales.

S'il est clair que la fonction de filtrage est en partie assurée par le résonateur radial monté directement sur la diode, il est non moins évident que les fonctions d'amplification et de saturation ne peuvent revenir qu'à la diode elle-même.

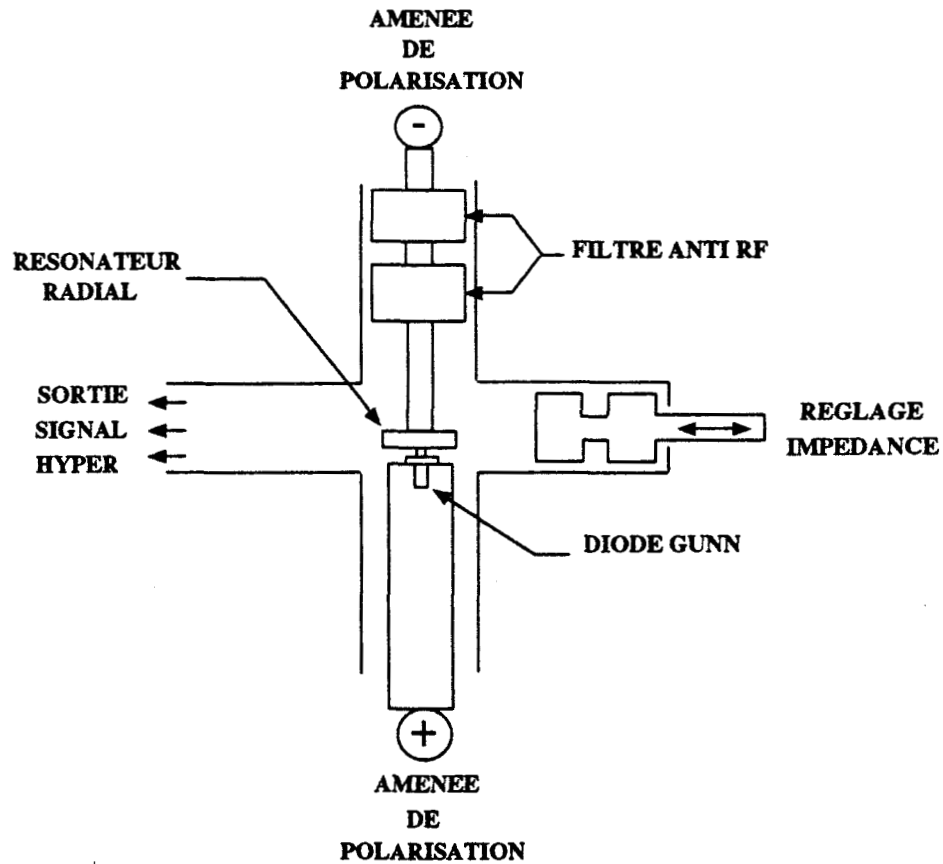


FIGURE 92

Vue schématique d'un oscillateur millimétrique à diode Gunn en cavité

D'autre part, il est expérimentalement démontré que la fréquence d'oscillation d'un tel circuit oscillateur ne peut pas être fixée de manière arbitraire par action sur le circuit mais doit se situer dans le voisinage d'un harmonique d'une fréquence f_0 caractéristique de la diode Gunn utilisée, f_0 étant reliée à la fréquence de récurrence des domaines chargés dans la diode Gunn. Une partie de la fonction de filtrage revient donc nécessairement aussi à la diode Gunn elle-même. Le modèle du comportement électrodynamique de la diode Gunn (son "schéma équivalent hyperfréquence") doit donc nécessairement rendre compte simultanément des trois aspects d'amplification, de saturation et de filtrage. La possibilité d'amplification par une diode Gunn est universellement attribuée à un phénomène de "résistance différentielle négative" qui se manifeste à ses bornes. La cause de la dépendance en fréquence de ce caractère amplificateur est beaucoup plus rarement explicitée et nécessite l'introduction du concept de résistance différentielle négative dynamique.

V.2) DISCUSSION AUTOUR DU CONCEPT DE "RESISTANCE DIFFERENTIELLE NEGATIVE" (RDN)

A) RESISTANCE OU CONDUCTANCE DIFFERENTIELLE NEGATIVE STATIQUE

Certains composants électroniques présentent dans leurs caractéristiques tension / courant

statiques des régions de pente négative. Une telle région correspond mathématiquement à un comportement localement non bijectif de la caractéristique et physiquement à une fonction de dissipation de signe négatif pour le phénomène qui l'a engendrée. On classe les caractéristiques présentant de telles régions dans deux familles. Si la fonction $I \rightarrow V$ est injective, on dit que la région de la caractéristique présente un comportement "en S", si c'est la fonction $V \rightarrow I$ qui est injective, la région de la caractéristique présente un comportement "en N". La *figure 93* présente un exemple de chacun des deux types de caractéristiques:

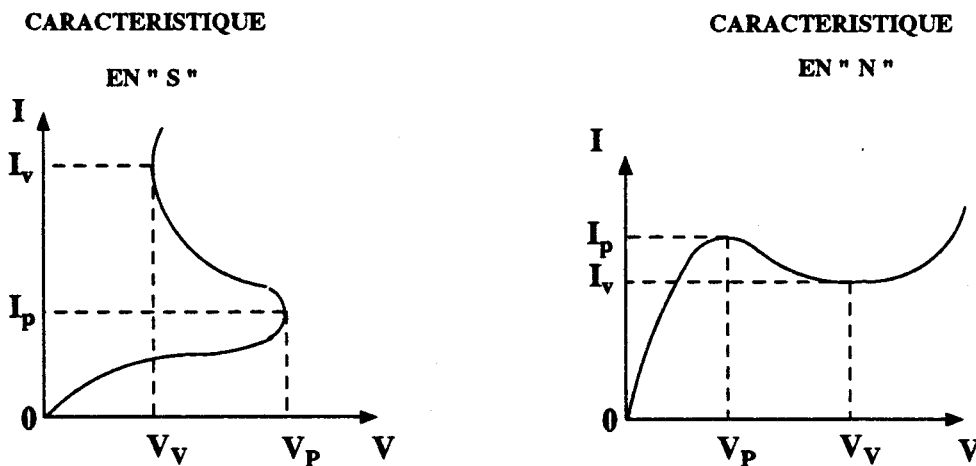


FIGURE 93

Caractéristiques typiques de dispositifs à "résistance différentielle négative"

La caractéristique en "S" est typique des diodes Schockley, des thyristors, des transistors bipolaires en régime d'avalanche, des transistors unijonction, alors que la caractéristique "en N" est observée sur des diodes "tunnel" de type "Esaki" ou des diodes à "effet tunnel résonnant". Pour éviter de définir la dérivée de fonctions non-univoques, on préfère généralement raisonner en terme de résistance différentielle négative statique (RDNS) pour les caractéristiques "en S" et en terme de conductance différentielle négative statique (CDNS) pour les caractéristiques "en N".

Les diodes Gunn présentent aux fortes tensions une portion de caractéristique "en S" due à un claquage diélectrique lié au déclenchement d'un phénomène d'ionisation par impact au sein du semiconducteur. Ceci se produit à des tensions largement supérieures aux tensions nominales de polarisation et ce phénomène ne participe pas au fonctionnement normal des oscillateurs à effet Gunn. Certaines diodes Gunn, notamment les diodes en structure N^+N N^+ , présentent une portion de caractéristique "en N" dont le seuil de tension (V_p) correspond sensiblement à celui au démarrage des oscillations de l'effet Gunn. Il importe cependant de bien préciser que la conductance différentielle négative statique (CDNS) que l'on observe sur les caractéristiques de ces diodes n'est pas le moteur du fonctionnement de l'oscillateur et que plusieurs types de diodes Gunn particulièrement performantes, par exemple les diodes à injecteur métal / semiconducteur, ne présentent pas le phénomène de (CDNS).

Au contraire, la présence d'un comportement (CDNS) aux basses fréquences est souvent un phénomène gênant, responsable d'un comportement aberrant des oscillateurs. La diode est alors capable d'entretenir dans un même circuit des oscillations simultanées à haute et basse fréquence qui s'intermodulent et se mélangent du fait de la réponse électromagnétique non-linéaire de la diode. De telles diodes sont inexploitable pour les applications usuelles. Nous avons rencontré ce type de problèmes dans l'étude expérimentale des diodes à structure $N^+N^-N^+$ et nous en décrivons les conséquences au chapitre II.

B) CONDUCTANCE DIFFERENTIELLE NEGATIVE DYNAMIQUE (CDND)

Certains systèmes physiques linéaires et stationnaires présentent une admittance dont la partie réelle est positive aux basses fréquences et négative à l'intérieur de domaines spectraux limités. L'exemple le plus simple est celui d'un dispositif pour lequel la réponse courant / tension, $Z(\omega)$, aurait la forme d'un retard pur $\exp -j\omega\tau$. La partie réelle de la fonction de réponse, $Z(\omega)$, pour un tel dispositif aurait pour expression mathématique $\cos(\omega\tau)$. Elle serait négative dans des plages spectrales centrées autour des fréquences $(\omega_N) = (N \cdot \pi / 2\tau)$ et positive aux basses fréquences.

Les dispositifs expérimentaux qui présentent clairement une impédance dont la partie réelle est négative sur certaines plages de fréquence sont en général construits autour de quadripôles à transit déclenché, triodes ou transistors, dans lesquels on a établi un régime de réaction. Si le gain et la fréquence de transition du transistor sont suffisants, la partie réelle de l'impédance d'entrée de ce circuit en régime de petits signaux est négative au moins dans une plage de fréquence tout en étant positive aux basses fréquences.

Le fait, exposé au chapitre I et longuement développé dans la littérature, que dans une diode Gunn polarisée, une région du semiconducteur est le siège d'une conductivité différentielle négative a conduit de nombreux auteurs à affirmer qu'une diode Gunn polarisée présente à ses bornes une résistance ou conductance différentielle négative. Cette affirmation nous semble abusive au moins pour la raison de fond suivante: une diode Gunn en fonctionnement est le siège d'une onde de densité de charge dont la présence influence fortement la réponse électrique de la diode. En ce sens, la réponse de la diode ne saurait être considérée comme stationnaire, ce qui signifie que le signal $i(t)$ de réponse en courant à une excitation $v(t)$ en tension appliquée aux bornes de la diode, même de faible amplitude, est variable selon la position du domaine chargé à l'intérieur de la couche active de la diode à l'instant où se produit l'excitation. Le signal de réponse $i(t)$ n'est donc pas simplement la convolution du signal exciteur par une fonction de réponse impulsionnelle $g(t)$ propre à la diode mais il prend une forme intégrale plus complexe du type:

$$i(t) = \int G(t, t') \cdot v(t') \cdot dt' \text{ où } G(t, t') \text{ est différent de } G(t-t', 0).$$

La conséquence irréductible de ce caractère non stationnaire de la réponse électrique d'une diode Gunn est que les concepts même d'impédance $Z(\omega)$ ou d'admittance $G(\omega)$, qui réfèrent habituellement aux transformées de Fourier des réponses électriques impulsionnelles tension / courant $z(t)$ ou courant / tension $g(t)$ ne peuvent pas être définis de manière usuelle et univoque pour une diode Gunn et que l'on ne saurait en conséquence définir de plages où de telles transmittances deviennent négatives. Cet argument nous semble suffisant pour rendre formellement caduques les interprétations faisant appel de manière implicite ou explicite au concept de résistance différentielle négative pour expliquer le fonctionnement des oscillateurs à effet Gunn. Cet argument de non stationnarité pourrait perdre de sa valeur dans le cas où les oscillations entretenues dans le circuit de charge de la diode parviendraient à synchroniser les oscillations de récurrence des domaines chargés à l'intérieur de la diode. Les deux oscillations se produisant à la même fréquence, on pourrait à nouveau parler d'impédance. Outre la difficulté qu'il y a à démontrer expérimentalement l'établissement de cette synchronisation, il faut signaler un inconvénient de principe inhérent à ce dernier mode de raisonnement, à savoir, d'une part que la synchronisation des oscillations internes et externes ne peut s'effectuer que dans une plage de fréquence limitée dont l'extension dépend de l'amplitude relative des signaux internes et externes, et d'autre part que le déphasage relatif de ces deux signaux, qui influe directement sur la phase de l'impédance dynamique de la diode, est lui-aussi fonction de l'amplitude relative des deux signaux. Même dans cette configuration d'oscillations synchronisées, on est nécessairement amené à faire intervenir le caractère fondamentalement instationnaire de l'impédance dynamique de la diode et il nous semble que la construction du formalisme mathématique nécessaire pour élaborer un modèle rigoureux du fonctionnement de l'oscillateur à diode Gunn basé sur un concept de résistance différentielle négative est plus complexe que le modèle paramétrique simple que nous développons au paragraphe suivant, même si l'on se place dans l'hypothèse de la synchronisation des oscillations internes et externes à la diode.

V.3) AMPLIFICATEURS ET OSCILLATEURS PARAMETRIQUES:

Un système paramétrique est un cas particulier de système linéaire non stationnaire, pour lequel la réponse impulsionnelle du système est déterminée par la valeur d'un paramètre externe appelé paramètre de contrôle ou signal de "pompe". Un exemple mathématique simple de système paramétrique est celui, décrit en *figure 94*, d'un opérateur qui effectue une multiplication du signal incident par le signal de contrôle.

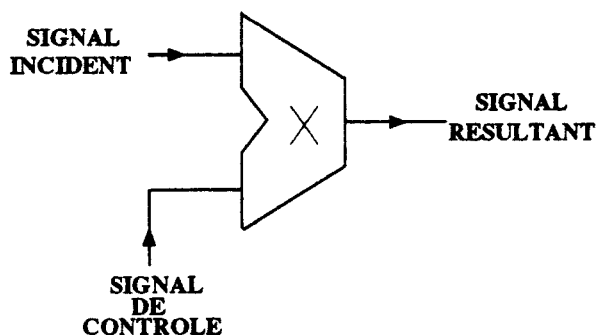


FIGURE 94

Un exemple mathématique de système paramétrique simple: le multiplicateur

Parmi les systèmes paramétriques expérimentaux les plus répandus, on peut citer les diodes "varactor" dont la capacité dynamique peut être contrôlée par une tension, les dispositifs photoconducteurs ou photocapacitifs, les dispositifs à effet Hall, les circuits magnétiques à saturation dont la reluctance peut être contrôlée par une excitation magnétique externe, et les transistors en régime de faible polarisation anode / cathode, qui peuvent être utilisés en résistance commandée par une tension. En fait, tout dispositif multiplicateur et en particulier tout dispositif non-linéaire, par exemple à caractère redresseur, peut être utilisé pour réaliser une fonction paramétrique.

AMPLIFICATEUR PARAMETRIQUE:

Un raisonnement élémentaire permet de montrer qu'un dispositif multiplicateur alimenté à l'une de ses entrées par un signal de pompe de fréquence (2ω) et d'amplitude suffisante peut être utilisé pour amplifier un signal de fréquence (ω) (figure 95).

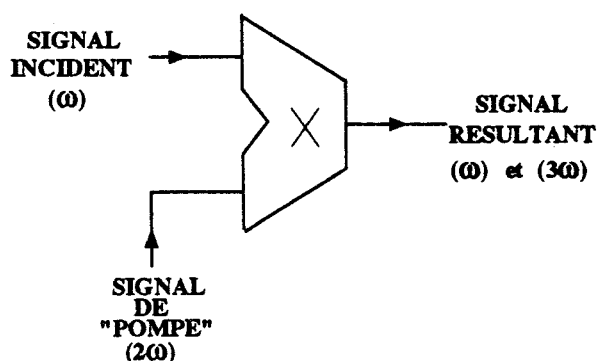


FIGURE 95

Amplification à la fréquence (ω) par un système paramétrique multiplicateur pompé par un signal de fréquence (2ω)

La multiplication des signaux conduit, en effet à la présence dans le signal de sortie d'une composante "somme" de fréquence (3ω) et d'une composante "différence" de fréquence (ω). Il suffit d'un simple filtrage passe-bas pour éliminer le signal "somme" et retrouver en sortie un signal de fréquence identique au signal incident et d'amplitude égale au produit des amplitudes des signaux "incident" et "pompe". Si l'amplitude du signal de "pompe" est suffisante, le dispositif décrit se comportera effectivement comme un amplificateur.

OSCILLATEUR PARAMETRIQUE:

Si l'on constitue un circuit comportant un dispositif paramétrique "pompé" à la fréquence (2ω), un élément saturateur et un élément de filtrage à la fréquence (ω) et que l'on connecte ce circuit de manière à autoriser un couplage tension / courant en réaction, il est clair que l'on va constituer un oscillateur au sens de l'oscillateur à amplification / saturation décrit plus haut. Cet oscillateur ne pourra pas dans le cadre du modèle simple exposé, être accordé à une fréquence autre que la moitié de celle du signal de pompe. Bien entendu, si le multiplicateur est un composant non-linéaire réel, il va générer en son sein des signaux harmoniques du signal de pompe et pourra autoriser des oscillations aux fréquences harmoniques de la moitié de celle du signal de pompe, mais toujours dans des bandes extrêmement étroites. Plus originale est la possibilité, découverte à la fin du siècle dernier, de réaliser des oscillateurs paramétriques auto-excités accordables sur des plages de fréquence d'extension significative. L'étude de ces systèmes, commencée à la fin du siècle dernier par le mathématicien Mathieu, a été reprise par Liapunov, Whittaker au début du siècle, puis par Brillouin et Magnus au milieu de ce siècle.

Une possibilité pour réaliser un tel système est de composer un circuit résonnant parallèle inductance / capacité dont le terme capacitif est variable dans le temps selon une loi périodique de fréquence fondamentale ω_0 (figure 96).

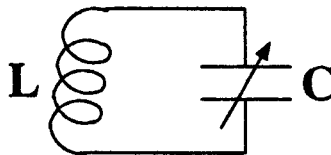


FIGURE 96

Oscillateur paramétrique auto-excité particulièrement simple: le circuit oscillant à capacité périodiquement variable

En désignant par Q la charge d'une des armatures du condensateur, on peut exprimer l'équation qui gouverne l'évolution électrodynamique du circuit de la manière suivante:

$$Q / C + L \cdot d^2Q / dt^2 = 0$$

ou sous une forme équivalente:

$$d^2Q / dt^2 + \Omega^2(t) \cdot Q = 0 \text{ où l'on a posé: } L \cdot C(t) \cdot \Omega^2(t) = 1$$

Une telle équation, dans laquelle le terme $\Omega^2(t)$ est une fonction périodique, est connue des mathématiciens sous le nom d'équation de Hill.

Il existe des résultats mathématiques généraux applicables à de telles équations et que l'on trouvera développés en [V-2]. Nous préférons adopter ci-dessous l'approche de Brillouin et Parodi [V-1] qui procède selon une démarche, à notre avis mieux adaptée à l'analyse du comportement du système physique résonnant considéré.

Si l'on appelle Ω_0^2 la valeur moyenne de $\Omega^2(t)$ et que l'on impose une loi de variation sinusoïdale de $\Omega^2(t)$ de la forme:

$$\Omega^2(t) = \Omega_0^2 + \Omega_p^2 \cdot \cos(\omega_0 \cdot t)$$

L'équation d'évolution prend alors la forme:

$$Q'' + (\Omega_0^2 + \Omega_p^2 \cdot \cos(\omega_0 \cdot t)) = 0$$

que l'on peut réécrire en utilisant les notations d'origine de Mathieu:

$$Q'' + (\eta + \gamma \cdot \cos(\omega_0 \cdot t)) = 0$$

Cette équation différentielle est alors une équation de Mathieu, cas particulier d'une équation de Hill dans laquelle le paramètre périodique est une fonction sinusoïdale. L'étude mathématique de cette équation conduit à plusieurs résultats généraux:

- 1) Le circuit oscille spontanément pour des valeurs de Ω_0 situées dans des plages de fréquence qui sont, pour de faibles niveaux de signal de pompe, centrées autour des fréquences harmoniques de $\omega_0 / 2$, multiples de la fréquence moitié de celle du signal de pompe.
- 2) La largeur fréquentielle des plages d'oscillation spontanée croît avec l'amplitude Ω_p^2 du signal de pompe qui représente le taux de modulation de la capacitance.

Nous reproduisons sur la *figure 97* le diagramme tiré de [V-1] qui décrit la position des plages d'oscillation spontanée d'un oscillateur paramétrique en fonction de l'amplitude du signal de pompe. Ces plages correspondent aux régions non-hachurées du diagramme. Il convient de remarquer que l'étude menée réfère à un circuit idéal sans terme de pertes. La prise en compte d'un terme de pertes, toujours présent dans un circuit réel, se traduit sur le diagramme précédent par un élargissement des zones hachurées. En particulier, il est clair que l'oscillation spontanée du circuit ne se produira que pour des amplitudes du signal de pompe suffisantes pour compenser les pertes.

Aux très hautes fréquences (100 GHz) comme les taux de pertes dans les circuits ordinaires sont croissants avec la fréquence de travail et que l'extension des plages autorisées décroît avec le rang n de l'harmonique $n\omega_0/2$ correspondant à la plage d'auto-oscillation, le niveau du signal de pompe nécessaire pour déclencher l'auto-oscillation croît nécessairement avec la fréquence de travail.

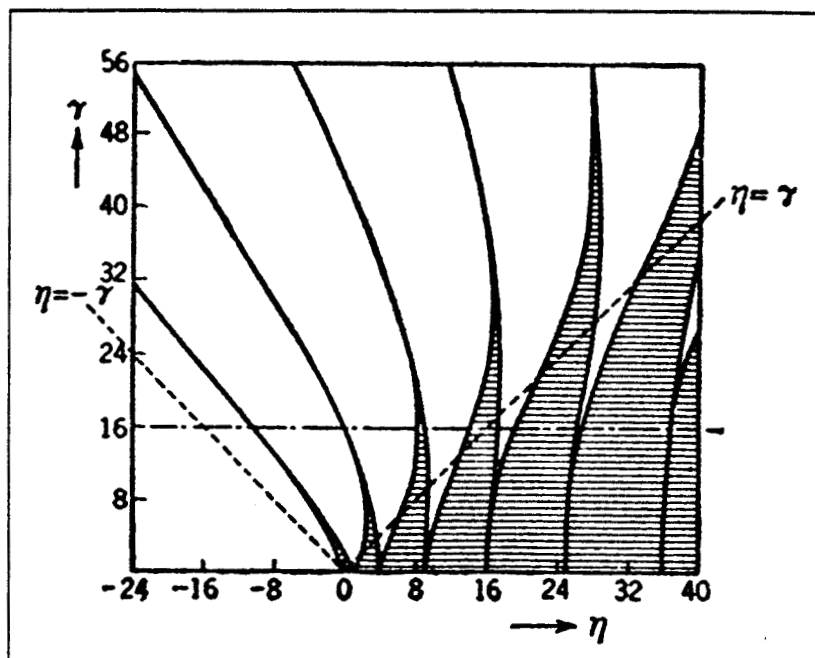


FIGURE 97

Diagramme précisant la position et l'extension des plages d'oscillation spontanée en fonction de l'amplitude du signal de pompe pour un oscillateur auto-excité idéal (d'après [V-1])

D'autre part, si l'étude mathématique peut aborder sans difficulté de principe le cas des taux de modulation de la capacité supérieurs à l'unité, la physique interdit aux dispositifs ordinaires un comportement à capacité négative, ce qui limite la partie utile du diagramme aux valeurs de Ω_p^2 inférieures à Ω_0^2 . L'allure du diagramme correspondant à des configurations de systèmes physiquement réalisables est donc plus proche de celle présentée en figure 98:

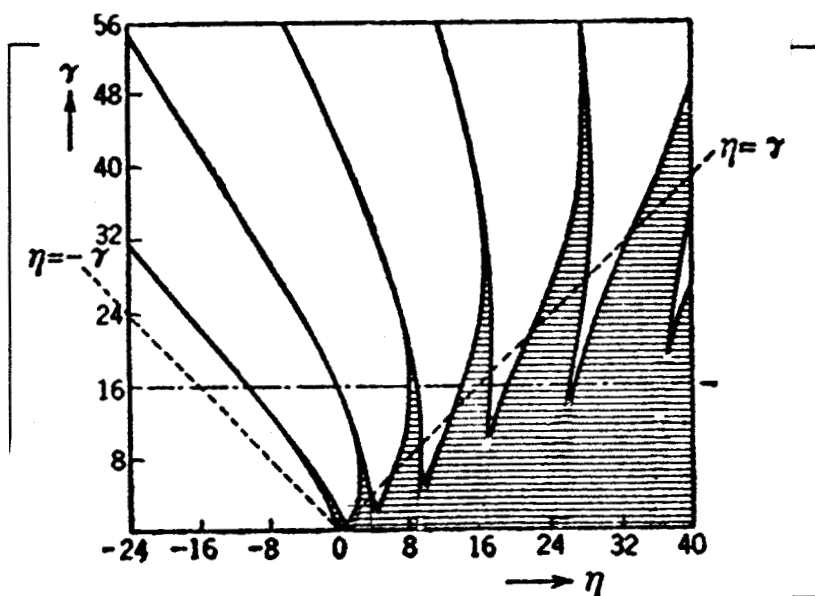


FIGURE 98

Allure du diagramme précisant la position et l'extension des plages d'oscillation spontanée en fonction de l'amplitude du signal de pompe pour un système paramétrique réel

Ce type de diagramme permet de déterminer les plages de réglage du circuit oscillant à l'intérieur desquelles se produit une oscillation spontanée mais ne permet pas de déterminer précisément la fréquence d'oscillation du circuit, laquelle dépend aussi de termes non-linéaires saturants dont la présence n'est pas prise en compte dans l'analyse menée.

Dans les cas concrets de systèmes physiques paramétriques, le signal de pompe n'est pas toujours sinusoïdal. Le cas idéal d'un signal de pompe rectangulaire symétrique a été étudié par Whittaker et Watson qui ont obtenu par une méthode analytique le diagramme fréquence / niveau du signal de pompe correspondant [V-1].

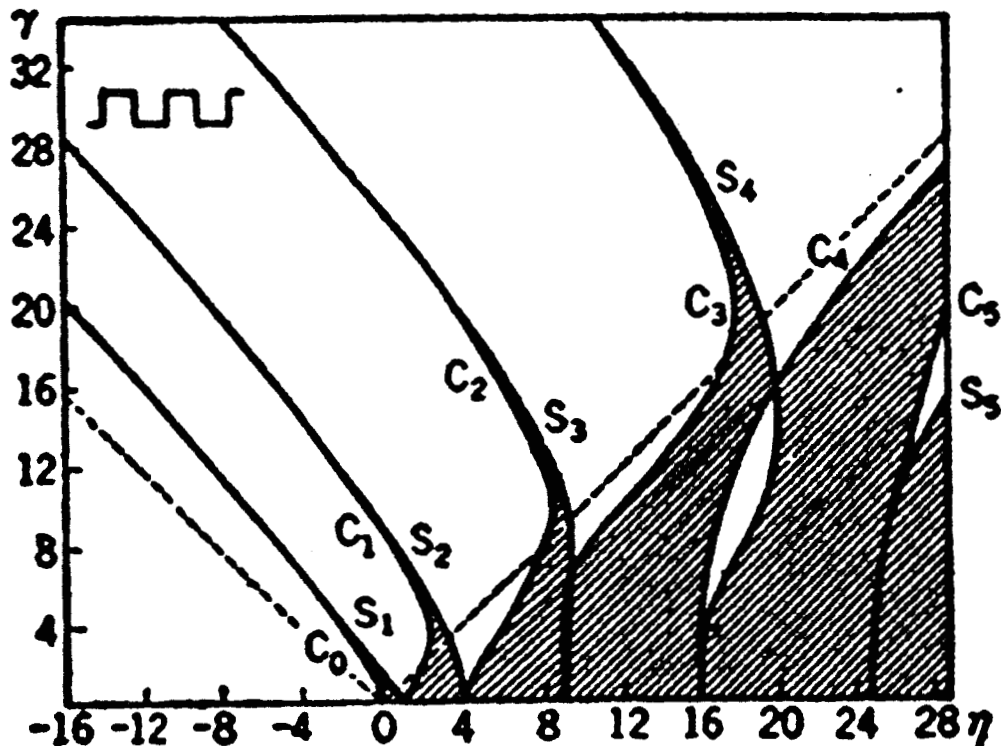


FIGURE 99

Diagramme précisant la position et l'extension des plages d'oscillation spontanée en fonction de l'amplitude du signal de pompe pour un oscillateur paramétrique pompé par un signal rectangulaire (d'après [V-1])

L'allure topologique du diagramme est assez peu modifiée par rapport au cas sinusoïdal à ceci près que les plages de stabilité peuvent se recouvrir aux faibles et moyennes amplitudes du signal de pompe.

ANALOGIE AVEC L'EQUATION DE SCHROEDINGER:

Nous avons été amené à décrire l'équation d'évolution de l'oscillateur auto-excité de la manière suivante:

$$d^2Q/dt^2 + \Omega^2(t) \cdot Q = 0$$

Il est facile de démontrer que cette équation est formellement identique à une équation de Schroedinger en dimension 1.

En effet une telle équation de Schrödinger a pour expression habituelle:

$$(\hbar^2/2m) \cdot \partial^2 \Psi / \partial x^2 + (E - U(x)) \cdot \Psi = 0$$

qui peut être transformée de la manière suivante:

$$\partial^2 \Psi / \partial x^2 + (2m/\hbar^2) \cdot (E - U(x)) \cdot \Psi = 0$$

L'analogie mathématique entre l'équation temporelle de Hill et l'équation spatiale de Schroedinger est dès lors évidente. Si l'on définit une pseudo-énergie cinétique locale $\varepsilon(x)$ de la particule quantique par la relation suivante:

$$\varepsilon(x) = E - U(x)$$

on peut aussi définir un pseudo vecteur d'onde local $K(x)$ par la relation:

$$(\hbar^2/2m) \cdot K^2(x) = \varepsilon(x)$$

et réécrire l'équation de Schroedinger sous la forme:

$$\partial^2 \Psi / \partial x^2 + K^2(x) \cdot \Psi = 0$$

Du fait de la présence d'inévitables termes de pertes dans un circuit électromagnétique réel, ce ne sont pas les solutions stationnaires de l'équation de Schroedinger qui correspondront aux oscillations de l'oscillateur paramétrique auto-excité. Au contraire, les plages de fréquence permises pour les oscillations spontanées de ce type d'oscillateur correspondront, dans le cadre de l'analogie développée, aux états instationnaires et donc aux bandes d'énergie interdites aux particules quantiques.

Pour le problème quantique à potentiel nul (électron libre, par exemple), il est connu que le spectre des états permis s'étend continument à toutes les énergies et qu'aucune énergie n'est interdite. Par analogie, on retrouve le résultat évident qu'en l'absence de signal de "pompe", le circuit oscillant réel est incapable d'osciller spontanément.

Dans le problème quantique, pour de faibles amplitudes du potentiel périodique de fréquence spatiale κ , il est connu depuis les travaux de Kronig et Peney [V-4] que l'on observe l'ouverture de bandes interdites aux limites des zones de Brillouin c'est à dire autour des valeurs de vecteurs d'onde $K_0 = [(2m/\hbar^2) \cdot E]^{1/2}$ multiples de $(\kappa / 2)$ et que l'extension de ces bandes interdites est une fonction croissante de l'amplitude de la partie variable du potentiel. Pour l'oscillateur paramétrique, aux faibles niveaux du signal de pompe, on retrouve bien que les plages d'oscillation spontanée correspondent à des plages de Ω_0 situées aux environs des demi-multiples de la fréquence de pompe ω_p et que la largeur des plages d'oscillation est croissante en fonction de l'amplitude Ω_p^2 du signal de pompe.

V.4) MODELE PARAMETRIQUE DE L'OSCILLATEUR A DIODE GUNN N⁺N⁺

Lors de la présentation de l'effet Gunn dans une structure N⁺N⁺ N⁺ (paragraphe I.2), nous avons souligné les particularités remarquables du profil de champ électrique ainsi que de la distribution des porteurs au cours du transit du domaine. D'une part, la distribution des porteurs présente un maximum très marqué au niveau où se situe le domaine, d'autre part le domaine d'accumulation de porteurs marque la frontière entre une région amont où le champ électrique est faible et une région aval où ce champ est fort. Ces deux propriétés sont bien illustrées sur les profils ci-dessous que nous avons déjà présentés au chapitre I et qui sont le résultat des calculs de simulation numérique [I-29] et [I-31].

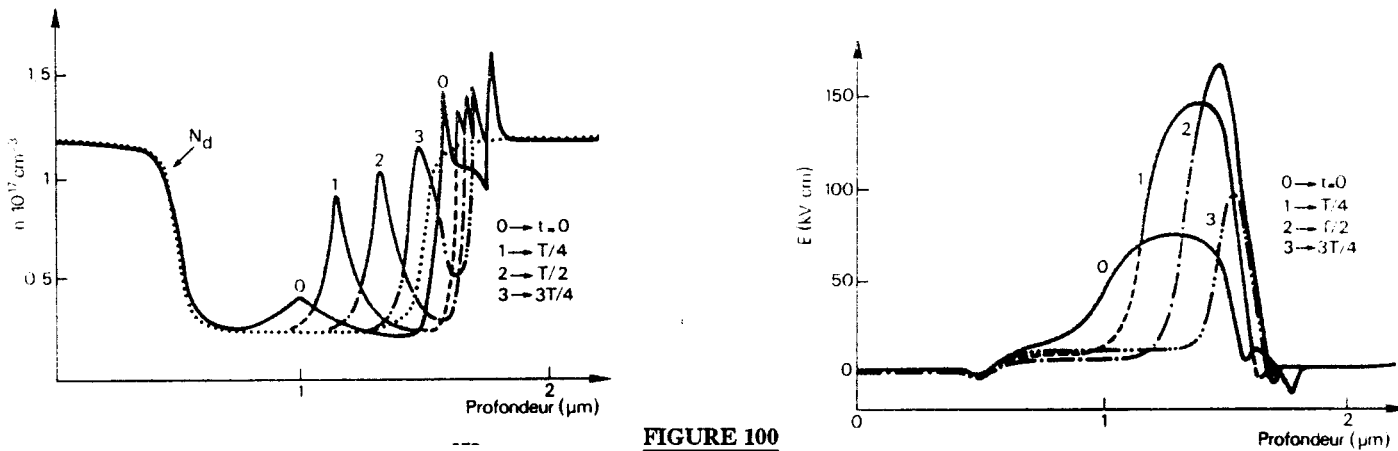


FIGURE 100

Profils obtenus par simulation numérique de l'effet Gunn dans une structure N⁺N⁺ N⁺ courte (d'après [I-29] et [I-31])

L'idée à la base de notre modèle repose sur la constatation que les configurations de champ électrique et de densité de charge dans une diode Gunn N⁺N⁺ N⁺ contenant un domaine chargé sont très analogues à celles que l'on rencontrerait au sein d'un condensateur plan dont l'armature cathodique serait le domaine lui-même et l'armature anodique la région N⁺ située à l'anode de la couche active N de la diode Gunn. En effet, dans un condensateur plan, les profils correspondants peuvent être schématisés par ceux de la figure 101.

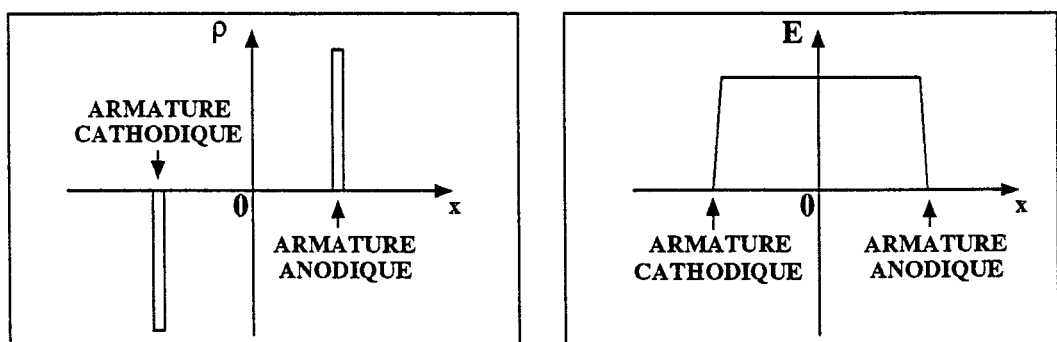


FIGURE 101

Profils de densité de charge et de champ électrique dans un condensateur plan

Cette idée est déjà sous-jacente dans le modèle de l'effet Gunn, développé au I.2, dans lequel on montre que la région à haut champ en aval du domaine se comporte un "isolant dynamique" de conductivité différentielle presque nulle, alors que la région amont est un milieu conducteur à conductivité ohmique. A partir de cette première idée, nous développons l'hypothèse que le comportement électrodynamique d'une diode Gunn N^+N N^+ dans laquelle s'est créé un domaine chargé est celui d'un condensateur plan dont les armatures cathodiques et anodiques sont respectivement le domaine lui-même et l'extrémité de la couche N^+ située à l'anode.

Au cours du transit du domaine, si l'on fait subir de manière instantanée à la tension présente aux bornes de la diode un incrément ΔV et que l'on analyse l'évolution des profils de densité de charge et de champ électrique, il est clair que le premier effet de l'incrément de tension se traduira par une augmentation du champ dans toute la structure. Cependant, très rapidement, le milieu situé en amont du domaine qui est un milieu conducteur à conductivité ohmique va réagir en agglutinant un supplément de charge ΔQ au domaine, et préserver son électroneutralité en prélevant une charge équivalente dans le réservoir que constitue la couche N^+ cathodique, laquelle va à son tour préserver son électroneutralité en s'appropriant, à travers le circuit électrique extérieur, une charge équivalente prélevée à l'anode de la structure. La durée de la partie de ce processus qui concerne la couche active de la diode et dont le bilan est un transfert de charge de la cathode vers le domaine, est fixée par la constante de temps de relaxation diélectrique du milieu amont au domaine. Pour InP dopé vers 10^{16}cm^{-3} , cette durée n'excède pas 10^{-13}s , ce qui signifie que la charge du condensateur domaine / anode suit quasi-instantanément les variations de la tension appliquée à la diode. Quant au courant qui circule dans le circuit extérieur du fait de l'incrément de tension, il se compose d'une première impulsion supposée infiniment brève qui permet la charge du condensateur qui correspondrait à l'ensemble de la couche active, immédiatement suivie d'une seconde impulsion extrêmement brève qui traduit la modification de la charge du domaine. Le signal de courant qui va circuler dans le circuit extérieur en réponse à un incrément de tension est donc essentiellement une impulsion ce qui signifie que la réponse courant / tension dynamique de la diode est basiquement de nature différentiatrice et traduit un comportement dynamique capacitif de la diode. Des considérations précédentes, il résulte qu'en régime dynamique, le comportement d'une diode Gunn N^+N N^+ peut être schématisé comme celui d'un condensateur plan dont l'armature cathodique est mobile et se déplace à la vitesse de transit du domaine.

A la naissance du domaine, la capacitance ($1/C$) de ce condensateur fictif, inverse de sa capacité, est maximale et la distance entre armatures est égale à la longueur de la couche active diminuée de l'extension de la zone morte. Au contraire, juste avant annihilation du domaine, cette capacitance atteint un minimum très marqué. La variation au cours du temps de la capacitance du condensateur fictif est donc périodique et présente une allure en "dents de scie" (*figure 102*). Sa fréquence de récurrence $f_0 = \omega_0/2\pi$ est égale à l'inverse du temps de transit du domaine.

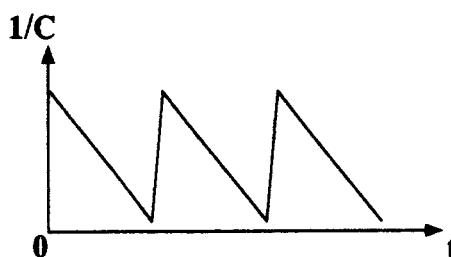


FIGURE 102

Allure de la variation temporelle de la capacitance dynamique de la diode Gunn

Si l'on réalise un circuit comprenant une diode Gunn $N^+N^-N^+$ en parallèle avec une inductance, on se retrouvera dans la configuration d'un oscillateur paramétrique capacité variable comme ceux qui ont été présentés dans le paragraphe précédent, à ceci près que le signal de pompe est un signal non plus sinusoïdal ou rectangulaire mais en "dents de scie".

V.5) DISCUSSION DU MODELE PARAMETRIQUE:

Le modèle développé exprime donc l'hypothèse qu'un oscillateur à effet Gunn est un système paramétrique pompé par l'oscillation de relaxation de densité de charge propre à l'effet Gunn. Comme dans les cas des oscillateurs paramétriques à signaux de pompe sinusoïdaux ou rectangulaires, on s'attend à ce qu'un tel oscillateur oscille spontanément dans des plages de fréquence d'extension limitée et approximativement centrées sur les harmoniques de la fréquence moitié de la fréquence f_0 de récurrence des domaines dans la diode. On s'attend aussi à ce que l'extension spectrale des plages d'oscillation soit croissante avec l'amplitude du signal de pompe qui représente le taux de modulation de la capacité "équivalente" à la diode Gunn en régime de transit.

Expérimentalement, il a été observé dans toutes les gammes de fréquence accessibles aux oscillateurs à diodes Gunn, et en particulier dans les oscillateurs qui ont été réalisés avec les diodes Gunn InP 100 GHz que nous avons étudiées, que l'on peut régler la fréquence d'oscillation dans une plage dont l'extension spectrale peut atteindre le quart de la fréquence centrale simplement en ajustant un terme réactif de l'impédance du circuit externe à la diode (court-circuit mobile dans le cas de l'oscillateur en cavité). L'interprétation de ce fait est simple dans le cadre de notre modèle. En ajustant le terme réactif, on modifie simplement la fréquence d'accord d'un circuit oscillant constitué du circuit extérieur et de la capacité moyenne de la diode et ce faisant, on effectue un balayage de Ω_0 . Si le niveau de modulation de la capacité est suffisant, on peut ainsi explorer une assez large gamme de fréquences d'oscillation.

Le fonctionnement en mode harmonique des oscillateurs à diodes Gunn a été observé expérimentalement dans une large gamme de fréquence.

Tous les oscillateurs à diodes Gunn GaAs N⁺N N⁺ utilisables vers 100 GHz fonctionnent d'ailleurs en harmonique 2. Rydberg [V-3] a publié récemment une étude dans laquelle il a fait osciller en régime harmonique des diodes Gunn InP N⁺N N⁺ fournies par Thomson, identiques à celles que nous avons étudiées au chapitre II. Il mentionne le fait qu'il a dû diminuer significativement le diamètre du résonateur radial pour optimiser la puissance émise en régime harmonique. Pour des diodes avec lesquelles des puissances d'émission de 70 mW avaient été obtenues en mode fondamental à 93 GHz, il a obtenu en mode harmonique 2, une puissance d'émission de 7 mW à 180 GHz et en mode harmonique 3 une puissance de 0,2 mW à 272 GHz.

Dans les deux cas la plage d'oscillation contrôlable s'étend sur plus de 40 GHz. Ces résultats sont compatibles avec un modèle d'oscillateur paramétrique à forte amplitude de modulation de la capacité pour lequel la largeur des plages d'oscillation est supérieure à celle des plages interdites.

Le principal désaccord avec les modèles publiés jusqu'alors se situe au niveau du rapport entre la fréquence de récurrence des domaines dans la diode Gunn et la fréquence d'oscillation de l'oscillateur. Le modèle classique à résistance différentielle négative prédit que la plage des fréquences d'oscillation en mode fondamental est centrée autour de la fréquence $f_0 = (1 / \tau)$, fréquence de récurrence des domaines dans la diode Gunn, alors que le modèle paramétrique prédit que le mode fondamental s'étend autour de $f_0/2$. La discussion expérimentale de ce point central tourne donc autour de la fréquence de récurrence des domaines dans les diodes Gunn N⁺N N⁺ que nous avons étudiées, ou encore autour de la durée du transit de ces domaines dans la couche active de la diode. Si l'on admet les résultats de modélisation qui tendent à démontrer qu'en régime de fonctionnement dans les diodes Gunn 100 GHz en question, la zone morte occupe la moitié de la couche active de la diode et que l'on prend 1 μm comme valeur typique de la longueur de cette couche active, on aboutit au fait que le transit des domaines chargés s'effectue sur une distance L de 0,5 μm . Si le modèle classique est le mieux adapté, il faut admettre que la vitesse de transit des domaines n'est que de $5 \cdot 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$ alors que cette vitesse doit être de 10^7 cm.s^{-1} si le modèle paramétrique s'applique. Nous disposons de deux familles résultats expérimentaux pour tenter de trancher entre ces deux hypothèses. L'une concerne la densité de courant mesurée dans des transistors MISFET InP de longueur de grille 1,5 μm réalisés dans notre laboratoire. Elle corroborée par de nombreux travaux antérieurs de notre laboratoire [V-5] ainsi que des travaux issus d'autres laboratoires [V-6],[V-7]. Les densités de courant mesurées ne sont compatibles qu'avec des vitesses de dérive électroniques égales ou un peu supérieures à $2 \cdot 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$.

Certes les mesures ont été effectuées pour la plupart en maintenant le support du composant à température ambiante et l'on observe bien une chute de la densité de courant lorsque l'on se place à forte tension drain / source et que le composant commence à chauffer. Cependant, d'une part, la résistance thermique entre couche active et ambiance des composants de test sur lesquels ces mesures ont été effectuées est extrêmement élevée et la température de la couche active de ces transistors aux fortes tensions de polarisation doit approcher celle de la couche active d'une diode Gunn en fonctionnement. D'autre part, la chute de courant observée à forte température et attribuée à une chute de la vitesse de dérive électronique ne représente qu'une fraction faible du courant présent à basse température et n'expliquerait pas le facteur 4 qui sépare la vitesse expérimentale et la vitesse compatible avec le modèle classique. Une autre explication ferait intervenir des phénomènes de survitesse. Il nous semble cependant admis que l'existence de tels phénomènes est l'apanage des transistors à effet de champ à grille courte, submicronique, et que l'on ne s'attend pas à de forts coefficients de survitesse dans des transistors à aussi forte longueur de grille que ceux sur lesquels ont été effectués les mesures sur lesquelles nous nous appuyons.

La deuxième série d'expériences auxquelles nous souhaitons faire référence concerne les densités de courant observées sur les diodes Gunn InP $N^+N N^+$. Pour des diodes dont la couche active est dopée vers 10^{16}cm^{-3} , la densité de courant observée en moyenne est de $3 \cdot 10^4 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$, cette moyenne résultant de mesures effectuées en impulsion sur plusieurs centaines de diodes issues de plusieurs dizaines de lots. Ici encore, la vitesse moyenne des porteurs que l'on peut déduire du calcul simple ($j = N_D \cdot e \cdot v$) nous amène à des vitesses proches de $2 \cdot 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$. Dans les diodes en fonctionnement en boîtier, on observe bien une chute de la densité de courant d'environ 30 % qui correspond à une vitesse moyenne électronique dans la diode en fonctionnement un peu supérieure à $10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, mais les valeurs observées ne coïncident vraiment pas avec une vitesse prédite de $5 \cdot 10^6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$.

Ces deux familles de résultats sont donc en accord raisonnable entre elles et constituent une base expérimentale à l'appui de l'hypothèse d'une vitesse de transit des domaines de l'ordre de $10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ à la température de la couche active de la diode en fonctionnement (200 à 250 °C). Une telle valeur de la vitesse nous semble devoir plaider en faveur du modèle paramétrique de l'oscillateur à diode Gunn $N^+N N^+$ et en défaveur du modèle classique qui suppose que la fréquence fondamentale de l'oscillateur est égale à celle qui régit la récurrence des domaines.

BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE I

- [I-1]: MICROWAVE OSCILLATIONS OF CURRENT IN III-V SEMICONDUCTORS
 J.B GUNN
SOLID STATE COMMUNICATIONS, VOL. 1, (1963), pp 88-91
- [I-2]: HISTORICAL BACKGROUND OF HOT ELECTRON PHYSICS
 C. HILSUM
SOLID STATE ELECTRONICS, VOL.21, (1978), pp 5-8
- [I-3]: TRANSFERRED ELECTRON AMPLIFIERS AND OSCILLATORS
 C. HILSUM
PROC. IRE, VOL. 52, (1962), p 185
- [I-4]: THE POSSIBILITY OF NEGATIVE RESISTANCE EFFECTS IN SEMICONDUCTORS
 B.K. RIDLEY and T.B WATKINS
PROC. PHYS. SOC. GB, VOL. 78, (1961), pp 293 - 304
- [I-5]: THEORY OF THE GUNN EFFECT
 H.KROEMER
PROC. IRE, VOL. 52, (1964), p 1736
- [I-6]: MECHANISM OF THE GUNN EFFECT FROM A PRESSURE EXPERIMENT
 A.R HUTSON and al.
PHYS. REV. LETTERS, VOL. 14, N°16, (1965), pp 639-641
- [I-7]: GUNN EFFECT IN CdTe
 G.W LUDWIG
IEEE TRANS. ON ELEC. DEVICES, VOL. ED 14, N°9, (1967), pp 547-551
- [I-8]: THE GUNN EFFECT AND CONDUCTION BAND STRUCTURE IN GaInSb ALLOYS
 J.C. Mc GRODDY, M.R LORENZ AND T.S. PLASKETT
 J.B GUNN
SOLID STATE COMMUNICATIONS VOL. 7, (1969) pp 901-903
- [I-9]: THE GUNN EFFECT UNDER IMPERFECT CATHODE BOUNDARY CONDITIONS
 H.KROEMER
IEEE TRANS. ELEC. DEV, VOL. ED-15, p 819, FEV (1968)
- [I-10]: THREE-LEVEL OSCILLATOR: A NEW FORM OF TRANSFERRED-ELECTRON DEVICE
 C.HILSUM and H.D REES
ELECTRONICS LETTERS, VOL.6, N°9, AVR. (1970), pp 277-278
- [I-11]: BULK NEGATIVE CONDUCTIVITY AND TRAVELLING DOMAINS IN N-TYPE GERMANIUM
 B.J ELIOTT, J.B GUNN, and J.C Mc GRODDY
APPLIED PHYSICS LETTERS VOL.11 N°8 (1967) pp 253-255
- [I-12]: NEGATIVE CONDUCTIVITY EFFECTS AND RELATED PHENOMENA IN GERMANIUM
 J.C. Mc GRODDY, M.I. NATHAN and J.E. SMITH
IBM JOURN. RES. DEV., SEPT (1969), pp 543-553
- [I-13]: NEGATIVE DIFFERENTIAL CONDUCTIVITY AND CURRENT OSCILLATION IN LIGHTLY
 DOPED N-TYPE SILICON
 M.H JORGENSEN, N.O GRAM and N.I MEYER
SOLID STATE COMMUNICATIONS VOL. 10, (1972), pp 337-340

- [I-14]: ANATOMY OF THE TRANSFERRED-ELECTRON EFFECT IN III-V SEMICONDUCTORS
B.K. RIDLEY
JOURNAL OF APPLIED PHYSICS, VOL.48, N°2, FEB (1977), pp 754-764
- [I-15]: THEORY OF NEGATIVE-CONDUCTANCE AMPLIFICATION AND OF GUNN INSTABILITIES IN
"TWO VALLEY" SEMICONDUCTORS
D.E Mc CUMBER and A.C CHYNOWETH
IEEE TRANS. ELEC. DEVICES, VOL. ED-13, N°1, JAN.(1966), pp 1-21
- [I-16]: THEORETICAL STUDY OF A GUNN DIODE IN A RESONANT CIRCUIT
J.A COPELAND
IEEE TRANS. ELEC. DEV, VOL. ED-14, N°2, FEB (1967)
- [I-17]: A REAPPRAISAL OF INSTABILITIES DUE TO THE TRANSFERRED ELECTRON EFFECT
D.JONES and H.D REES
J.PHYS. C: SOLID STATE PHYS., VOL.6, (1973), pp 1781-1793
- [I-18]: HIGH FIELD TRANSPORT IN GALLIUM ARSENIDE AND INDIUM PHOSPHIDE
W.FAWCETT and D.C HERBERT
J. PHYS C: SOLID STATE PHYS.,VOL.7, (1974), pp 1641-1654
- [I-19]: TEMPERATURE DEPENDANCE OF THE VELOCITY / FIELD CHARACTERISTIC OF
ELECTRONS IN InP
W.FAWCETT and G.HILL
ELECTRONICS LETTERS, VOL. 11, N°4, FEB. (1975)
- [I-20]: DETERMINATION OF THE VELOCITY / FIELD CHARACTERISTIC FOR n-TYPE INDIUM
PHOSPHIDE FROM DIPOLE-DOMAIN
MEASUREMENTS
B.A PREW
ELECTRONICS LETTERS, VOL. 8, N°24, NOV. (1972)
- [I-21]: CAPACITIVE PROBE MEASUREMENTS OF DIPOLE DOMAINS IN InP
P.N ROBSON, K.E. POTTER and A.MAJERFELD
IEEE TRANS. ON ELEC. DEVICES, ED-22, N°8, AOUT (1975)
- [I-22]: DIODES GUNN: PRINCIPES PHYSIQUES ET CALCULS DE SIMULATION
J.DE GROOT et A.MIRCEA
ACTA ELECTRONICA, VOL.15,N°3, (1972), pp 145-161
- [I-23]: HIGH EFFICIENCY MICROWAVE GENERATION IN InP
D.J.COLLIVER, K.W. GRAY and B.D. JOYCE
ELECTRONICS LETTERS, VOL. 8, N°1, JAN. (1972)
- [I-24]: INDIUM PHOSPHIDE: A SEMICONDUCTOR FOR MICROWAVE DEVICES
H.D REES and K.W GRAY
SOLID STATE AND ELECTRON DEVICES, VOL 1, N°1, SEPT. (1976), pp 1-8
- [I-25]: THE INFLUENCE OF BOUNDARY CONDITIONS ON CURRENT INSTABILITIES IN GaAs
M.P.SHAW, P.R.SALOMON and H.L.GRUBIN
IBM JOURN. RES. DEV.,VOL. 13, (1969), pp 587-590
- [I-26]: TRANSIT-TIME NEGATIVE CONDUCTANCE IN GaAs BULK EFFECT DIODES
M.P.SHAW, P.R.SALOMON and H.L.GRUBIN
IBM JOURN. RES. DEV.,VOL. 13, (1969), pp 587-590
- [I-27]: INDIUM PHOSPHIDE MILLIMETER WAVE TRANSFERRED ELECTRON OSCILLATORS
N.ASPLEY and al.
INST.PHYS. CONF. SER N°56, CHAP 7, GaAs & REL. COMP. (1980), pp 483-492

- [I-28]: INDIUM PHOSPHIDE MM-WAVE DEVICES AND COMPONENTS
BERIN FANK
MICROWAVE JOURNAL, APRIL (1984), pp 95-101
- [I-29]: CONTRIBUTION A L'ETUDE DES DISPOSITIFS A TRANSFERT ELECTRONIQUE EN GAMME MILLIMETRIQUE
M.R FRISCOURT
THESE DOCTEUR - INGENIEUR, LILLE, AVRIL (1982)
- [I-30]: OPTIMUM DESIGN OF N⁺N N⁺ InP DEVICES IN THE MILLIMETER RANGE. FREQUENCY LIMITATION, RF PERFORMANCES
M.R. FRISCOURT et P.A. ROLLAND
IEEE ELECTRON DEVICE LETTERS, VOL. EDL 4, N°5, MAI (1983)
- [I-31]: ETUDE DES DISPOSITIFS A TRANSFERT ELECTRONIQUE POUR LA GENERATION DE PUISSANCE EN GAMME MILLIMETRIQUE
M.R FRISCOURT
THESE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES, LILLE, MAI (1985)
- [I-32]: HIGH POWER, HIGH EFFICIENCY LP-MOCVD InP GUNN DIODES
M.A. POISSON, C.BRYLINSKI, G.COLOMER, J.P DUCHEMIN, F.AZAN, J.LACOMBE and al.
ELECTRONICS LETTERS, VOL 20, N°25/26, (1984) pp 1061-1062
- [I-33]: PHYSICS OF SEMICONDUCTOR DEVICES
S.M.SZE
ED. WILEY INTERSCIENCES, CHAP.11, pp 637 - 678
- [I-34]: PHYSIQUE DES MATERIAUX
Y.QUERE
ED. ELLIPSES, pp 30 - 90
- [I-35]: L'EFFET GUNN
P.GUETIN
L'ONDE ELECTRIQUE, VOL 48, N°496/497, (1968), pp 674-684
- [I-36]: TECHNOLOGIE DES DIODES GUNN
M.CATHELIN
ACTA ELECTRONICA, VOL 15, N°1, (1972) pp 69-81
- [I-37]: PHYSIQUE DE L'ETAT SOLIDE
C.KITTEL
ED. DUNOD (1983), p 182-201
- [I-38]: GROWTH OF III-VI COMPOUND SEMICONDUCTORS BY METALORGANIC MOLECULAR BEAM EPITAXY
N.TERAGUCHI, F.KATO, M.KONAGAI and K.TAKAHASHI
JAP. JOURN. APPL. PHYS, VOL 28, N°12, (1989), L 2134-2136
- [I-39]: ZnSe LIGHT-EMITTING DIODES
J.REN, K.A. BOWERS, B.SNEED and al.
R.M.KOLBAS
APPLIED PHYSICS LETTERS VOL.57, N°18 (1990), pp 1901-1903

BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE II

- [II-1]: GROWTH AND CHARACTERIZATION OF InP USING METALORGANIC CHEMICAL VAPOR DEPOSITION AT REDUCED PRESSURE
M.RAZEGHI and J.P DUCHEMIN
JOURNAL OF CRYSTAL GROWTH, N 64,(1983), pp 76-82
- [II-2]: IMPROVED MOBILITY IN InGaAsP ALLOYS USING HIGH TEMPERATURE LIQUID PHASE EPITAXY
J.L BENCHIMOL, M. QUILLEC and S. SLEMPKES
JOURNAL OF CRYSTAL GROWTH, VOL 64,(1983), pp 55 à 59
- [II-3]: THE GROWTH OF ULTRA PURE InP BY VAPOUR PHASE EPITAXY
L.L TAYLOR and D.A ANDERSON
JOURNAL OF CRYSTAL GROWTH, VOL 64,(1983), pp 55 à 59
- [II-4]: HIGH PURITY INDIUM PHOSPHIDE GROWN BY THE HYDRIDE TECHNIQUE
M.J. McCOLLUM, M.H KIM, S.S BOSE, B.LEE and G.E.STILLMAN
APPLIED PHYSICS LETTERS, VOL 53, N 19, 7 NOV.1988
- [II-5]: LUMINESCENCE AND TRANSPORT PROPERTIES OF HIGH QUALITY InP GROWN BY CBE BETWEEN 450°C AND 550°C
A.RUDRA, J.F.CARLIN, M.PROCTOR and M.ILEGEMS
(6th INT. CONF. MBE, AUG (1990), to be published in *J. of CRYSTAL GROWTH*)
- [II-6]: ORGANOMETALLIC GROWTH OF DEVICE QUALITY InP BY CRACKING OF TRIETHYLINDIUM AND PHOSPHINE AT LOW PRESSURE:
J.P DUCHEMIN, M.BONNET, G.BEUCHET and F. KOELSCH
INST. PHYS. CONF. SER., N 45, CHAP 1,(1979), p 10
- [II-7]: GROWTH AND CHARACTERIZATION OF InP USING METALORGANIC CHEMICAL VAPOR DEPOSITION AT REDUCED PRESSURE:
M.RAZEGHI and J.P DUCHEMIN
JOURNAL OF CRYSTAL GROWTH, VOL 64,(1983),pp 76 à 82
- [II-8]: GROWTH OF ULTRA-PURE AND SI DOPED InP BY LOW-PRESSURE METAL ORGANIC CHEMICAL VAPOUR DEPOSITION
M.A.DI FORTE-POISSON, C.BRYLINSKI and J.P.DUCHEMIN
APPLIED PHYSICS LETTERS, VOL 46, N 7, (1985), pp?
- [II-9]: VERY HIGH MOBILITY InP GROWN BY LOW PRESSURE METALORGANIC VAPOR PHASE EPITAXY USING SOLID TRIMETHYL INDIUM SOURCE:
L.D ZHU, K.T. CHAN, and J.M BALLANTYNE
APPLIED PHYSICS LETTERS, VOL 47, N 1, 1 JULY (1985)

[II-10]:GROWTH OF ULTRAPURE InP BY ATMOSPHERIC PRESSURE ORGANOMETALLIC VAPOR PHASE EPITAXY

C.H CHEN, M. KITAMURA, R.M COHEN and G.B STRINGFELLOW
APPLIED PHYSICS LETTERS, VOL 49, N°15, 13 OCT.(1986)

[II-11]:REACTOR DESIGN AND OPERATING PROCEDURES FOR InP BASED MOCVD:

EJ THRUSH, C.G CURETON, J.M TRIGG, J.P STAGG and B.R BUTLER
CHEMTRONICS, VOL2, JUNE (1987)

[II-12]:VERY HIGH PURITY InP EPILAYER GROWN BY METALORGANIC CHEMICAL VAPOR DEPOSITION

M. RAZEGHI, Ph.MAUREL, M.DEFOUR and F.OMNES
APPLIED PHYSICS LETTERS, VOL 52, N 2, 11 JANUARY (1988)

[II-13]:LP-MOCVD GROWTH OF InP AND GaInAs FOR MICROWAVE APPLICATIONS

M.A di FORTE-POISSON and C.BRYLINSKI
CHEMTRONICS, VOL 4, 4 MARCH (1989)

[II-14]:TONY JONES, EPICHEM u >300000 ou STC 400.000

[II-15]:ELECTRON MOBILITY AND FREE-CARRIER ABSORPTION IN InP ; DETERMINATION OF THE COMPENSATION RATIO

W.WALUKIEWICZ, J.LAGOWSKI and al.
JOURNAL OF APPLIED PHYSICS, VOL 51, N°15, MAY (1980)

[II-16]:DETERMINATION OF DONOR AND ACCEPTOR IMPURITY CONCENTRATIONS IN n-InP and n-GaAs

M.BENZAQUEN, K.MAZURUK, D.WALSH, A.J SPRINGTHORPE and C.MINER
JOURNAL OF ELECTRONIC MATERIALS, VOL 16, N 2, (1987)

[II-17]:ELECTRON MOBILITY AND COMPENSATION RATIOS IN HIGH-PURITY n-TYPE InP

A.TAGUSHI and S.YAMADA
J.APPL.PHYS, VOL 61, N°16, MARCH (1987)

[II-18]:VERY HIGH PURITY InP LAYERS GROWN BY ADDUCT-MOVPE

P.WOLFRAM, F.W REIER, and D.FRANKE with H. SCHUMANN
JOURNAL OF CRYSTAL GROWTH, VOL 96,(1989), pp 691-692

[II-19]:USE OF TERTIARYBUTYLPHOSPHINE FOR MOCVD OF HIGH PURITY InP

G.HAACKE and al
2ndCONF.ON InP and RELATED MATERIALS, (DENVER CO), APRIL (1990)

[II-20]:OMVPE GROWTH OF InP AND GaInAs USING ETHYLDIMETHYLINDIUM:

K.L FRY, C.P KUO, C.A LARSEN, R.M COHEN, and G.B STRINGFELLOW with A.MELAS (à compléter)

[II-21]:COMPARISON OF ETHYLDIMETHYLINDIUM (EDMIN) AND TRIMETHYLINDIUM (TMI_{ln}) FOR GaInAs and InP GROWTH BY LP-MOCVD:

J.KNAUF, D.SCHMITZ, G.STRAUCH, H.JURGENSEN, and M.HEYEN
JOURNAL OF CRYSTAL GROWTH, VOL 93,(1988), pp 34 à 40

**[II-22]:GROWTH OF INDIUM PHOSPHIDE BY METALORGANIC VAPOR PHASE EPITAXY
USINGDIMETHYL (3- DIMETHYLAMINOPROPYL) INDIUM AS A NEW INDIUM SOURCE:**

A. MOLASSIOTI, M. MOSER, A. STAPOR, and F.SCHOLTZ
with M. HOSTALEK and L. POHL
APPLIED PHYSICS LETTERS, VOL 54, N 9, 27 FEB.(1989)

[II-23]: THE MOCVD CHALLENGE (VOLUME 1)

M.RAZEGHI
ED. ADAM HILGER (1989)

[II-24]:LP-MOCVD GROWTH, CHARACTERIZATION, AND APPLICATION OF InP MATERIAL

M.RAZEGHI
SEMICONDUCTORS AND SEMIMETALS, VOL 31, (1990)
ED. ACADEMIC PRESS

[II-25]:CRYSTAL DEFECT STUDY IN III-V COMPOUND TECHNOLOGY

A.M.HUBER and C.GRATTEPAIN
PROC.15thCONF.DEF.SEMIC.(BUDAPEST,HUNGARY), AUG (1988)

[II-26]:DEFECT CHARACTERIZATION IN InP LAYERS GROWN BY LP-MOCVD

A.M.HUBER, J.Di PERSIO, M.A.Di FORTE-POISSON, C.BRYLINSKI, R.BISARO, C.GRATTEPAIN
and O.LAGORSSE
PROC.CONF.SPIE, VOL 796, MARCH (1987), pp 182-186

[II-27]:GERMANIUM DOPING OF InP FILMS GROWN BY LIQUID PHASE EPITAXY

B.H CHIN and R.E FRAHM
J.OF ELECTROCHEM. SOCIETY, (1984) (à compléter)

[II-28]:TIN-DOPED N⁺ InP AND GaInAs GROWN BY ATMOSPHERIC-PRESSURE MOCVD

C.J PINZONE, N.D GERRARD, R.D DUPUIS, N.T HA, and H.S LUFTMAN
ELECTRONICS LETTERS, VOL 25, N 19, 14th SEPT. (1989)

[II-29]:INDIUM PHOSPHIDE CHLORIDE VAPOUR PHASE EPITAXY - A REAPPRAISAL

P.L. GILES, P.DAVIES and N.BH. HASDELL
JOURNAL OF CRYSTAL GROWTH, VOL 64,(1983), pp 60 à 67

[II-30]:DOPING STUDIES FOR InP GROWN BY ORGANOMETALLIC VAPOR PHASE EPITAXY

C.C HSU, J.S YUAN, R.M COHEN and G.B STRINGFELLOW
JOURNAL OF CRYSTAL GROWTH, VOL 74,(1986), pp 535 à 542

[II-31]:EVIDENCE OF AMPHOTERIC BEHAVIOR OF Si IN VPE InP

G.S POMRENKE
JOURNAL OF CRYSTAL GROWTH, VOL 64, (1983), pp 158-164

[II-32]: (VAN DER PAUW EFFET HALL)

[II-33]:THE HALL SCATTERING FACTOR IN InP

N.ASFLEY, D.A ANDERSON and J.B MORRISON
SEMIC.SCIENC.TECH, VOL 2, (1987), pp 44 à 49

**[II-34]:APPLICATIONS OF ELECTROCHEMICAL METHODS FOR SEMICONDUCTOR
CHARACTERIZATION**

T.AMBRIDGE, J.L STEVENSON and R.M REDSTALL
J.ELECTROCHEM.SOC: SOLID STATE SCIENC.TECH, JAN. (1980)

[II-35]: CAPACITANCE-VOLTAGE PROFILING AND THE CHARACTERIZATION OF II-V SEMICONDUCTORS USING ELECTROLYTE BARRIERS

P.BLOOD

THE INSTITUTE OF PHYSICS, (1986)

[II-36]: SILANE PYROLYSIS RATES FOR MODELING OF CHEMICAL VAPOR DEPOSITION

J.S MEYERSON, J.M JASINSKI

JOURNAL OF APPLIED PHYSICS, VOL 61, N 2, 15 JANUARY (1987)

[II-37]: SI INCORPORATION IN InP USING A DISILANE SOURCE IN METALORGANIC VAPOUR PHASE EPITAXY AT ATMOSPHERIC PRESSURE

B. ROSE, C. KAZMIERSKI, D. ROBEIN, and Y. GAO

JOURNAL OF CRYSTAL GROWTH, VOL 94, (1989), pp 762-766

[II-38]: SILICON INCORPORATION IN InP DURING LP - MOCVD USING DISILANE

C. BLAAUW, F.R SHEPHERD, C.J MINER and A.J SPRINGTHORPE

JOURNAL OF ELECTRONIC MATERIALS, VOL 19, N°1, (1990)

[II-39]: COMMUNICATION ORALE

2nd EUROPEAN WORKSHOP ON MOCVD, (1988), St ANDREWS, [UK]

[II-40]: LOW-PRESSURE METALORGANIC CHEMICAL VAPOR DEPOSITION GROWTH AND CHARACTERIZATION OF δ -DOPED InP

M.A Di FORTE-POISSON, C. BRYLINSKI and E. BLONDEAU

D. LAVIELLE and J.C PORTAL

APPLIED PHYSICS LETTERS, VOL 66, N 2, 15 JUL. (1989)

[II-41]: CHARACTERIZATION OF SI δ -DOPED InP GROWN BY LOW-PRESSURE METALORGANIC CHEMICAL VAPOR DEPOSITION

M.A Di FORTE-POISSON, C. BRYLINSKI and J. FAVRE

D. LAVIELLE and J.C PORTAL

to be presented at 3rd INT. CONF. InP and REL. MAT., CARDIFF (UK), APRIL (1991)

[II.42]: (BANC DE MESURE DE BRUIT 94 GHz) REF ROLLAND

BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE III

- [III.1]: CATHODE CONTACT EFFECTS IN InP TRANSFERRED ELECTRON OSCILLATORS
 D.J. COLLIVER, K.W. GRAY and al.
PROC. (1972) SYMP. on GaAs, PAPER 30, pp 286-294
- [III.2]: HIGH EFFICIENCY InP TRANSFERRED ELECTRON OSCILLATORS
 D.J. COLLIVER, L.D. IRVING, J.E. PATTISON and H.D. REES
ELECTRONICS LETTERS, VOL 10, N° 11, 30th MAY (1974)
- [III.3]: METAL-SEMICONDUCTOR CATHODE STRUCTURES WITH ENHANCED INJECTION EFFICIENCY
 P.C. MOUTOU, J.J. GODART and J. MONTEL
J.VAC.SCI.TECHNOL., VOL 13, N° 4, JULY/AUG. (1976)
- [III.4]: INDIUM PHOSPHIDE MM-WAVE DEVICES AND COMPONENTS
 B. FANK
MICROWAVE JOURNAL, APRIL (1984), pp 95-101
- [III.5]: ETUDE DES DISPOSITIFS A TRANSFERT ELECTRONIQUE POUR LA GENERATION DE PUISSANCE EN GAMME MILLIMETRIQUE
 M.R. FRISCOURT
THESE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES, LILLE, MAI (1985)
- [III.6]: HETEROJUNCTION CATHODE CONTACT TRANSFERRED-ELECTRON OSCILLATORS
 M.R. FRISCOURT, P.A. ROLLAND and M. PERNISEK
IEEE ELECTRON DEVICE LETTERS, VOL EDL-6, N° 10, pp 497-499 (1985)
- [III.7]: GaAs MONOLITHIC TRANSFERRED-ELECTRON DEVICES FOR MILLIMETER WAVE APPLICATIONS
 P.A. ROLLAND, A. CAPPY, M.R. FRISCOURT
IEEE. SYMP. MTT-5, SAINT-LOUIS (USA) (1985)
- [III.8]: MILLIMETER-WAVE InP LATERAL TRANSFERRED-ELECTRON OSCILLATORS
 S.C. BINARI, R.E. NEIDERT, H.L. GRUBIN and K.E. MEISSNER
IEEE. TRANS. MICROWAVE THEORY and TECH., VOL 36, N° 12, DEC. (1988)
- [III.9]: SPACE CHARGE EFFECTS ON HETEROJUNCTION CATHODE AlGaAs GUNN OSCILLATORS
 A. AL OMAR, J.P. KRUSIUS, Z. GREENWALD and al.
PROC IEEE/CORNELL CONF ADV. CONC. HIGH SPEED SEMIC. DEV. AND CIRC. N° IEEE 97CH2526-2, pp 365-372, (1987)
- [III.10]: THE EFFECT OF HIGH ENERGY INJECTION ON THE PERFORMANCE OF mm-WAVE GUNN OSCILLATOR
 Z. GREENWALD, D. WOODARD, A.R. CALAWA and L.F. EASTMAN
SOLID-STATE ELECTRONICS, VOL 31, N° 7, pp 1211-1214, (1988)
- [III.11]: ADVANCES IN HOT ELECTRON INJECTOR GUNN DIODES
 H. SPOONER and N.R. COUCH
GEC JOURNAL OF RESEARCH, VOL 7, N° 1, (1989)
- [III.12]: HIGH-PERFORMANCE, GRADED AlGaAs INJECTOR, GaAs GUNN DIODES AT 94 GHz
 N.R. COUCH, H. SPOONER and al.
IEEE ELECTRON DEVICE LETTERS, VOL 10, N° 7, JULY (1989)

[III.13]: W-BAND GaAs CAMEL-CATHODE GUNN DEVICES PRODUCED BY MBE
R.B. BEALL, S.J. BATTERSBY, P.J. GRECIAN
ELECTRONICS LETTERS, VOL 25, N° 13, 22nd JUNE (1989)

**[III.14]: MEASUREMENT OF InP/In_{0.53}Ga_{0.47} AND In_{0.52}Al_{0.48}As HETEROJUNCTION BAND OFFSETS
BY X-RAY PHOTOEMISSION SPECTROSCOPY**
J.R. WALDROP, E.A. KRAUT, C.W. FARLEY and R.W. GRANT
JOURNAL OF APPLIED PHYSICS, VOL 69, N° 1, 1 JAN. (1991)

[III.15]: HIGH-PERFORMANCE SECOND-HARMONIC OPERATION W-BAND GaAs GUNN DIODES
S.J. TENG and R.E. GOLDWASSER
IEEE ELEC. DEVICE LETTERS, VOL 10, N° 9, SEPT. (1989)

BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE I

- [IV-1]: **LOW-PRESSURE METALORGANIC CHEMICAL VAPOR DEPOSITION OF InP AND RELATED COMPOUNDS**
M.RAZEGHI, M.A. POISSON, J.P. LARIVAIN and J.P. DUCHEMIN
JOURNAL OF ELECTRONIC MATERIALS, VOL 12, N 2, (1983)
- [IV-2]: **LP-MOCVD MULTIPLEXED SWIR $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ PHOTODIODE ARRAYS FOR SPOT IV SATELLITE**
M.A. diFORTE POISSON, C.BRYLINSKI AND P.POULAIN
J.P. MOY, M. VILLARD, S.CHAUSSAT, J. DECACHARD and B.VILOTITCH
INST. PHYS. CONF. SER. N 91, CHAP. 7, (HERAKLION GREECE 1987)
- [IV-3]: **ELECTRON TRANSPORT IN COMPOUND SEMICONDUCTORS**
B.R. NAG
SPRINGER SERIES IN SOLID-STATE SCIENCES 11, (1980)
ED. SPRINGER VERLAG
- [IV-4]: **B. VILOTITCH**
(COMMUNICATION PRIVEE, RESULTATS NON PUBLIES)
- [IV-5]: **ETUDE PAR MICROSCOPIE ELECTRONIQUE EN TRANSMISSION DES DEFAUTS STRUCTURAUX INDUITS PAR LES CONTRAINTES DANS LES HETEROSTRUCTURES $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As} / \text{InP}$ ET $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As} / \text{GaAs}$**
C.HERBEAUX
THESE DE DOCTORAT, UNIVERSITE DE LILLE, JUIN (1990)
- [IV-6]: **C-V MEASUREMENTS AND MODELISATION OF $\text{GaInAs} / \text{InP}$ HETEROINTERFACE WITH TRAPS**
K.KAZMIERSKI, P.PHILIPPE, P.POULAIN and B.de CREMOUX
JOURNAL OF APPLIED PHYSICS, VOL 61, N 5, 1 MARCH (1987)
- [IV-7]: **CONDUCTION AND VALENCE BAND OFFSET IN $\text{GaAs} / \text{GaInP}$ SINGLE QUANTUM WELL GROWN BY METALORGANIC CHEMICAL VAPOR DEPOSITION**
D.BISMAS, N. DEBBAR, AND P. BATTACHARAYA
M.RAZEGHI, M.DEFOUR, AND F.OMNES
APPLIED PHYSICS LETTERS, VOL 56, N 9, 26 FEB. (1990)
- [IV-8]: **CHEMICAL ORDERING IN GaInP SEMICONDUCTOR ALLOY GROWN BY METALORGANIC VAPOR PHASE EPITAXY**
P.BELLON, J.P.CHEVALLIER, AND G.P. MARTIN
E.DUPONT-NIVET, C.THIEBAUT, AND J.P. ANDRE
APPLIED PHYSICS LETTERS, VOL 52, N 7, 26 FEB. (1988)
- [IV-9]: **STUDIES OF GaInP LAYERS GROWN BY METALORGANIC VAPOR PHASE EPITAXY; EFFECTS OF V/III RATIO AND GROWTH TEMPERATURE**
A. GOMYO, K. KOBAYASHI, S.KAWATA, I.HINO AND T.SUZUKI
JOURNAL OF CRYSTAL GROWTH, VOL 77, pp 367-373 (1986)
- [IV-10]: **LONG-RANGE ORDER IN $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$**
T.S. KUAN, W.I. WANG, and E.L. WILKIE
APPLIED PHYSICS LETTERS, VOL 51, N 1, 6 JULY (1987)
- [IV-11]: **STUDY ON MICROSTRUCTURE OF ORDERED InGaAs CRYSTALS GROWN ON (110) InP SUBSTRATES BY TRANSMISSION ELECTRON MICROSCOPY**
O.UEDA, Y.NAKATA and T.FUJII
APPLIED PHYSICS LETTERS, VOL 58, N 7, 18 FEB. (1991)

BIBLIOGRAPHIE CHAPITRE V

[V-1]: PROPAGATION DES ONDES DANS LES MILIEUX PERIODIQUES

L.BRILLOIN, M.PARODI
ED. MASSON / DUNOD (1956)

[V-2]: HILL'S EQUATION

W.MAGNUS, S. WINKLER
ED. WILEY INTERSCIENCE (1966)

[V-3]: HIGH EFFICIENCY AND OUTPUT POWER FROM SECOND AND THIRD HARMONIC

MILLIMETER WAVE InP TED OSCILLATORS AT FREQUENCIES ABOVE 170 GHz

A.RYDBERG
IEEE ELEC. DEV. LETT., VOL 11, N°10, (OCT 1990)

[V-4]: THEORETICAL CONTRIBUTION TO THE DESIGN OF MILLIMETER-WAVE TEO's

M.R.FRISCOURT, P.A.ROLLAND, A.CAPPY, E.CONSTANT and G.SALMER
IEEE ELEC. DEV. LETT., VOL ED-30, pp 223-229, (1983)

