

N° d'ordre :

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

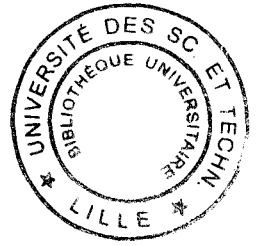
Pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : **ELECTRONIQUE**

Par

Fouad DRIOUCH



Nouvelles applications hyperfréquences et optoélectroniques des transistors à transfert électronique FECTED

Soutenue le 29 Juin 1998 devant la commission d'examen

- | | | |
|-------------------|-------------------|--------------------|
| Membres du jury : | Mr E. CONSTANT | Président |
| | Mr J. P. VILLOTTE | Rapporteur |
| | Mr J. C. MOLLIER | Rapporteur |
| | Mr C. DALLE | Directeur de thèse |
| | Mr P. A. ROLLAND | Examineur |
| | Mr D. DECOSTER | Examineur |
| | Mr D. BOURREAU | Examineur |

A ma famille
A mes amis
A tous ceux que j'aime

Remerciement

Ce travail a été réalisé au Département Hyperfréquences et Semi-conducteurs (D.H.S.) dirigé par Monsieur le Professeur P. A. ROLLAND, de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord (I.E.M.N.) dirigé par Monsieur le Professeur G. SALMER, à l'Université des Science et Technologies de Lille (U.S.T.L.).

Je remercie vivement Monsieur le Professeur E. CONSTANT, Professeur à l'Université de Lille 1, qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

Je tiens à exprimer ma plus vive reconnaissance envers Monsieur C. DALLE, chargé de recherche au C.N.R.S., qui a assuré la direction de ce travail. Son soutien continu, ses compétences scientifiques, sa grande disponibilité et ses encouragements m'ont permis de mener à bien mes travaux de recherches.

J'exprime mes plus sincères remerciements à Monsieur J. P. VILLOTTE, Professeur à l'Université de Limoges, et Monsieur J. C. MOLLIER, Professeur à l'E.N.S.E.A. de Toulouse, qui me font l'honneur de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.

Je voudrais remercier Monsieur le Professeur P. A. ROLLAND, qui dirige le département D.H.S. de l'I.E.M.N. et Monsieur le Professeur D. DECOSTER, qui dirige l'équipe Optoélectronique du D.H.S. pour l'honneur qu'ils m'accordent en acceptant d'examiner ce travail au sein du jury de thèse.

Je remercie également Monsieur D. BOURREAU, enseignant-chercheur à l'E.N.S.T.B. de Brest, d'avoir bien accepté de participer à ce jury d'examen.

J'adresse une reconnaissance particulière à M. R. FRISCOURT, chargée de recherche au CNRS, pour ses qualités humaines, sa richesse scientifique et ses conseils

qui m'ont beaucoup aidé à mener ce travail. Je lui exprime mes remerciements de tout cœur.

Mes remerciements vont également à l'ensemble de l'équipe de technologie du D.H.S. qui a assuré la partie expérimentale de cette étude, et en particulier à Monsieur B. GRIMBERT, Monsieur D. VANDERMOERE de la microélectronique, E. DELOS de la centrale de caractérisation pour leur aide et leur disponibilité.

Je remercie Messieurs J. C. JENNEQUIN, P. MICHON et J. C. ANDRIES de l'atelier de mécanique, ainsi que Monsieur J. P. DEHORTER qui a assuré la reproduction de ce manuscrit.

Enfin, je ne saurais oublier mes amis et collègues du deuxième étage à qui je présente mes remerciements pour la sympathie qu'ils m'ont témoigné.

Table des matières

Table des matières

Table des matières	I
Introduction générale	1
CHAPITRE I	
Modélisation des circuits à transistor FECTED	3
1. Résumé des travaux antérieurs sur les dispositifs à effet Gunn.....	3
1.1 Modélisation de la dynamique électronique dans les diodes Gunn.....	3
1.2 Comparaison et choix des matériaux.....	4
1.3 Contacts de cathode.....	5
1.4 Modes de fonctionnement de la diode Gunn.....	6
1.5 Diode Gunn de structure planaire ou transistor à transfert électronique.....	7
2. Description du transistor à transfert électronique (FECTED).....	8
2.1 Structure.....	8
2.2 Fonctions électriques.....	9
3. Modélisation électrique temporelle des circuits à transistor FECTED.....	11
3.1 Modèle physique numérique du transistor FECTED.....	12
3.1.1 Origine de la formulation du modèle macroscopique.....	14
3.1.2 Résolution de l'équation de Boltzmann.....	14
3.1.3 Modèle quasi-bidimensionnel.....	19
3.2 Modèle électrique temporel du circuit.....	28
3.2.1 Méthode de résolution.....	28
3.2.2 Modélisation du circuit en régime purement sinusoïdal.....	30
3.2.3 Modélisation électrique temporelle d'un oscillateur à transistor FECTED en régime quelconque.....	33
4. Conclusion.....	38
Bibliographie Chapitre I	39

CHAPITRE II

Etude d'optimisation du transistor FECTED en régime d'oscillations libres dans la bande des fréquences millimétriques.....	43
1. Modes de fonctionnement du transistor FECTED.....	43
1.1 Origine des différents modes de fonctionnement	43
1.2 Mode à couche dipolaire et temps de transit	46
2. Etude d'optimisation de la structure du transistor FECTED en régime d'oscillations continues.....	48
2.1 Position du problème	48
2.2 Modèle thermique du transistor FECTED	50
2.3 Etude de l'influence des grandeurs géométriques et technologiques du transistor FECTED sur ses performances hyperfréquences intrinsèques	53
2.3.1 Influence des caractéristiques technologiques de la structure du FECTED ...	53
2.3.2 Influence des conditions de fonctionnement	60
3. Résultats d'optimisation de la structure du transistor FECTED	64
3.1 Objectif	64
3.2 Optimisation du composant en GaAs à la fréquence de 33 GHz	65
3.2.1 Mode de fonctionnement à un seul transit.....	65
3.2.2 Mode de fonctionnement à deux transits	69
3.3 Optimisation du transistor FECTED GaAs aux fréquences 60, 77 et 94 GHz.....	71
3.4 Structures et performances optimales des composants à l'InP et au GaInAs.....	73
3.5 Comparaison des performances du FECTED en GaAs, InP et GaInAs	75
Bibliographie Chapitre II.....	78

CHAPITRE III

Applications hyperfréquences et optoélectroniques des oscillateurs à transistor FECTED.....	80
1. Réalisation technologique du transistor FECTED.....	80
1.1 Réalisation des couches épitaxiées.....	80
1.2 Processus de réalisation du transistor FECTED.....	81
1.2.1 Topologie des transistors réalisés.....	81
1.2.2 Le contact Ohmique.....	82
1.2.3 L'isolation.....	83
1.2.4 La gravure du recess et le dépôt de grille.....	83
1.2.5 L'épaississement des contacts métalliques.....	83
1.2.6 L'amincissement.....	84
2. Caractérisation en régime statique des transistors.....	84
2.1 Mesure de la mobilité de Hall.....	87
3. Application en régime continu d'oscillations libres.....	88
3.1 Circuit de charge à éléments localisés.....	89
3.1.1 fonctionnement du FECTED en présence de son circuit de charge.....	89
3.1.2 influence des différents éléments du circuit de charge sur les performances de l'oscillateur.....	91
3.1.3 Optimisation du circuit à la fréquence <i>33 GHz</i>	94
3.2 Caractérisation des performances en oscillations à la fréquence de 33 GHz.....	95
3.2.1 Circuit avec transition de sortie microruban/guide d'onde.....	95
3.2.2 Circuit avec transition de sortie microruban/guide coaxial.....	102
3.2.3 cellule en ligne coplanaire avec mesures directes sous pointes.....	105
3.2.4 Conclusion.....	106
4. Nouvelles applications du transistors FECTED.....	107
4.1 Applications optoélectroniques.....	107
4.1.1 Eclairage du transistor FECTED par un faisceau optique.....	107
4.1.2 Effets résultant de l'éclairage du transistor FECTED par un faisceau laser continu.....	110

4.1.3 verrouillage par injection optique.....	112
4.1.4 Oscillateur-mélangeur optique/microonde	114
4.1.5 Liaison optique/microonde émettrice de courte portée.....	116
4.2 Applications hyperfréquences : radars millimétriques à émission continue.....	119
4.2.1 Radar EC-MF à modulation par saut de fréquence.....	120
4.2.2 Radar EC-MF à modulation linéaire en toit	122
5. Conclusion.....	125
Bibliographie Chapitre III.....	127
Conclusion générale.....	129

Introduction générale

Introduction générale

La réponse à l'essor des systèmes de traitement de l'information au sens large va nécessairement impliquer une exploitation maximale du spectre hertzien. C'est ainsi que nous observons actuellement un développement rapide des systèmes de communication microondes et opto/microondes dans les bandes de fréquence jusqu'à présent encore peu utilisées dans les applications civiles comme celle relative aux ondes millimétriques. Ce développement devra répondre aux défis technologiques posés par l'augmentation de la complexité des fonctions de l'électronique réalisées conduisant notamment à une intégration massive. Il devra aussi répondre aux défis d'ordre plus économiques comme ceux liés aux coûts de production et à la durée de vie des produits. Le développement des circuits électroniques actifs à l'état solide en onde millimétrique a initialement reposé sur des solutions utilisant des dipôles tels que les diodes A.T.T., Gunn, PIN etc.. . Aujourd'hui, les efforts portent principalement sur les solutions permettant la réalisation de circuits intégrés monolithiques. Ils utilisent en majorité des transistors à effet de champ et bipolaires présentant une structure planaire compatible avec cette intégration. La montée en fréquence de ces composants passe cependant souvent par l'utilisation de solutions technologiques complexes et donc coûteuses. Ces difficultés laissent donc encore la voie libre dans les laboratoires de recherche à l'étude et au développement de structures originales.

C'est ainsi que l'objet de ce travail porte sur l'étude de faisabilité à la fois théorique et expérimentale de circuits basés sur l'utilisation de transistors à transfert électronique FECTED (Field Effect Cathode Transferred Electron Device) comme élément actif dans le cadre d'applications classiques comme la réalisation d'oscillateurs stables millimétriques de moyenne puissance, mais surtout d'applications plus novatrices comme la réalisation de radars millimétriques de courte portée de conception simple et celle de circuits optoélectroniques.

Ainsi, le premier chapitre de cette thèse, débute par un historique des travaux menés antérieurement sur ce type de composant. Ils concernent principalement la génération de

moyenne puissance dans la gamme des longueurs d'ondes millimétriques. Puis, nous faisons une description détaillée des modèles électriques temporels spécifiques que nous avons utilisé pour étudier le fonctionnement global des circuits à transistor FECTED. Dans ces deux modèles de circuit, la modélisation du transistor FECTED repose sur un modèle physique numérique bipolaire quasi-bidimensionnel hydrodynamique de type "Energie".

Le second chapitre est consacré à l'étude d'optimisation de la structure du transistor et de ses performances en régime continu d'oscillations dans la gamme des fréquences millimétriques. Nous présentons la méthodologie que nous avons adoptée pour effectuer cette étude. Nous présentons ensuite les tendances générales de l'influence des différentes grandeurs géométriques et technologiques du transistor ainsi que ses conditions de fonctionnement sur ses performances hyperfréquences potentielles. Nous définissons ensuite la structure optimale du FECTED aux fréquences 33, 60, 77 et 94 GHz pour le GaAs et InP, et à 29 et 38 GHz pour le GaInAs, ainsi que les performances théoriques optimales attendues dans chacun des cas considérés.

Le troisième chapitre traite des aspects concernant les différentes applications que nous avons étudié. Il commence par une description de la procédure de réalisation technologique de transistors prévus pour un fonctionnement à 33 GHz, suivie d'une présentation des résultats de leur caractérisation en régime statique. Nous donnons ensuite les résultats de l'étude théorique du fonctionnement global et de la conception de l'oscillateur associé. Puis, nous présentons les résultats de mesures expérimentales des différents circuits considérés. La seconde partie de ce chapitre est consacrée à l'étude théorique de nouvelles applications du transistor FECTED et aux premiers résultats expérimentaux obtenus. Les applications optoélectroniques concernent la possibilité de réalisation d'oscillateurs millimétriques commandés optiquement, de mélangeur optique/millimétrique et de dispositif permettant la transposition de la composante modulée à basse fréquence d'un signal optique sur la porteuse de l'oscillateur hyperfréquence. Les applications hyperfréquences concernent plus particulièrement la faisabilité de réalisation de radars millimétriques EC-MF de courte portée de conception simple.

Chapitre I

CHAPITRE I

Modélisation des circuits à transistor FECTED

1. Résumé des travaux antérieurs sur les dispositifs à effet Gunn

En 1963, J.B. Gunn observe pour la première fois des oscillations haute fréquence en soumettant à de forts champs électriques des structures à l'Arséniure de Gallium (GaAs) et au Phosphore d'Indium (InP) [1]. Ce phénomène est typique des matériaux semi-conducteurs présentant une structure de bande de conduction multivallée. La nature exacte de "l'effet Gunn" a été ensuite identifiée en 1964 par Kroemer. Celui-ci a jeté les bases du fonctionnement des composants à effet Gunn dont les concepts clefs sont le transfert électronique, l'accumulation d'électrons et le transit de domaines chargés [2]. Dès lors, de nombreuses études théoriques et expérimentales ont été consacrées aux diodes Gunn et à leurs applications en oscillation et en amplification en ondes centimétriques et millimétriques.

1.1 Modélisation de la dynamique électronique dans les diodes Gunn

Les premières études théoriques des dispositifs à effet Gunn ont été menées à l'aide de modèles physiques stationnaires. Dans ces modèles, la description du transport des électrons dans la structure repose sur leur caractéristique de vitesse statique $v(E)$ qui traduit le fait que la vitesse de dérive des électrons n'est principalement fonction que du seul champ électrique instantané.

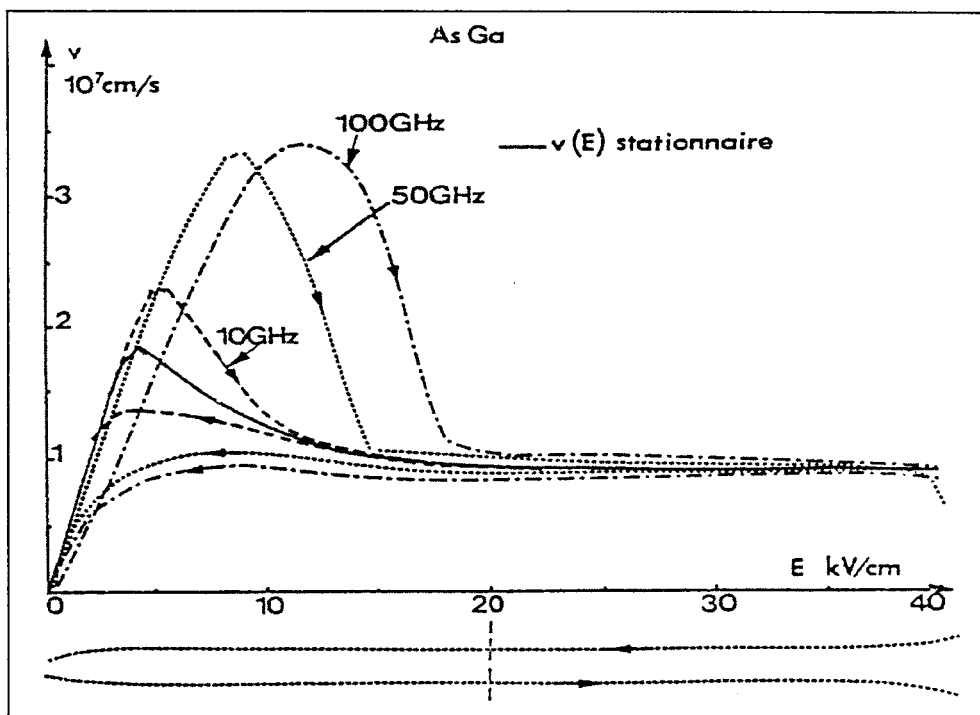


Figure I-1 : Influence des phénomènes de dynamique électronique non stationnaire sur l'évolution de la caractéristique $v(\varepsilon, E)$.

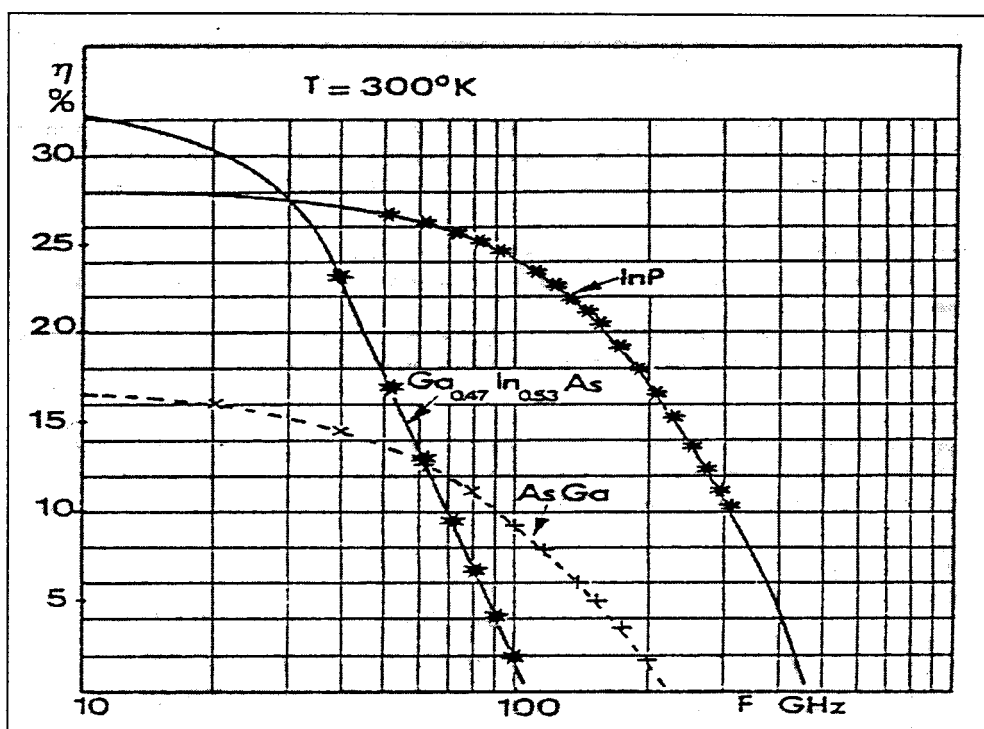


Figure I-2 : Evolutions fréquentielles du rendement théorique maximal en régime non stationnaire pour le GaAs, l'InP et le GaInAs à 300 K.

Les résultats obtenus à l'aide de ce type de modèle se sont montrés satisfaisants en gamme de longueurs d'onde centimétriques. Cependant, lorsque le champ électrique présente des variations spatiales très brutales ou des variations temporelles très rapides, comme il peut être observé dans les structures destinées au fonctionnement dans la bande millimétrique, l'énergie ε des électrons ne peut suivre instantanément les évolutions du champ électrique. Leur dynamique présente donc un caractère non stationnaire. L'influence de ces phénomènes peut être clairement mise en évidence lorsque l'on étudie le déplacement des électrons dans le volume d'un matériau semi-conducteur III-V soumis à l'action d'un champ électrique spatialement uniforme variant sinusoïdalement dans le temps. La figure I-1 [3] montre que plus le rythme de variation du champ électrique augmente plus la vitesse moyenne $v(E, \varepsilon)$ en fonction du champ électrique diffère de la caractéristique $v(E)$ statique stationnaire. Il apparaît donc nécessaire de tenir compte de ces phénomènes dans une modélisation plus fine et réaliste.

1.2 Comparaison et choix des matériaux

Les propriétés physiques du matériau semi-conducteur constituant la couche active de la diode Gunn influencent fortement ses performances. Le choix de ce matériau est guidé par des considérations qui peuvent se résumer en un compromis entre un rapport important entre la vitesse maximale et la vitesse de saturation à champ électrique élevé, un champ électrique de claquage élevé et une mobilité électronique élevée à champ électrique faible, ainsi qu'un temps de relaxation des électrons faible pour la montée en fréquence.

Ainsi, trois matériaux ont été principalement utilisés et ont fait l'objet d'études théoriques et d'expérimentations pour la réalisation de diodes de structure méssa, il s'agit du GaAs, de l'InP et du GaInAs. Leurs performances potentielles, en particulier l'évolution fréquentielle du rendement théorique maximal de l'effet Gunn (figure I-2), ont été comparées [4]. Il s'est avéré que le GaInAs est un matériau intéressant jusqu'à

environ 40 GHz, alors qu'aux fréquences supérieures, l'InP présente un rendement supérieur à celui du GaAs. Ces résultats théoriques ont été confirmés expérimentalement pour le GaAs et l'InP [5].

1.3 Contacts de cathode

Le mode d'injection des électrons dans le composant est un élément déterminant des performances des diodes Gunn. Ce mode est fixé par le contact de cathode. Les principaux contacts étudiés jusqu'à nos jours peuvent être répartis en deux familles :

- contacts de cathode de type injectant

Ces contacts sont polarisés en direct. Le contact injectant le plus simple à réaliser est l'homojonction N^+N rencontrée dans la structure N^+NN^+ . Le courant injecté par ce type de contact est une fonction croissante de la tension développée à ses bornes. Malgré le faible rendement de ces diodes (quelques %), la quasi totalité des diodes GaAs ainsi qu'une partie des diodes InP commercialisées avant 1990 par quelques grandes firmes telle que VARIAN, PHILIPS et THOMSON utilisaient ce type de mode d'injection des porteurs.

D'autres structures, plus élaborées, à contact injectant ont été proposées afin d'améliorer le rendement des diodes. L'idée principale consiste à accélérer les porteurs injectés au niveau de la cathode de façon à provoquer plus rapidement leur transfert dans les vallées supérieures, la longueur de la zone morte étant en conséquence réduite et le rendement de conversion amélioré. Parmi celles-ci, on trouve des structures à modulation du dopage telles que $N^+N^+NN^+$, N^+PNN^+ ou $N^+N^+N^+NN^+$. Des réalisations expérimentales faisant appel à une structure $N^+NP^+N^+NN^+$ en GaAs [6] ont permis, pour des diodes fonctionnant vers 90 GHz, d'améliorer les rendements de conversion par rapport à la structure N^+NN^+ . Des améliorations similaires ont été obtenues avec des structures au GaAs basées sur l'utilisation d'un contact de cathode constitué par une hétérojonction GaAlAs/GaAs [7] [8].

- contacts de cathode limitants

Une autre possibilité pour améliorer les performances des diodes Gunn consiste à utiliser des structures à contact limitant, permettant de provoquer une saturation du courant injecté.

Les deux types de contact de cathode limitant les plus étudiés sont la barrière métal/semi-conducteur type Schottky et l'hétérojonction polarisée en inverse. L'intérêt de ces contacts limitants en matière de rendement de conversion a été observé expérimentalement dès le début des années 1970 [9][10][11], et a été confirmé plus tard par des simulations [4][12]. A partir de 1980, la compagnie VARIAN a commencé à commercialiser des diodes Gunn InP dans lesquelles l'injection se fait par un contact limitant métallique [13].

1.4 Modes de fonctionnement de la diode Gunn

Divers modes de fonctionnement typiques des dispositifs à transfert électronique ont été étudiés. Dans la gamme des longueurs d'onde centimétriques, les différents modes de fonctionnement exposés sont liés à la possibilité de contrôler la croissance et la propagation de la charge d'espace formée dans la structure. Ce contrôle peut se faire, soit systématiquement par le choix des caractéristiques géométriques et technologiques de la structure, auquel correspond un mode de fonctionnement à résistance négative "stable", soit par l'intermédiaire des conditions de polarisation. Dans ce deuxième cas, si les conditions sont telles que le point de fonctionnement dynamique se situe, durant la quasi totalité d'une période d'oscillation, dans la zone de résistance négative, on assiste alors à un mode "Gunn" à temps de transit basé sur la croissance et la propagation d'inhomogénéité de charge d'espace dans la structure. Par contre, si le point de fonctionnement se trouve dans la zone de résistance positive pendant une fraction significative de la période du signal hyperfréquence, plusieurs modes peuvent apparaître, parmi lesquels le mode à étouffement, le mode à retardement ou le mode

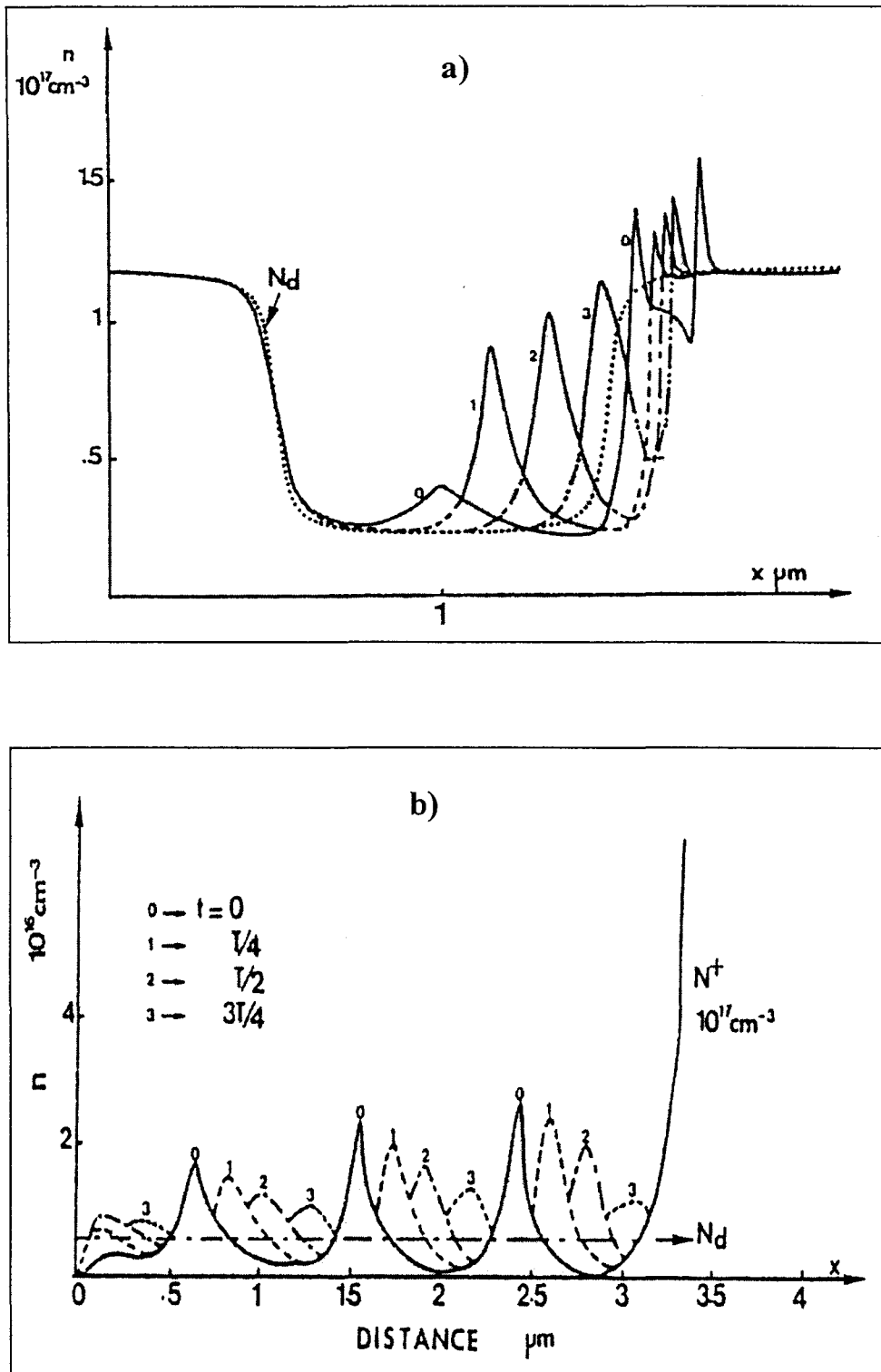


Figure I-3 : Evolutions spatiales de la densité des électrons à différents instants de la période d'un signal hyperfréquence à 100 GHz .

- a) Composant court de structure N^+NN^+ à l'InP fonctionnant en mode à couche d'accumulation et temps de transit,
 b) Composant long à contact de cathode du type métal sur semi-conducteur InP fonctionnant en mode à couches dipolaires.

LSA (Limited Space charge Accumulation) dans lequel la croissance des couches d'accumulation est limitée à chaque période du signal hyperfréquence [14][15][16][17]. Ce dernier est le mode le plus intéressant puisqu'il permet d'obtenir les meilleurs rendements pour ce type de composant [18].

L'influence des phénomènes de dynamique électronique non stationnaire en gamme millimétrique limite la possibilité de contrôler la charge d'espace dans cette bande de fréquence par l'intermédiaire des conditions de fonctionnement. Les modes de fonctionnement observés dans cette bande reposent fondamentalement sur la croissance et la propagation de charge d'espace, et se distinguent par la nature du contact de cathode du dispositif. Ainsi, dans le cas d'une structure N^+NN^+ à contact injectant, le composant présente un fonctionnement en mode fondamental à couche d'accumulation et temps de transit dont le profil caractéristique est représenté sur la figure I-3-a. Le remplacement de la cathode N^+ par un dispositif limiteur de courant a pour effet de modifier complètement la distribution spatiale de la densité des porteurs libres dans la couche active (figure I-3-b), et on observe alors un mode à couche dipolaire. Le rôle des conditions d'injection sur l'établissement de ces deux régimes de transit a été mis en valeur pour la première fois vers la fin des années 1960 [19].

1.5 Diode Gunn de structure planeaire ou transistor à transfert électronique

En 1973, Thim propose l'idée d'une diode Gunn de structure planeaire à contact limitant (figure I-4). Ce contact est constitué d'une cathode de structure N^+N injectante associée à un contact Schottky polarisé en inverse assurant la limitation du courant. L'un des avantages de ce dispositif réside dans sa géométrie planeaire qui lui confère une compatibilité avec l'intégration monolithique.

En Autriche, l'équipe de chercheurs dirigée par Thim a ainsi, à partir de 1973, mené une série d'études, principalement expérimentales, portant sur le développement

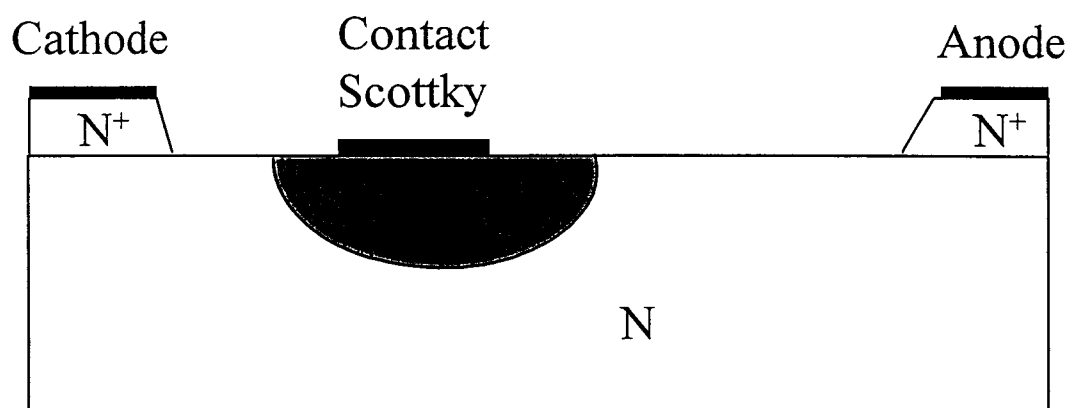


Figure I-4 : Structure de la diode Gunn planaire à contact limitant.

et la réalisation d'oscillateurs et d'amplificateurs à base de la diode Gunn planaire désignée par l'acronyme FECTED (Field Effect Controlled Transferred Electron Device). Cet effort de recherche n'a pas cessé depuis.

En 1985, M. R. Friscourt et P. A. Rolland de notre laboratoire ont publié des résultats de simulations du fonctionnement d'une diode à transfert électronique à injection MESFET en GaAs ainsi que les premiers résultats de mesures expérimentales correspondantes obtenues [20]. Des niveaux de puissance de 10 mW à 14 GHz et 1 mW à 26 GHz ont été obtenus en régime continu d'oscillation.

En ce qui concerne les meilleurs résultats publiés par l'équipe de Thim, en intégration hybride, les niveaux de puissance hyperfréquence émise par des FECTED en régime d'impulsions sont 56 mW à 29 GHz pour le GaAs, et 55 mW à 34 GHz pour l'InP [21]. En régime continu d'oscillation, les résultats obtenus dans cette même bande de fréquence sont de 19 mW à 28.4 GHz et 15 mW à 37.4 GHz respectivement pour le GaAs et l'InP [22]. En intégration monolithique, les performances affichées par des oscillateurs à FECTED en GaAs se sont révélées intéressantes, à savoir 12 mW en régime continu et 25 mW en régime pulsé à 35 GHz [23]. La dernière publication de l'équipe de Thim date de 1995. Dans celle-ci, un oscillateur à transistor FECTED au GaAs, fonctionnant dans la bande de fréquence V ($50\text{-}75\text{ GHz}$), était réalisé en structure intégrée monolithique. Une puissance de 6.7 mW était émise à 60 GHz en fonctionnement continu [24]. Ce résultat était comparable à celui obtenu, jusqu'à cette date, avec des oscillateurs en technologie monolithique à transistors FET nécessitant des grilles largement submicroniques [25][26].

2. Description du transistor à transfert électronique (FECTED)

2.1 Structure

Le transistor à transfert électronique, ou encore le transistor FECTED, est un dispositif à effet Gunn à injection de type MESFET. Sa structure épitaxiale est similaire

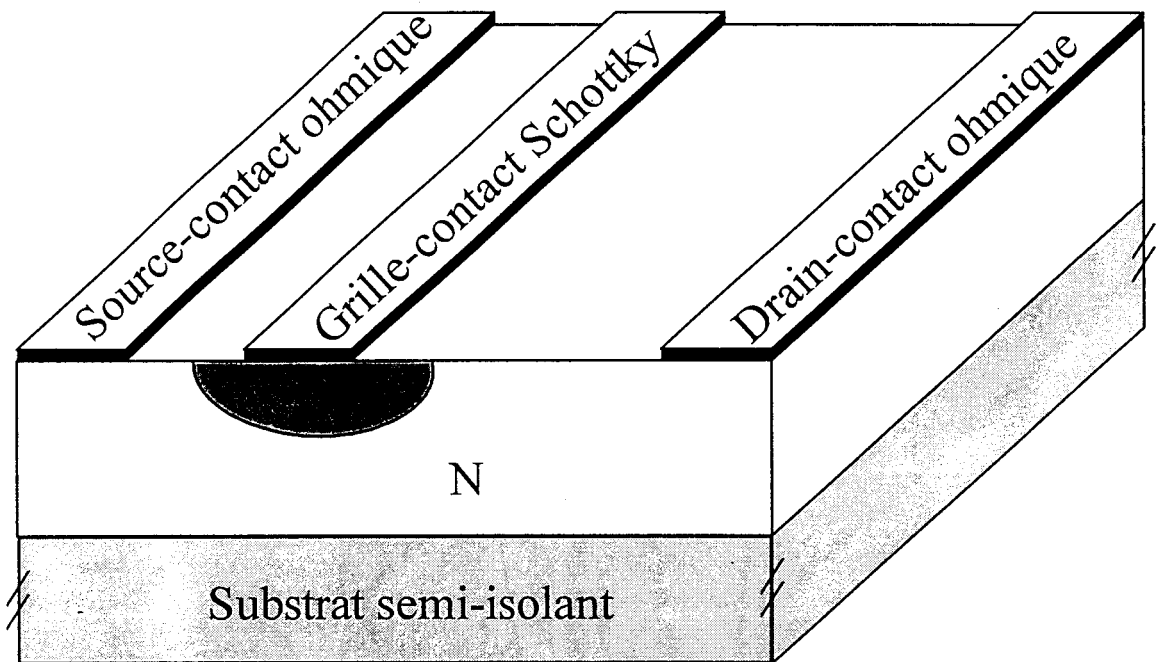


Figure I-5 : Structure épitaxiale du transistor FETED.

à celle d'un transistor MESFET (figure I-5). La zone active est formée d'un canal conducteur N dopé uniformément. Deux contacts Ohmiques de source et de drain jouant le rôle respectivement de la cathode et de l'anode, permettent l'accès au canal N. Une barrière métal/semi-conducteur de type Schottky, formant l'électrode de grille, est déposée sur la couche active entre la source et le drain.

La zone active peut être élaborée par épitaxie à jet moléculaire sur un substrat semi-isolant. Les contacts Ohmiques peuvent être réalisés par exemple à partir d'une épitaxie de type N⁺N nécessitant alors un recess, ou à partir d'une épitaxie de type N par implantation ionique locale conduisant à un composant rigoureusement planaire.

Ainsi, le transistor FECTED nécessite un processus de réalisation technologique relativement simple. De plus, sa structure planaire est parfaitement compatible avec l'intégration monolithique.

Les différences que présente le transistor FECTED par rapport à un transistor MESFET résident principalement dans le fait que la zone active N est plus épaisse, de l'ordre de $1 \mu\text{m}$, et plus faiblement dopée, quelques 10^{+22} at/m^3 . De plus, la longueur de grille est, au contraire des transistors MESFET, quasiment indépendante de la fréquence de fonctionnement. Sa valeur typique est de l'ordre de $0.5 \mu\text{m}$.

2.2 Fonctions électriques

Dans son régime de polarisation normal, l'électrode de drain du transistor est polarisée à un potentiel continu supérieur à celui de la source servant de référence. Un courant d'électrons circule alors de la source vers le drain. L'électrode de grille est quant à elle polarisée en inverse. Elle permet d'exercer le contrôle du courant injecté par modulation de l'épaisseur de la zone désertée de porteurs située sous l'électrode de grille.

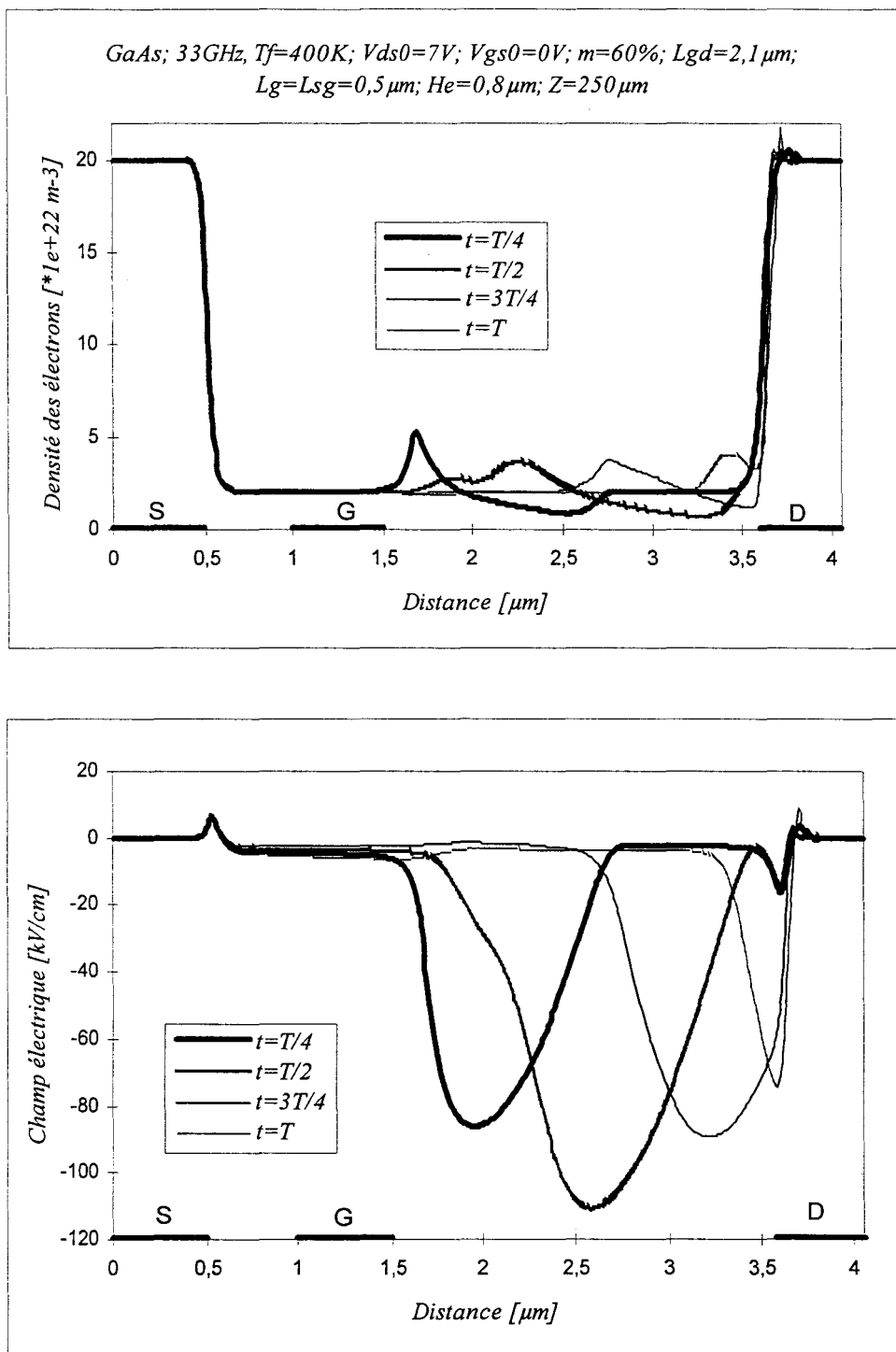


Figure I-6 : Evolutions spatiales de la densité des électrons et du champ électrique à différents instants de la période d'un signal hyperfréquence à 33 GHz, dans un transistor FETED en GaAs fonctionnant en mode à couche dipolaire.

Dans son mode de fonctionnement le plus classique en régime continu d'oscillation, une couche dipolaire (couche d'accumulation d'électrons suivie d'une zone de désertion) est générée périodiquement en sortie du canal sous la grille et dérive dans le champ électrique qu'elle contribue elle-même à créer, jusqu'à sa collection par le contact Ohmique d'anode (figure I-6). Le transit de cette charge induit dans le circuit externe un courant ayant en première approximation la forme d'une impulsion coïncidant sensiblement avec l'alternance négative comme le montre l'exemple de la figure I-7.

La décomposition en série de Fourier des formes d'ondes du courant et de la tension développée aux bornes du transistor sur un cycle hyperfréquence montre que le composant présente une résistance dynamique négative, et est ainsi capable de générer de la puissance hyperfréquence jusque dans la gamme des longueurs d'onde millimétriques. Sa fréquence d'oscillation dépend principalement de la distance entre la grille et le drain qui fixe le temps de transit du domaine dipolaire, et du circuit de charge (conditions de fonctionnement).

La fonction électrique la plus naturelle du transistor FECTED est la réalisation d'oscillateurs de moyenne puissance caractérisés par une bonne stabilité en fréquence. Un de ses avantages principal réside dans l'utilisation de son électrode de grille. En effet, le contrôle de son potentiel en régime de polarisation continue inverse ne nécessite pas de puissance. Ainsi, une simple variation de la tension V_{gs0} permet :

- d'accorder la fréquence d'oscillation sur une large bande, atteignant 1 GHz [23].
- de modifier le niveau du courant moyen circulant dans le composant, et par suite de contrôler la température de fonctionnement qui représente un facteur déterminant pour les performances hyperfréquences du transistor.

De plus, l'électrode de grille permet l'application de signaux additionnels, comme par exemple le verrouillage par injection directe ou sous harmonique.

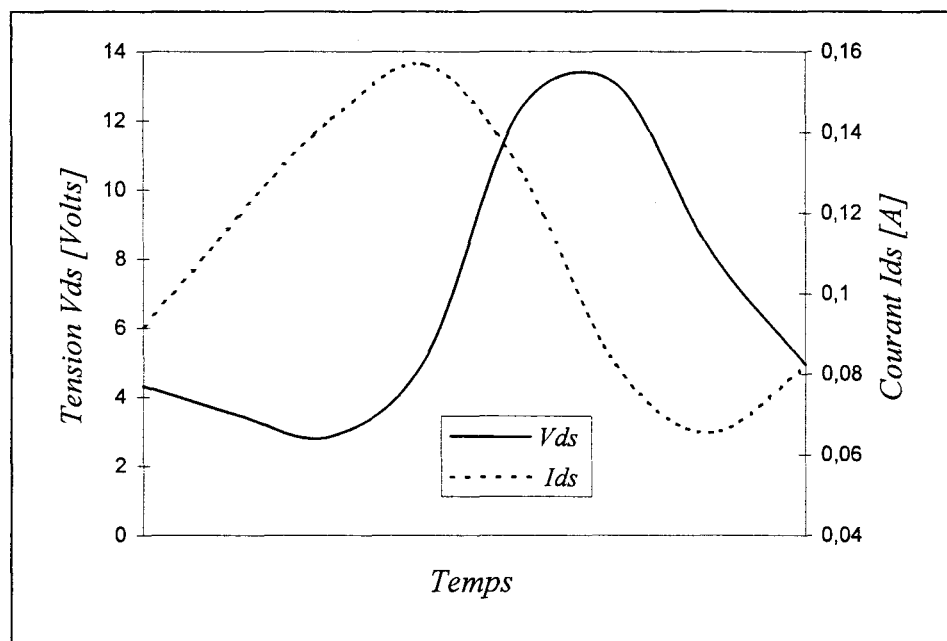
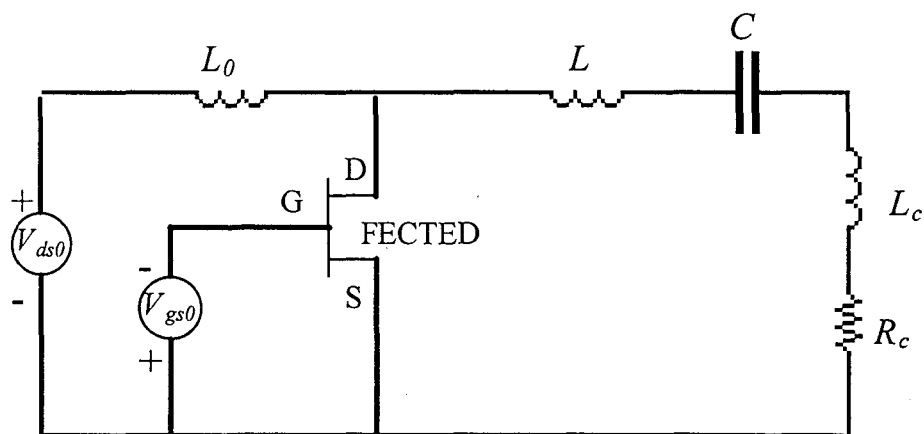


Figure I-7 : Evolutions temporelles de $V_{ds}(t)$ et $I_{ds}(t)$ obtenues, en régime permanent d'oscillations libres à la fréquence 33 GHz, aux bornes du transistor FEETED sur une période du signal hyperfréquence.

Si l'application principale du transistor FECTED est la réalisation d'oscillateurs microondes, il présente cependant d'autres possibilités. En effet, de par son comportement non linéaire, ce composant permet par exemple la réalisation d'oscillateurs-mélangeurs par application de signaux hyperfréquences sur la grille ou le drain.

De plus, de par la sensibilité à la lumière des matériaux semi-conducteurs III-V (GaAs, GaInAs et InP) à partir desquels sont réalisés ces transistors, ils offrent des possibilités d'applications dans le domaine optoélectronique. En effet, un éclairage de la zone active du transistor par un faisceau optique d'énergie suffisante peut provoquer la génération de paires électron-trou induisant ainsi un photocourant. Une interaction s'établit alors entre ce photocourant induit optiquement et le courant hyperfréquence issu de l'effet Gunn.

Afin d'évaluer l'intérêt potentiel des applications hyperfréquences et optoélectroniques des transistors FECTED, le développement d'un modèle théorique s'impose. Il doit permettre l'étude de circuits complets incluant une modélisation rigoureuse du fonctionnement du composant.

3. Modélisation électrique temporelle des circuits à transistor FECTED

Deux modèles électriques temporels isothermes de circuits ont été élaborés dans notre équipe. Ils permettent la simulation du fonctionnement des dispositifs à base du transistor FECTED suivant deux approches différentes :

- Le premier de ces modèles est basé sur une analyse en régime purement sinusoïdal. Ce modèle de type "fréquentiel" nous permet de décrire le régime permanent du fonctionnement du dispositif à une fréquence fixée au

préalable. Dans cette analyse, le comportement électrique du circuit de charge est considéré comme idéal.

- Dans le second modèle, aucune hypothèse particulière n'est émise à propos du comportement fréquentiel du circuit de charge et en conséquence sur la forme d'onde et la fréquence des signaux électriques développés dans le circuit. Ce modèle permet la description des régimes de fonctionnement quelconques, transitoires ou permanents.

L'élément souvent le plus critique dans une modélisation du comportement électrique d'un circuit électronique réside dans la description du fonctionnement des composants actifs du circuit. Le transistor FECTED est un composant à transfert électronique qui présente une forte non-linéarité en régime dynamique. Cette non linéarité résulte notamment des effets de réaction de charge d'espace dans sa zone active. Ce phénomène physique rend difficile une description générale réaliste du fonctionnement grand signal du composant par un modèle analytique simple ou par un modèle basé sur un schéma électrique équivalent.

Ainsi, le point commun entre nos deux modèles de circuit est l'utilisation d'un modèle physique numérique du transistor FECTED que nous nous proposons maintenant de décrire en détail.

3.1 Modèle physique numérique du transistor FECTED

La modélisation des composants semi-conducteurs nécessite idéalement la résolution des équations de Maxwell décrivant l'évolution spatio-temporelle du champ électromagnétique:

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I-1}) \quad \text{div} \vec{B} = 0 \quad (\text{I-2})$$

$$\frac{1}{\mu} \cdot \text{rot} \vec{B} = \vec{J}_c + \varepsilon \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{I-3}) \quad \text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon} \quad (\text{I-4})$$

$$\text{div} \vec{J}_c = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (\text{I-5}) \quad \vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad (\text{I-6})$$

Dans le cas où l'on suppose que l'influence des forces subies par les charges électriques, résultant de l'action du champ magnétique, ainsi que les effets inductifs sont négligeables ($\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{0}$), ce système d'équations se réduit aux deux équations de l'électrostatique (équations du champ électrique et de Poisson) plus l'équation du courant total :

$$(\text{I-1}) \Rightarrow \vec{E} = -\text{grad} V$$

$$(\text{I-4}) \Rightarrow \Delta V = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad \text{avec} \quad \rho = \frac{q}{\varepsilon} \cdot (p - n + N_d - N_a)$$

$$(\text{I-3}) \text{ et } (\text{I-6}) \Rightarrow \text{rot} \vec{H} = \vec{J} = \vec{J}_c + \varepsilon \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{avec} \quad \vec{J}_c = \vec{J}_n + \vec{J}_p : \text{courant de conduction}$$

$$\varepsilon \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} : \text{courant de déplacement}$$

La résolution des équations de Maxwell nécessite donc l'évaluation de la densité de courant de conduction \vec{J}_c et de la charge électrique nette ρ . Le calcul de ces grandeurs est effectué moyennant un modèle descriptif de la dynamique des porteurs de charge électrique dans la structure considérée. Nous avons utilisé pour nos simulations du fonctionnement du transistor FECTED, un modèle macroscopique. Ce modèle est fondamentalement basé sur une description du comportement dynamique moyen des porteurs libres dans un volume élémentaire du composant, intégrée ensuite à l'ensemble de la structure.

3.1.1 Origine de la formulation du modèle macroscopique

La définition du modèle macroscopique est basée sur l'équation générale de transport de Boltzmann. Cette équation régit l'évolution de la fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{v})$ ou probabilité de présence d'une particule au point (\vec{r}, \vec{k}) de l'espace des phases à l'instant t :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f - \frac{q \cdot \vec{E}}{\hbar} \cdot \vec{\nabla}_k f + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \quad (I-7)$$

Cette équation traduit le fait que le mouvement des porteurs libres s'effectue sous l'influence conjuguée de trois effets :

- la force électrostatique,
- les effets de diffusion liés aux inhomogénéités spatiales,
- les collisions avec le réseau cristallin.

Quoi que dans la plupart des régimes de fonctionnement étudiés dans ce travail, le courant électrique circulant dans le transistor FECTED soit un courant en majorité constitué d'électrons libres, la prise en compte de la dynamique des trous s'avère nécessaire dans le cas de certaines applications où les taux de génération dans la zone active deviennent importants. Nous avons en conséquence utilisé un modèle bipolaire. L'équation de Boltzmann reste valable pour décrire la dynamique des trous.

3.1.2 Résolution de l'équation de Boltzmann

La résolution de l'équation de Boltzmann est effectuée par la méthode analytique des moments. Cette méthode est basée sur une intégration dans l'espace réciproque (\vec{r}, \vec{k}) moyennant l'approximation des temps de relaxation concernant l'expression du terme de collision [27]. Afin de simplifier la procédure de résolution des équations, chacune des grandeurs physiques est définie par une moyenne sur l'ensemble des vallées

de la bande de conduction du matériau, ce qui revient à considérer une structure de bande simplifiée à une seule vallée équivalente dans laquelle les différentes populations de porteurs libres sont traitées comme un seul gaz de porteurs équivalent [3]. Un ensemble d'équations phénoménologiques traduisant, pour les électrons comme pour les trous, les principes physiques de conservation :

- du nombre de particules (équations de continuité),
- de l'énergie totale moyenne,
- et de la quantité de mouvement,

permettant la description de la dynamique des porteurs dans le composant, peuvent alors être établies. Les équations de continuité sont complétées en y introduisant les taux de génération et de recombinaison.

Le système composé des équations de conservation et de l'équation de Poisson constitue un modèle complet et cohérent de type "Energie-Moment". Cependant, de par le nombre d'équations à résoudre, le coût d'exploitation de ce modèle est assez élevé. Dans le cas des matériaux auxquels nous nous sommes intéressés, à savoir le GaAs, l'InP et le GaInAs, le temps de relaxation du moment est environ dix fois plus faible que le temps de relaxation de l'énergie [4]. De plus, compte tenu des fréquences de fonctionnement des transistors FECTEDs objet de notre travail (inférieures à 100 GHz), les effets de relaxation du moment peuvent être négligés permettant de simplifier les équations de conservation de la quantité de mouvement.

Ainsi, le modèle que nous avons utilisé est un modèle hydrodynamique de type "Energie" dans lequel seuls les effets de relaxation de l'énergie des porteurs sont pris en compte. La forme générale du système d'équations de ce modèle est la suivante :

* Equations de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial(n \cdot \varepsilon_n)}{\partial t} = -q \cdot n \cdot \vec{E} \cdot \vec{v}_n - \operatorname{div}(n \cdot \varepsilon_n \cdot \vec{v}_n) - \operatorname{div}(n \cdot \vec{v}_n \cdot K \cdot T_n) - n \cdot \frac{(\varepsilon_n - \varepsilon_0)}{\tau_\varepsilon(\varepsilon_n)}$$

$$\frac{\partial(p \cdot \varepsilon_p)}{\partial t} = +q \cdot p \cdot \vec{E} \cdot \vec{v}_p - \operatorname{div}(p \cdot \varepsilon_p \cdot \vec{v}_p) - \operatorname{div}(p \cdot \vec{v}_p \cdot K \cdot T_p) - p \cdot \frac{(\varepsilon_p - \varepsilon_0)}{\tau_\varepsilon(\varepsilon_p)}$$

* Equations de continuité

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(n \cdot \vec{v}_n) = g - U$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \operatorname{div}(p \cdot \vec{v}_p) = g - U$$

* Equation de Poisson

$$\nabla^2 V = \frac{q}{\varepsilon} \cdot (n - p + N_a - N_d)$$

* Champ électrique

$$\vec{E} = -\operatorname{grad}(V)$$

* Equations des courants

$$\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p + \varepsilon \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\vec{J}_n = -n \cdot \vec{v}_n = \mu_n \cdot (n \cdot \vec{E} + \operatorname{grad}(n))$$

$$\vec{J}_p = -p \cdot \vec{v}_p = \mu_p \cdot (p \cdot \vec{E} - \operatorname{grad}(p))$$

* Taux de génération

$$g = \alpha_n \cdot |\vec{J}_n| + \alpha_p \cdot |\vec{J}_p|$$

* Taux de recombinaison

$$U = U_{SRH} = \frac{n \cdot p - n_i^2}{\tau_n \cdot (p + n_i) + \tau_p \cdot (n + n_i)}$$

où :

- n et p : densités totales d'électrons et de trous,
- ε_n et ε_p : énergies moyennes des porteurs,
- \bar{v}_n et \bar{v}_p : vitesses moyennes de dérive des porteurs,
- $\tau_\varepsilon(\varepsilon_n)$ et $\tau_\varepsilon(\varepsilon_p)$: les temps de relaxation de l'énergie,
- $T_n(\varepsilon)$ et $T_p(\varepsilon)$: températures des électrons et des trous,
- \bar{E} : champ électrique,
- V : potentiel électrique,
- q : charge des porteurs,
- ε_0 : énergie thermique,
- K : constante de Boltzman,
- ε : constante diélectrique relative du matériau,
- N_a et N_d : concentrations en impuretés,
- \vec{J} : densité du courant total,
- \vec{J}_n et \vec{J}_p : densités du courant de conduction des porteurs,
- μ_n et μ_p : mobilités des porteurs,
- g : taux de génération,
- α_n et α_p : taux d'ionisations des porteurs,
- U : taux de recombinaison,
- n_i : densité intrinsèque,
- τ_n et τ_p : les durées de vie des porteurs.

La résolution complète de ce système d'équations nécessite la connaissance des différentes grandeurs caractéristiques du transport des électrons et des trous dans le matériau considéré. Ces grandeurs sont principalement :

- les mobilités μ_n et μ_p ,
- les vitesses de dérive v_n et v_p ,
- les durées de vie τ_n et τ_p ,
- les taux d'ionisation α_n et α_p ,
- les temps de relaxation de l'énergie $\tau_\varepsilon(\varepsilon_n)$ et $\tau_\varepsilon(\varepsilon_p)$.

Elles dépendent à la fois des paramètres technologiques de la structure semiconductrice et des conditions de fonctionnement :

- niveau de concentration en impuretés,
- énergie des porteurs,
- température de fonctionnement.

Les paramètres de transport des électrons et des trous sont considérés comme des fonctions instantanées de leur énergie totale moyenne respective. Dans le cas de matériau homogène, ces fonctions sont déterminées à partir des résultats de simulations de type Monte-Carlo en régime statique stationnaire effectuées au laboratoire. Ces simulations nous fournissent, pour chaque type de porteurs, les évolutions de l'énergie totale moyenne en fonction du champ électrique appliqué E_{ss} . Nous avons alors :

$$\begin{aligned} \tau_\varepsilon(\varepsilon_n) &= \frac{\varepsilon_n - \varepsilon_0}{q \cdot E_{ssn}(\varepsilon_n) \cdot v_{ssn}(\varepsilon_n)} & \tau_\varepsilon(\varepsilon_p) &= \frac{\varepsilon_p - \varepsilon_0}{q \cdot E_{ssp}(\varepsilon_p) \cdot v_{ssp}(\varepsilon_p)} \\ \mu_n(\varepsilon_n) &= \frac{v_{ssn}(\varepsilon_n)}{E_{ssn}(\varepsilon_n)} & \mu_p(\varepsilon_p) &= \frac{v_{ssp}(\varepsilon_p)}{E_{ssp}(\varepsilon_p)} \\ \alpha_n(\varepsilon_n) &= \alpha_n(E_{ssn}(\varepsilon_n)) & \alpha_p(\varepsilon_p) &= \alpha_p(E_{ssp}(\varepsilon_p)) \end{aligned}$$

où $v_{ssn}(\varepsilon_n)$ et $E_{ssn}(\varepsilon_n)$ représentent respectivement les valeurs statiques stationnaires de la vitesse moyenne de dérive et du champ électrique des électrons correspondant à l'énergie totale moyenne ε_n ; $v_{ssp}(\varepsilon_p)$ et $E_{ssp}(\varepsilon_p)$ sont les valeurs associées aux trous.

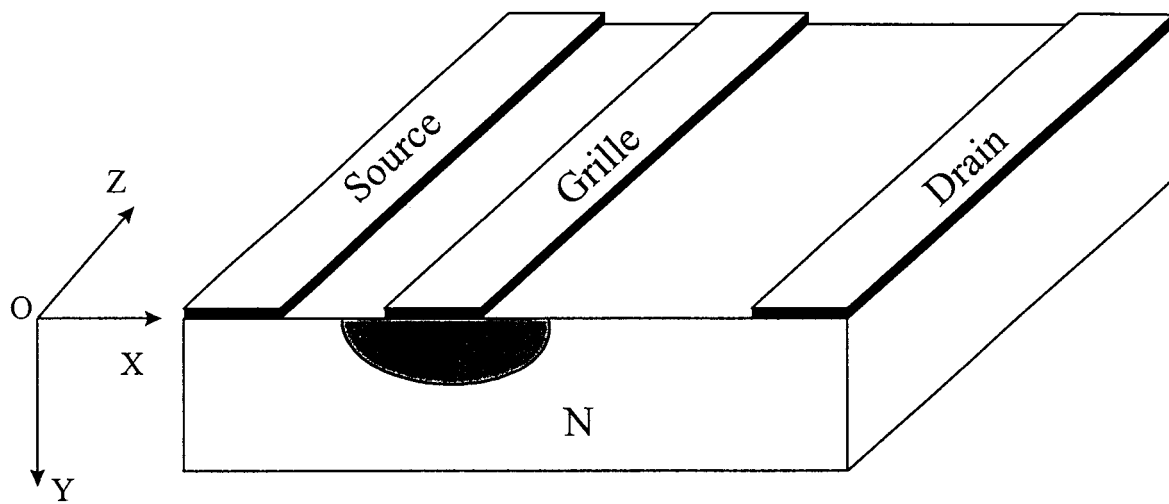


Figure I-8

D'une façon générale, les paramètres de transport représentent l'un des facteurs déterminants dans la modélisation physique macroscopique des composants semi-conducteurs. En effet, le degré de précision de ce type de modélisation est étroitement lié aux valeurs de ces grandeurs introduites dans le modèle. En ce qui concerne les matériaux auxquels nous nous sommes intéressés, les valeurs utilisées dans nos simulations sont sensiblement cohérentes avec celles que l'on peut trouver dans la littérature scientifique. De plus, une étude antérieure [4], portant sur des diodes à transfert électronique de type méssa utilisant les mêmes paramètres de transport, avait montré une concordance satisfaisante entre les résultats théoriques et expérimentaux, notamment dans le cas du GaAs et de l'InP.

3.1.3 Modèle quasi-bidimensionnel

La résolution du système d'équations du modèle général permet une description rigoureuse du fonctionnement du transistor FECTED. Cependant, l'uniformité de la structure du composant suivant l'axe oz (figure I-8) du développement de la grille permet de restreindre cette résolution à l'espace bidimensionnel du plan oxy . Le principal inconvénient d'un modèle 2D réside dans les temps de calcul élevés, ce qui constitue un obstacle majeur pour son exploitation systématique. Afin de pouvoir mener une étude d'optimisation des caractéristiques de notre transistor, un modèle "Energie" bipolaire quasi-bidimensionnel (Q-2D) plus simple et donc nécessitant des temps de calcul plus raisonnables, a été mis au point au sein de notre équipe.

3.1.3.1 Hypothèses relatives au modèle quasi-bidimensionnel

Dans le modèle Q-2D, le transport des porteurs libres est supposé unidimensionnel selon l'axe source-drain. Les effets bidimensionnels liés à la présence de la barrière Schottky de l'électrode de grille et à l'injection dans le substrat semi-insolant (ou la couche tampon) sont partiellement pris en compte en supposant d'une part que la zone sous la grille est totalement désertée, d'autre part en définissant une section équivalente du canal conducteur modulée le long de l'axe de transport des porteurs.

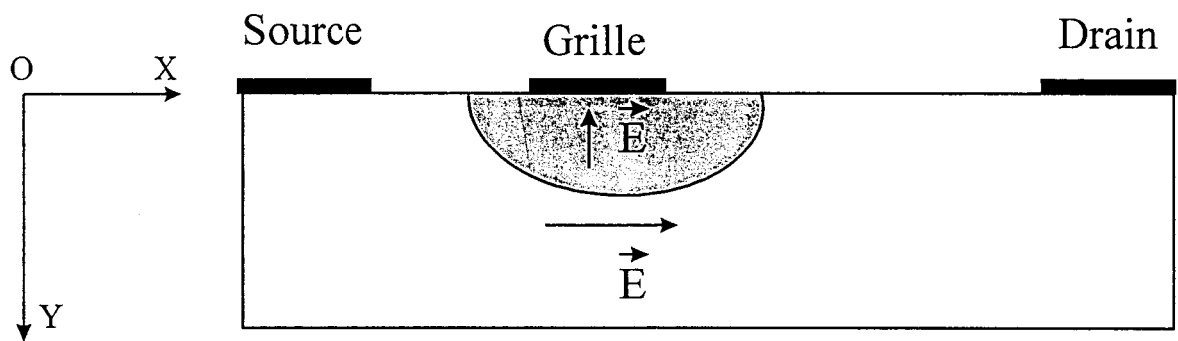


Figure I-9

3.1.3.1.1 Zone active

Les différentes approximations affectant la zone active du composant sont les suivantes :

- les équipotentielles dans le canal conducteur sont perpendiculaires à l'axe source-drain. Cette hypothèse a été justifiée par les modèles bidimensionnels du transistor à effet de champ [27].
- Dans le canal conducteur, on suppose que :
 - * les grandeurs scalaires (densité des porteurs libres et leur énergie totale moyenne) dépendent uniquement de l'abscisse x ,
 - * les grandeurs vectorielles (champ électrique et vitesse de dérive moyenne des porteurs) n'ont qu'une composante suivant la direction ox .
- Le champ électrique dans la zone désertée admet une seule composante suivant l'axe oy (figure I-9).
- La zone désertée est supposée entièrement vide de porteurs.

Cette hypothèse est d'autant plus justifiée que l'épaisseur de la couche active est grande vis à vis de la longueur de Debye L_{db} :

$$L_{db} = \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot K \cdot T}{q^2 \cdot N_d}}$$

A titre d'exemple, dans le cas d'un composant en GaAs ($\varepsilon = \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0$, $\varepsilon_r = 13$) avec $N_d = 2 \cdot 10^{22} \text{ at/m}^3$ et $T = 400\text{K}$, $L_{db} \approx 0.03 \mu\text{m}$ est négligeable devant l'épaisseur de la couche active du transistor qui est de l'ordre de $1 \mu\text{m}$.

- L'effet de désertion lié au potentiel de surface est négligé.
- La transition entre la zone désertée et le canal conducteur est abrupte.
- L'épaisseur de la zone désertée est donnée, en supposant respectée l'hypothèse de Schokley [28], par l'expression suivante :

$$y_d(x) = a \cdot \sqrt{\frac{|V_{gs}| + V_b + V(x)}{V_p}}$$

- où :
- V_{gs} est la tension externe appliquée sur la grille,
 - V_b est la hauteur de la barrière Schottky de grille,
 - $V(x)$ est le potentiel local,
 - a est l'épaisseur de la couche active,
 - V_p est la tension de pincement du canal, définie par :

$$V_p = \frac{a^2 \cdot q \cdot N_d}{2 \cdot \epsilon}$$

L'expression de $y_d(x)$ établie par Schokley est basée sur une hypothèse qui consiste à supposer une variation lente de l'épaisseur de la zone désertée sous la grille. Cette approximation est d'autant plus justifiée que le rapport de forme $\frac{L_g}{a}$ est élevé.

- Le modèle ne permet pas de traiter le régime de polarisation directe de grille.
- Prise en compte du taux de génération par ionisation par choc et conversion optique.

3.1.3.1.2 Interface couche active-substrat semi-isolant

La prise en compte des effets d'injection dans le substrat se fait, d'après la méthode mise au point par A. Cappy [27], en remplaçant l'épaisseur du canal conducteur ($a - y_d(x)$) par une épaisseur équivalente $y_c(x)$ donnée par :

$$y_c(x) = a - y_d(x) + y_s \cdot \left(1 - \frac{N_d(x)}{n(x)}\right)$$

où $y_s \approx \frac{L_g}{2}$ est l'épaisseur efficace d'injection dans le substrat semi-isolant.

3.1.3.2 Système d'équations

Le système d'équations modifié suivant les hypothèses énoncées précédemment se présente sous la forme suivante :

* Equations de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial \varepsilon_n}{\partial t} = -q \cdot E_x \cdot v_n - v_n \cdot \frac{\partial \varepsilon_n}{\partial x} - \frac{1}{n} \cdot \frac{\partial (n \cdot v_n \cdot K T_n)}{\partial x} - \frac{(\varepsilon_n - \varepsilon_0)}{\tau_\varepsilon(\varepsilon_n)}$$

$$\frac{\partial \varepsilon_p}{\partial t} = +q \cdot E_x \cdot v_p - v_p \cdot \frac{\partial \varepsilon_p}{\partial x} - \frac{1}{p} \cdot \frac{\partial (p \cdot v_p \cdot K \cdot T_p)}{\partial x} - \frac{(\varepsilon_p - \varepsilon_0)}{\tau_\varepsilon(\varepsilon_p)}$$

* Equations de continuité

$$\frac{\partial (n \cdot v_n \cdot y_c)}{\partial x} = - \frac{\partial (n \cdot y_c)}{\partial t} - (g - U) \cdot y_c$$

$$\frac{\partial (p \cdot v_p \cdot y_c)}{\partial x} = - \frac{\partial (p \cdot y_c)}{\partial t} - (g - U) \cdot y_c$$

* Equation de Poisson

$$\frac{\partial (E \cdot y_c)}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon} \cdot (p - n + N_d - N_a) \cdot y_c$$

* Equations des courants

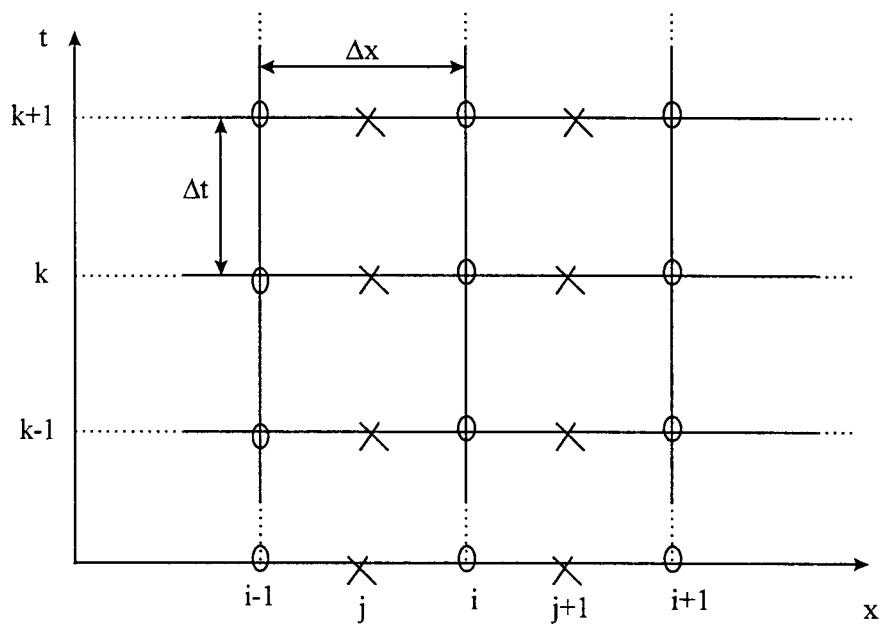
$$i = z \cdot \left(y_c \cdot J_n + y_c \cdot J_p + \varepsilon \cdot \frac{\partial (E \cdot y_c)}{\partial x} \right)$$

$$J_n = -n \cdot v_n = \mu_n \cdot \left(n \cdot E + \frac{\partial n}{\partial x} \right)$$

$$J_p = -p \cdot v_p = \mu_p \cdot \left(p \cdot E + \frac{\partial p}{\partial x} \right)$$

* Champ électrique

$$\vec{E} = - \frac{\partial V}{\partial x}$$



O : lieu de définition des grandeurs scalaires (n , p , V , ε_n et ε_p)

X : lieu de définition des grandeurs vectorielles (E , J_n et J_p)

Figure I-10 : Schéma de discrétisation spatio-temporelle.

Dans l'équation du courant total, l'expression du courant de déplacement est déduite à partir de sa définition générale :

$$i_d = \varepsilon \cdot \frac{d(\vec{E} \cdot \vec{S})}{dt}$$

Cette expression approchée du courant de déplacement a été validée en vérifiant la continuité du courant total le long du composant.

3.1.3.3 Résolution numérique

3.1.3.3.1 Maillage

Le modèle "Energie" Q-2D se présente d'un point de vue mathématique, sous la forme d'un système non-linéaire d'équations aux dérivées partielles. La résolution de ce système est effectuée par une méthode numérique, nécessitant une double discrétisation spatio-temporelle des différentes variables selon le schéma de la figure I-10. Compte tenu des dimensions microniques de la zone active du composant, ce schéma présente un maillage uniforme dans l'espace (Δx) sur toute la longueur du composant dans lequel les grandeurs vectorielles sont calculées à des abscisses situées à égale distance de deux noeuds où sont calculées les grandeurs scalaires. Le maillage dans le temps (Δt) est aussi uniforme.

3.1.3.3.2 Schéma numérique relatif à un noeud quelconque du maillage

La résolution numérique du système d'équations est principalement basée sur une méthode des différences finies [29]. Nous précisons en premier lieu le schéma de discrétisation relatif à un noeud situé dans le "volume" du composant.

Concernant les densités de courant, la numérisation du terme de dérive repose sur la méthode dite "up-stream" [30]. Le calcul du terme de diffusion est effectué à partir d'une dérivée centrée sur deux noeuds.

La résolution des équations de continuité et de l'énergie est basée sur une méthode implicite concernant les termes de divergence [31]. Dans le cas de notre schéma de discrétisation, seules les variables densité de porteurs et énergie sont traitées de façon purement implicite, alors que les coefficients engendrés lors du développement complet des expressions sont exprimés de façon explicite. Cette "linéarisation dans le temps" des coefficients permet une résolution séquentielle des équations constituant le modèle au bénéfice de la simplicité de l'algorithme [32]. Cette hypothèse est justifiée par la valeur très faible de l'incrément temporel. Les termes sources sont traités systématiquement de façon purement explicite.

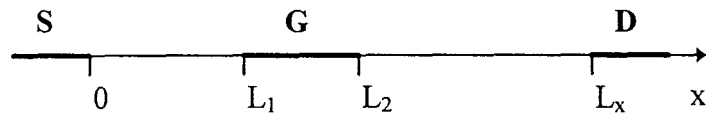
Le schéma de discrétisation de l'équation de Poisson est classiquement basé sur la formulation d'une dérivée seconde centrée sur trois points, en ce qui concerne le Laplacien $\left(\frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2}\right)$.

Les noeuds situés aux limites du maillage spatio-temporel nécessitent un traitement particulier basé sur les conditions aux limites suivantes :

- **Conditions aux limites sur l'espace**

- * Equation de Poisson

Dans le cas de notre modèle Q-2D, le mode de résolution est tel que les potentiels instantanés aux électrodes de la structure sont imposés, et que les courants qui parcourent celles-ci sont déterminés, après résolution des équations, par la physique interne du composant ($(I_s, I_g, I_d) = f(V_{ds}, V_{gs})$). Ainsi, l'origine des potentiels est prise systématiquement au niveau de la source, alors que les tensions imposées $V_{ds}(t)$ et $V_{gs}(t)$ sont appliquées respectivement au drain et à la grille :



$$V(t, x = 0) = 0$$

$$V(t, x = L_x) = V_{ds}(t)$$

$$V(t, L_1 < x < L_2) = V_{gs}(t)$$

* Equations de conservation

Les conditions aux limites pour ces équations sont celles de Neumann. Afin de pouvoir les appliquer, la dimension des zones surdopées N^+ des contacts Ohmiques de la source et du drain est choisie suffisamment importante de façon à ce que les extrémités se retrouvent dans des conditions proches de l'équilibre thermodynamique. Ainsi, ces conditions s'expriment de la façon suivante :

$$\frac{\partial Y}{\partial x} = 0 \quad \text{en } x = 0 \text{ et } x = L_x,$$

avec $Y = \{n, p, \varepsilon_n \text{ et } \varepsilon_p\}$.

• Conditions aux limites sur le temps

La résolution du système complet des équations du modèle s'effectue au cours du temps de façon séquentielle. Le démarrage de ce processus de calcul nécessite la connaissance d'un état initial pour toutes les grandeurs physiques. Cet état est obtenu à l'aide d'une résolution simplifiée des équations, dans laquelle les effets de diffusion sont négligés.

Ainsi, la forme numérique des équations de conservation de l'énergie et de la densité des porteurs ainsi que de l'équation de Poisson, définies à l'instant k pour un noeud i situé dans le volume du composant peut s'exprimer sous la forme générale suivante:

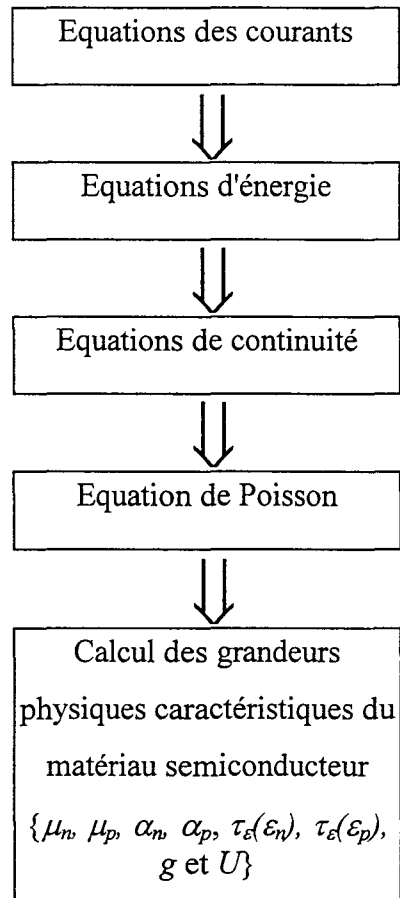


Figure I-11 : Séquence de résolution des équations du modèle semiconducteur Q-2D.

$$a_i^k \cdot X_{i-1}^{k+1} + b_i^k \cdot X_i^{k+1} + c_i^k \cdot X_{i+1}^{k+1} = d_i^k$$

où la variable X représente le potentiel, l'énergie totale moyenne ou la densité des porteurs. Les coefficients $(a_i^k, b_i^k, c_i^k, d_i^k)$ sont calculés par la connaissance des valeurs des différentes grandeurs physiques à chaque abscisse $x = i \cdot \Delta x$ et à l'instant $t = k \cdot \Delta t$. Ce qui permet de déterminer les grandeurs en chaque point x à l'instant $t = (k + 1) \cdot \Delta t$.

3.1.3.3.3 Algorithme de résolution

Pour chacune des équations formant le modèle, à un instant t , l'ensemble des équations numériques définies pour chaque type de noeud du maillage est regroupé sous une forme matricielle :

$$A \cdot X = B$$

où A est une matrice tridiagonale contenant les coefficients $\{a^k, b^k, c^k\}$, X le vecteur inconnu à calculer et B le vecteur contenant les termes du second membre des équations. La résolution de ce système matriciel est effectuée, pour tous les noeuds du maillage, à l'aide de la méthode dite du "double balayage" de Cholewsky [33]. Le système d'équations de continuité, de l'énergie et de Poisson, est résolu selon la séquence présentée sur la figure I-11. A chaque instant et pour les deux types de porteurs, cette résolution permet de calculer les différentes grandeurs physiques pour toute abscisse $x = i \cdot \Delta x$.

Conditions de stabilité

Afin d'assurer une bonne stabilité du calcul numérique lié à cette méthode de résolution, les incréments spatio-temporel Δx et Δt doivent respecter les conditions suivantes :

$$\Delta t < \text{Min}(\tau_d, \tau_\varepsilon(\varepsilon_n), \tau_\varepsilon(\varepsilon_p))$$

$$\Delta x > \Delta t \cdot v_{\max}$$

avec $\tau_d = \frac{\varepsilon}{q \cdot N_{\max} \cdot \mu_{\max}}$: temps de relaxation diélectrique,

N_{\max} , μ_{\max} et v_{\max} représentent respectivement les valeurs maximales du niveau de dopage, de la mobilité et de la vitesse de dérive des porteurs de charge dans le composant. Les valeurs typiques des incréments Δx et Δt utilisés dans notre cas sont respectivement de $10^{-8} m$ et $10^{-14} s$.

3.2 Modèle électrique temporel du circuit

La modélisation électrique d'un dispositif électronique dans le domaine temporel nécessite fondamentalement la résolution du système non linéaire d'équations intégral-différentielles de Kirchoff (lois des noeuds et des mailles), dont les variables principales sont les courants et les tensions développées aux bornes des branches du circuit. Ces équations décrivent le comportement électrique instantané global du circuit considéré. Leur résolution peut difficilement être effectuée par des méthodes analytiques simples. De ce fait, un algorithme numérique approprié à la modélisation temporelle de circuits à transistor FECTED a été développé dans notre équipe. La méthode de résolution sera illustrée sur l'exemple de notre oscillateur à transistor FECTED.

3.2.1 Méthode de résolution

Pour établir la forme numérique des équations de Kirchoff, chaque élément du circuit considéré doit être défini par un modèle électrique équivalent. Ce modèle détermine, selon le type d'élément du circuit (dipôle, quadripôle ...) la relation entre la (ou les) valeur(s) instantanée(s) de la tension développée à ses bornes et le (ou les) courant(s) qui le parcourt(ent).

<u>Élément du circuit</u>	<u>Modèle analytique</u>	<u>Modèle numérique</u>
Résistance R	$V(t) = R \cdot I(t)$	$V^k = R \cdot I^k$
Capacité C	$I(t) = C \cdot \frac{dV(t)}{dt}$	$I^k = C \cdot \frac{V^k - V^{k-1}}{\Delta t}$
Self L	$V(t) = L \cdot \frac{dI(t)}{dt}$	$V^k = L \cdot \frac{I^k - I^{k-1}}{\Delta t}$
Générateur de tension V	$V(t)$	V^k
Dipôle caractérisé par sa réponse impulsionnelle $h(t)$ ($h(t) = \text{TFI} [Y(f)]$)	$I(t) = V(t) \bullet h(t)$ $= \int_0^t V(t - \tau) \cdot h(\tau) \cdot d\tau$	$I^k = \left(\sum_{i=0}^{k-1} V^{k-i} \cdot h^i \right) \cdot \Delta t$

Figure I-12 : Modèles numériques des différents éléments linéaires du circuit de charge.

Dans notre modèle d'oscillateur, le circuit se compose, d'une part, du composant semi-conducteur présentant un comportement non linéaire décrit par le modèle physique Q-2D, et d'autre part, du reste du circuit présentant un comportement linéaire et comportant le circuit passif de charge hyperfréquence ainsi que les circuits de polarisation continue.

A chacun des éléments linéaires du circuit est associé un modèle numérique basé sur la méthode des différences finies (figure I-12). Une formulation explicite est systématiquement considérée. Cette méthode de linéarisation permet de réduire le nombre de variables des équations de circuit à celles constituant les grandeurs de commande du modèle physique semi-conducteur. En ce qui nous concerne, ces grandeurs sont classiquement les différences de potentiel $V_{gs}(t)$ et $V_{ds}(t)$ imposées aux bornes du composant. Cette méthode réduit notablement l'effort de calcul. Elle est justifiée par la valeur très faible de l'incrément temporel Δt imposé par les contraintes de stabilité du calcul numérique lié au modèle semi-conducteur. Dans le cas du transistor FECTED, la valeur de Δt est comprise entre 10^{-15} et 10^{-14} s.

Ainsi, de façon générale, la formulation numérique de chacune des équations du circuit peut être présentée sous la forme suivante :

$$F(X) = 0 \quad (\text{I-8})$$

où F définit le résidu des équations du circuit. C'est une fonction du vecteur X contenant les tensions de commande des composants semi-conducteurs.

La résolution de l'équation (I-8) est effectuée à chaque instant par la méthode itérative de Newton-Raphson. Cette méthode est basée sur la construction d'une suite convergente de valeurs des variables du système d'équations du circuit conduisant à la détermination de sa racine. La forme de cette suite est la suivante :

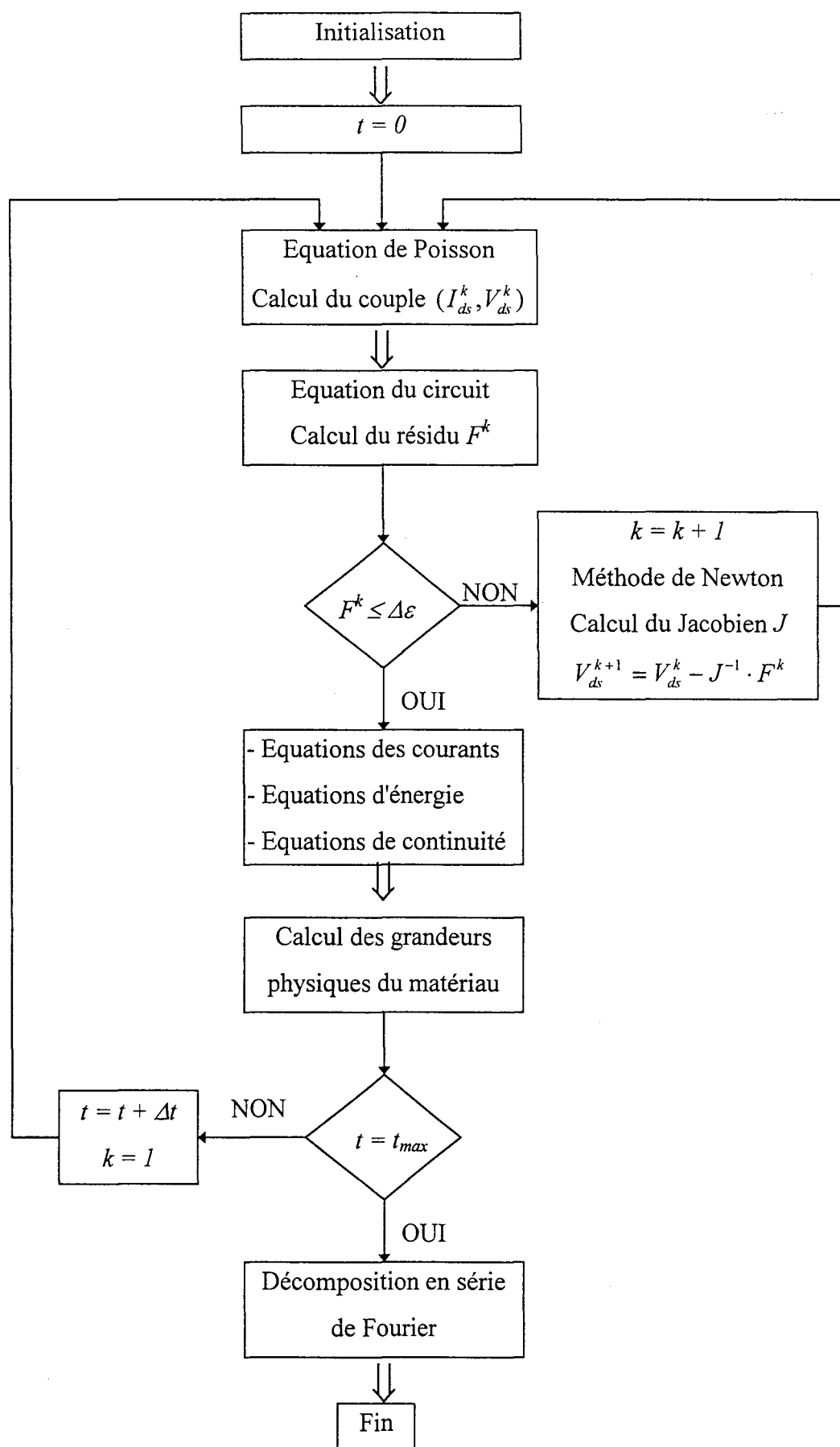


Figure I-13 : Algorithme de résolution de l'équation du circuit de l'oscillateur.

$$X^{k+1} = X^k - J^{-1} \cdot F^k$$

où k est l'indice d'itération, J est le Jacobien construit à partir du calcul des dérivées partielles $\frac{\partial F}{\partial V}$.

Rappelons à ce niveau que la résolution des équations relatives au modèle du transistor FECTED s'effectue de façon séquentielle. Ce découplage est mis à profit dans la procédure de résolution de l'équation du circuit (figure I-13). En effet la méthode de Newton-Raphson nécessite une utilisation répétitive du modèle physique du transistor pour le calcul de la relation $I_{ds} = f(V_{ds})$ au détriment du temps de calcul. Aussi, dans notre modélisation, lors des appels au modèle du composant pour le calcul de cette relation, seule l'équation de Poisson est résolue suivie du calcul immédiat du courant total. Ainsi, à un instant t de la simulation, l'ajustement progressif de la valeur de la tension V_{ds} n'est traduite que par des variations du courant de déplacement circulant dans le transistor. La résolution des équations de continuité et de conservation de l'énergie, ainsi que le calcul des courants de conduction et des paramètres de transport ne sont effectués qu'une fois la résolution de l'équation de circuit terminée. Cette méthode entraîne une réduction notable du temps de calcul. Là encore, son utilisation est justifiée par la valeur très faible de l'incrément temporel imposé par le modèle numérique du composant semi-conducteur.

3.2.2 Modélisation du circuit en régime purement sinusoïdal

Cette modélisation est un cas particulier de la modélisation temporelle de circuit électronique actif. Son mode d'analyse, dans le cas de l'oscillateur à transistor FECTED, est basé principalement sur une hypothèse qui consiste à supposer que le circuit de charge hyperfréquence de drain du transistor présente, à la fréquence d'oscillation choisie, les propriétés d'un circuit résonnant parallèle idéal à coefficient de qualité infini (figure I-14).

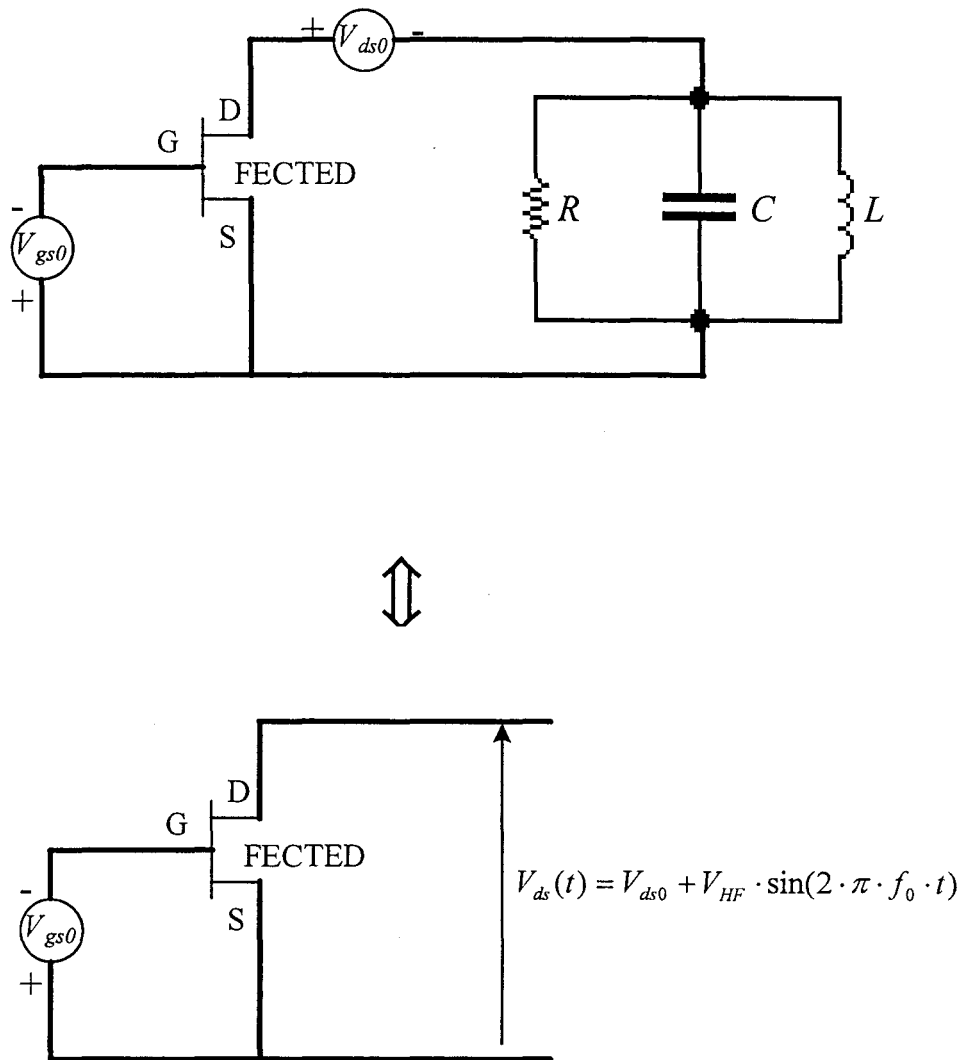


Figure I-14 : Schéma électrique du circuit simulé par le modèle à analyse en régime purement sinusoïdal.

Suivant cette approximation, on peut alors admettre que la forme d'onde de la tension instantanée développée entre le drain et la source du transistor ne présente qu'une composante purement sinusoïdale à la fréquence d'oscillation imposée, et peut être exprimée sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} V_{ds}(t) &= V_{ds0} + V_{hf} \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot t) \\ &= V_{ds0} \cdot (1 + m \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot t)) \end{aligned}$$

où $m = \frac{V_{hf}}{V_{ds0}}$ est le taux de modulation,

V_{ds0} est la tension continue de polarisation appliquée entre le drain et la source,

V_{hf} est l'amplitude de l'excursion de tension hyperfréquence,

f_0 est la fréquence de fonctionnement imposée.

Quant à la forme d'onde du courant total instantané circulant entre le drain et la source du composant, elle est déterminée par la physique interne de ce dernier. Ce courant est calculé par la résolution du système d'équations macroscopiques constituant le modèle "Energie" quasi-bidimensionnel, dans lequel les courants qui circulent dans les différentes électrodes sont présentés comme des fonctions instantanées des tensions appliquées : $(I_s(t), I_d(t), I_g(t)) = f(V_{gs}(t), V_{ds}(t))$.

L'électrode de grille est supposée parfaitement découplée du signal hyperfréquence, elle est soumise uniquement à un potentiel continu V_{gs0} .

En pratique, la simulation est effectuée pour une température de fonctionnement et une amplitude de tension hyperfréquence V_{hf} imposées, et sur une durée de simulation comportant un nombre suffisant de périodes du signal, conduisant à l'obtention d'une forme d'onde du courant parfaitement stable.

Une fois le régime d'oscillation permanent établi, une analyse des évolutions des grandeurs physiques internes et des signaux externes obtenus, permet la caractérisation complète du fonctionnement permanent du composant en régime d'oscillations libres. D'une part, le mode de fonctionnement du composant peut être décrit à l'aide de la visualisation des évolutions spatio-temporelles des principales grandeurs physiques caractérisant le transport des porteurs de charge dans la structure, à savoir le champ électrique, la vitesse totale moyenne, l'énergie totale moyenne et la densité des porteurs de charge. D'autre part, une décomposition en série de Fourier, sur une période du signal, des formes d'ondes de la tension et du courant total est effectuée le long de la structure. Elle permet de déterminer la puissance continue absorbée par le composant, la puissance hyperfréquence émise, le rendement de conversion associé et le niveau d'impédance équivalente, et ainsi de caractériser le comportement électrique dynamique moyen local dans le composant. Les valeurs obtenues à l'extrémité du contact N⁺ du drain définissent alors les grandeurs effectivement disponibles en sortie du composant.

Ainsi, dans ce mode d'analyse, l'influence électrique du circuit de charge n'est pas prise en compte de façon directe, la modélisation dans le domaine "fréquentiel" se réduit alors à l'usage du modèle du composant semi-conducteur et bénéficie de sa simplicité de mise en oeuvre et d'une réduction très importante du temps de calcul. Néanmoins, moyennant la possibilité de faire varier l'amplitude de la tension hyperfréquence V_{hf} imposée entre le drain et la source du composant, l'influence du circuit de charge est partiellement prise en compte. Ceci est dû au fait que le niveau de résistance dynamique du composant dépend directement de V_{hf} . Quant à la réactance de charge, son influence ne peut être prise en compte puisque la fréquence de fonctionnement est a priori imposée. Le résultat n'a alors de sens que dans la mesure où la condition d'oscillation théorique déterminée par le modèle peut être réalisée en pratique, c'est à dire que le niveau d'impédance théorique doit présenter une valeur compatible avec la technologie des circuits passifs de charge.

Le modèle purement sinusoïdal est particulièrement adapté à une étude systématique à la fois des phénomènes physiques déterminant le fonctionnement électrique dynamique du composant, et d'optimisation de ses performances hyperfréquences intrinsèques. Il permet ainsi de définir, à la fréquence désirée, les caractéristiques technologiques et géométriques de la structure optimale du composant ainsi que ses conditions de fonctionnement.

3.2.3 Modélisation électrique temporelle d'un oscillateur à transistor FECTED en régime quelconque

Le modèle purement sinusoïdal repose sur l'hypothèse d'un circuit passif de charge hyperfréquence présentant un coefficient de qualité infini. Quand de façon plus réaliste, ce coefficient est considéré comme fini, aucune hypothèse ne peut être a priori formulée sur la forme d'onde et la fréquence des signaux électriques développés dans le circuit. Celles-ci seront déterminées par l'interaction entre le composant semi-conducteur et son circuit de charge. Les équations de Kirchhoff doivent alors être résolues numériquement à chaque instant conformément à la méthode présentée précédemment.

Comparativement au modèle sinusoïdal, l'intérêt majeur du modèle électrique temporel réside dans le fait qu'il permet une description plus réaliste du fonctionnement des circuits à transistor FECTED. Ce modèle a été principalement utilisé dans l'étude du fonctionnement isotherme du circuit en régime continu d'oscillations libres et verrouillé par injection, ainsi qu'en régime d'oscillation-mélange. Il est particulièrement approprié à l'optimisation du niveau d'impédance de charge du transistor à la fréquence considérée pour un fonctionnement à puissance émise et rendement de conversion maximaux. Une première évaluation de ce niveau d'impédance est déduite des résultats issus des simulations menées en régime purement sinusoïdal.

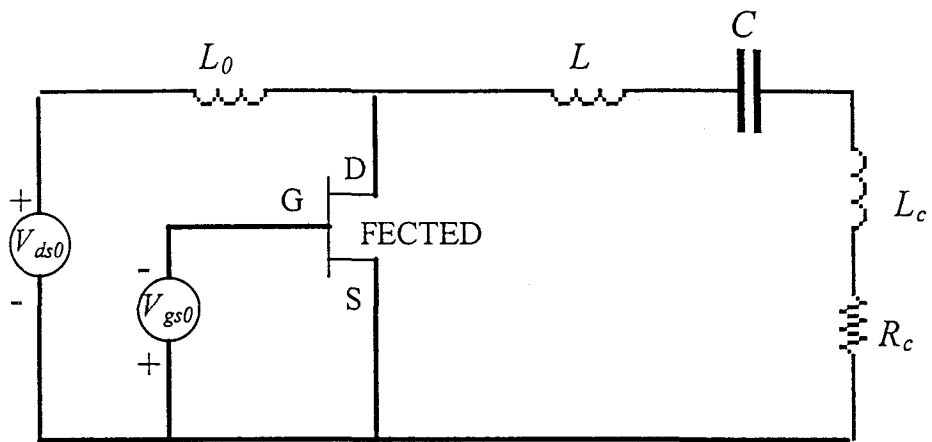


Figure I-15 : Schéma électrique du circuit à éléments localisés simulé par le modèle temporel.

Ce modèle temporel permet de décrire à la fois les régimes de fonctionnement transitoire et permanent. La durée de simulation est choisie de façon à ce que le régime de fonctionnement permanent soit décrit sur une durée suffisante pour que l'analyse de Fourier puisse être effectuée avec une bonne précision. Cette analyse est basée d'une part sur une transformée de Fourier rapide (FFT) pour l'obtention par exemple du spectre de la puissance de sortie. Elle repose d'autre part sur une analyse temporelle basée sur l'évaluation de la "fréquence fondamentale instantanée" du signal associée à une décomposition en série de Fourier à cette fréquence, permettant une définition de la puissance et de l'impédance "instantanées". Cette dernière analyse ne peut être effectuée avec précision que lorsque les signaux présentent une forme d'onde suffisamment monochromatique.

Deux types de configuration du circuit de charge hyperfréquence ont été principalement considérés :

- un circuit à éléments localisés de type *RLC* série,
- un circuit défini sous la forme d'un dipôle équivalent caractérisé par sa réponse impulsionnelle.

3.2.3.1 *Modèle électrique à éléments localisés*

Le schéma électrique utilisé classiquement pour la conception d'un oscillateur libre à transistor FETED est présenté sur la figure I-15. Le circuit de polarisation continue du drain est constitué d'un générateur de tension continue idéal V_{ds0} associé à une self L_0 choisie de façon à assurer un découplage satisfaisant avec le circuit hyperfréquence. Un second générateur de tension continue idéal V_{gs0} assure la polarisation continue de la grille supposée parfaitement découplée du signal hyperfréquence. Un circuit de charge hyperfréquence de forme *RLC* série est connecté entre le drain et la source. La résistance R_c et la self L_c permettent d'assurer la condition d'oscillation à la fréquence de fonctionnement f_0 . Le circuit *LC* résonnant à f_0 , permet à

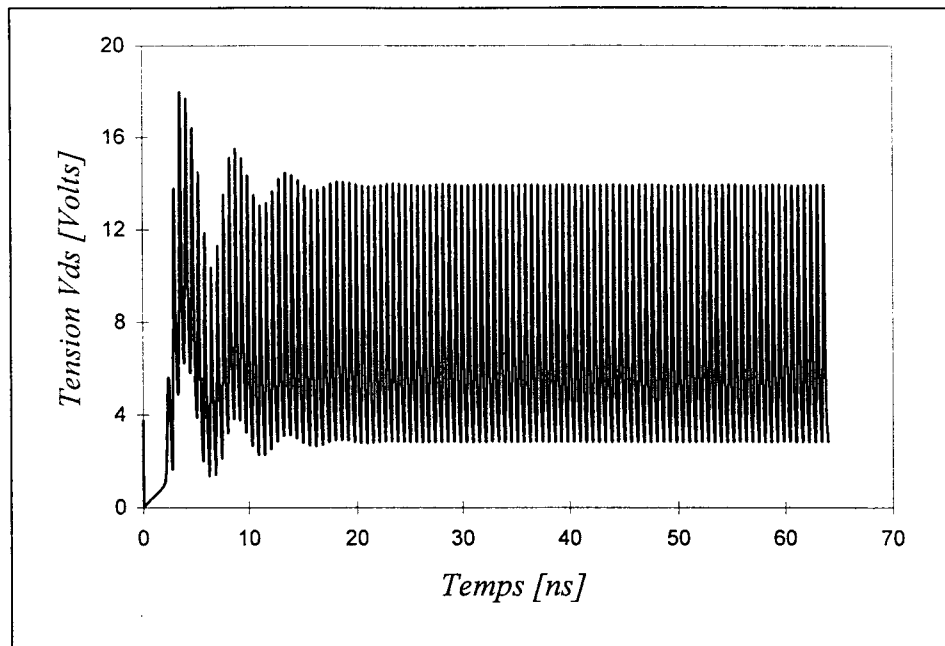


Figure I-16 : Evolution temporelle de la tension V_{ds} développée entre le drain et la source du transistor FETED en régime d'oscillation libre.

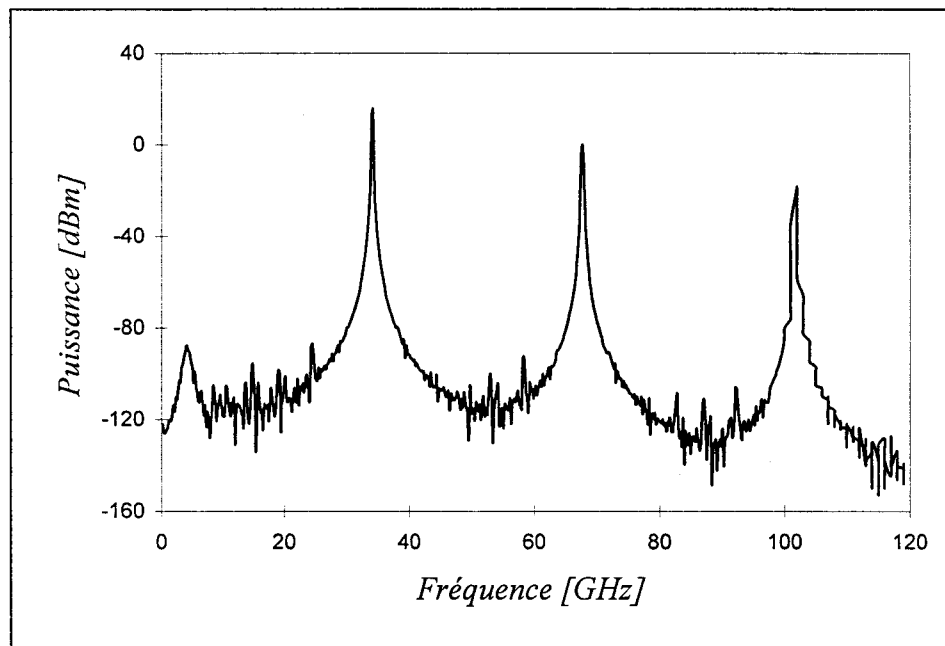


Figure I-17 : Spectre de puissance à la sortie du transistor FETED en régime de fonctionnement permanent.

la fois une isolation du circuit de polarisation du drain, et une modification du coefficient de qualité externe de l'oscillateur.

La figure I-16 présente à titre d'exemple l'évolution temporelle typique de la tension aux bornes du composant en régime continu d'oscillation. Celle-ci démarre en régime grand signal et se stabilise rapidement au bout de quelques périodes. En régime permanent, le spectre de puissance générée à la sortie du transistor (figure I-17) présente des raies à la fréquence fondamentale d'oscillation et à ses harmoniques supérieures. Ce spectre permet d'évaluer la valeur de la fréquence et le niveau de puissance correspondants aux différentes raies. Ces résultats sont consistants avec ceux issus de la décomposition en série de Fourier.

3.2.3.2 *Modèle électrique avec la réponse impulsionnelle*

La modélisation du circuit passif de charge à l'aide d'un simple circuit *RLC* constitue dans certains cas une faiblesse de notre modèle d'oscillateur. En effet, ce circuit simple ne peut traduire de façon totalement réaliste le comportement fréquentiel du circuit passif de charge réel vu au niveau de la sortie du transistor FETED. Le circuit passif de charge de notre composant planaire est généralement réalisé en technologie microruban. La figure I-18 représente un exemple typique de l'évolution fréquentielle de l'impédance d'un circuit d'adaptation à la fréquence 33 GHz , qui présente de nombreuses résonances. Celles-ci, de part les potentialités des dispositifs à effet Gunn à fonctionner en large bande de fréquence, peuvent influencer sur le comportement électrique instantané de l'oscillateur.

Les propriétés globales du circuit passif de charge peuvent potentiellement être prises en compte dans notre modèle électrique temporel de l'oscillateur par l'intermédiaire d'un dipôle équivalent caractérisé par la réponse impulsionnelle $h(t)$ de ce circuit. Le calcul de la réponse $s(t)$ de ce dipôle à une excitation externe $e(t)$ est effectué par une simple opération de produit de convolution :

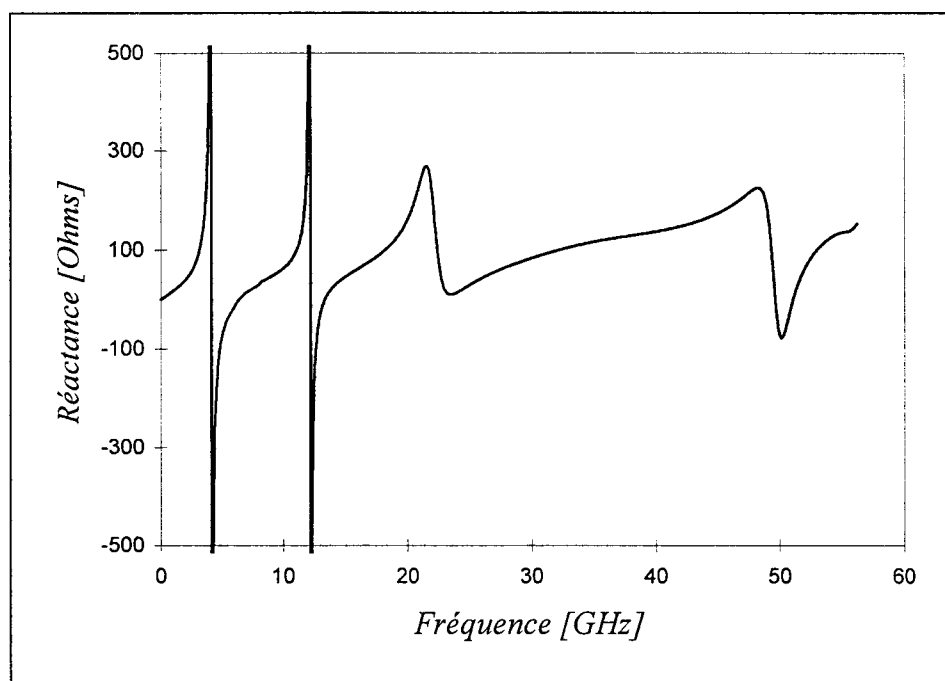
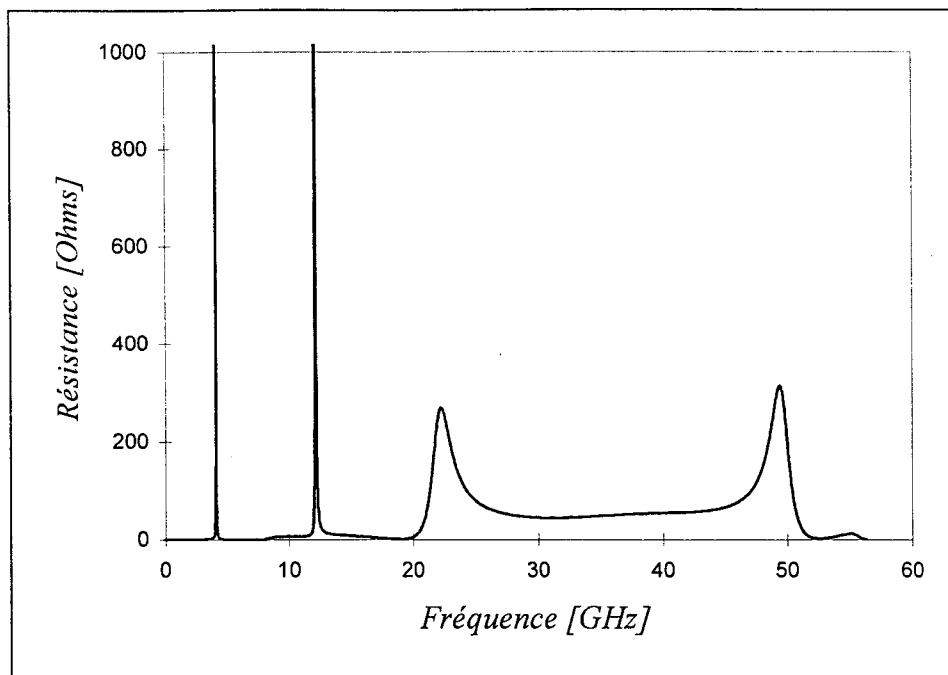


Figure I-18 : Evolution fréquentielle de l'impédance d'un circuit d'adaptation à la fréquence 33 GHz en structure microruban.

$$s(t) = e(t) * h(t) = \int_0^t e(t - \tau) \cdot h(\tau) \cdot d\tau$$

Dans le cas de notre application, cette réponse impulsionnelle n'est autre que la transformée de Fourier inverse de l'impédance ou de l'admittance de l'élément du circuit considéré selon que la grandeur inconnue est la tension ou le courant respectivement. La description du circuit de charge par sa réponse impulsionnelle a pour avantage de permettre l'utilisation de résultats de caractérisation issus soit de simulations sur des logiciels de CAO commerciaux à analyse fréquentielle, tels que MDS (Microwave Design System) et HFSS (High -Frequency Structure Simulator) de chez Hewlett Packard, soit de mesures expérimentales obtenues par exemple sur analyseur de réseau.

L'emploi de la technique de convolution présente cependant quelques inconvénients qui ne peuvent être négligés :

- Tout d'abord, le calcul répétitif de l'intégrale de convolution à l'instant t requiert un temps de calcul nettement supérieur à celui nécessaire au calcul des équations de circuit dans le cas du modèle à éléments localisés. De plus, ce temps augmente proportionnellement avec la durée de simulation.
- Deuxièmement, les modèles de circuit passif doivent présenter un domaine de validité dans une bande de fréquence suffisamment large. En effet, il est important de prendre en compte le comportement fréquentiel du circuit passif au moins jusqu'au deuxième harmonique du signal fondamental, permettant de tenir compte de l'influence de celui-ci sur les résultats de simulation.
- La limitation fréquentielle de la bande de définition de la fonction de transfert (l'impédance ou l'admittance) du circuit passif induit des problèmes purement numériques liés à l'utilisation de la transformée de Fourier inverse. Une étude

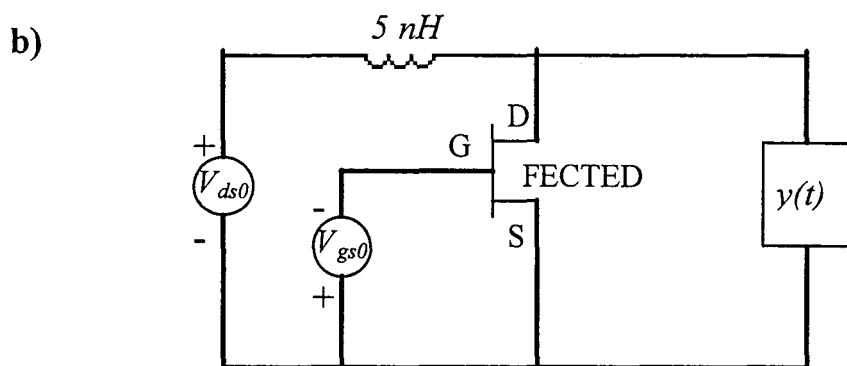
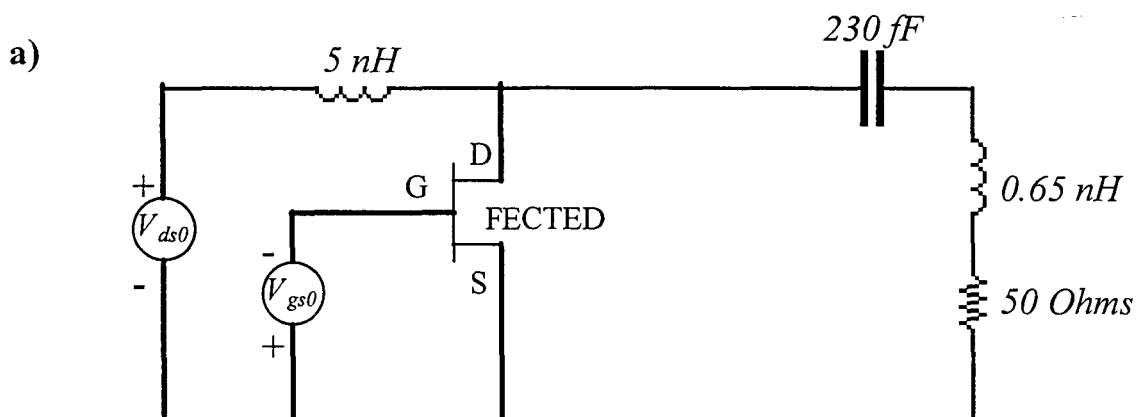


Figure I-19 : Oscillateur à transistor FETED ($T_f=400\text{ K}$, $N_d=2.10^{22}\text{ m}^{-3}$, $V_{ds0}=7\text{ V}$, $V_{gs0}=0\text{ V}$, $L_{gd}=2.1\text{ }\mu\text{m}$, $H_e=0.8\text{ }\mu\text{m}$, $Z=500\text{ }\mu\text{m}$, $L_g=L_{sg}=0.5\text{ }\mu\text{m}$) dont le circuit de charge hyperfréquence est modélisé sous deux formes:

- a) modèle avec éléments localisés,
- b) modèle avec réponse impulsionnelle.

appropriée, nous a permis de mettre en évidence l'influence, d'une part, du niveau du module de la fonction de transfert à la fréquence de troncature, et d'autre part de la forme de la fenêtre de troncature (rectangulaire, Hanning ...) sur le résultat de cette transformation [34]. Ces problèmes ont été considérés avec soin dans nos simulations.

- Enfin, dans le but de minimiser le temps de calcul, il s'est avéré nécessaire d'effectuer une troncature de la réponse impulsionnelle elle-même. Cette troncature doit être réalisée à un instant T_m où l'amplitude de cette dernière tend vers des valeurs négligeables par rapport à sa valeur maximale. Cet effet doit toujours être pris en compte lors de cette opération de troncature. Si l'intégrale de convolution est tronquée à une durée suffisamment longue devant les périodes les plus grandes des signaux développés dans l'oscillateur, la solution est raisonnablement précise, mais peut être entachée de perturbations numériques (oscillations de Gibbs) [34]. Ces perturbations peuvent être minimisées en multipliant la réponse impulsionnelle par une fonction de forme, à titre d'exemple, $\cos(\pi t/T_m)$ [35]. Un moyen empirique d'évaluer l'influence de cette technique est d'opérer une transformée de Fourier de cette nouvelle réponse impulsionnelle et de la comparer à l'évolution fréquentielle initiale [35]. Cette méthode aide à faire un bon choix de l'instant T_m où peut être effectuée la troncature.

Afin de pouvoir valider cette méthode de convolution, nous avons effectué des simulations du fonctionnement d'un circuit d'oscillateur à transistor FECTED (figure I-19) dans des conditions rigoureusement identiques, pour lesquelles le circuit de charge hyperfréquence a été modélisé respectivement sous la forme d'un circuit RLC localisé et à partir de la réponse impulsionnelle $y(t)$ associée à son admittance. La figure I-20 illustre l'évolution fréquentielle de l'admittance du circuit de charge et sa réponse impulsionnelle $y(t)$ correspondante tronquée ici à $T_m = 1 \text{ ns}$. Le calcul numérique du produit de convolution a été effectué par une procédure Fortran de la bibliothèque mathématique ESSL. Une concordance globalement satisfaisante en ce qui concerne les

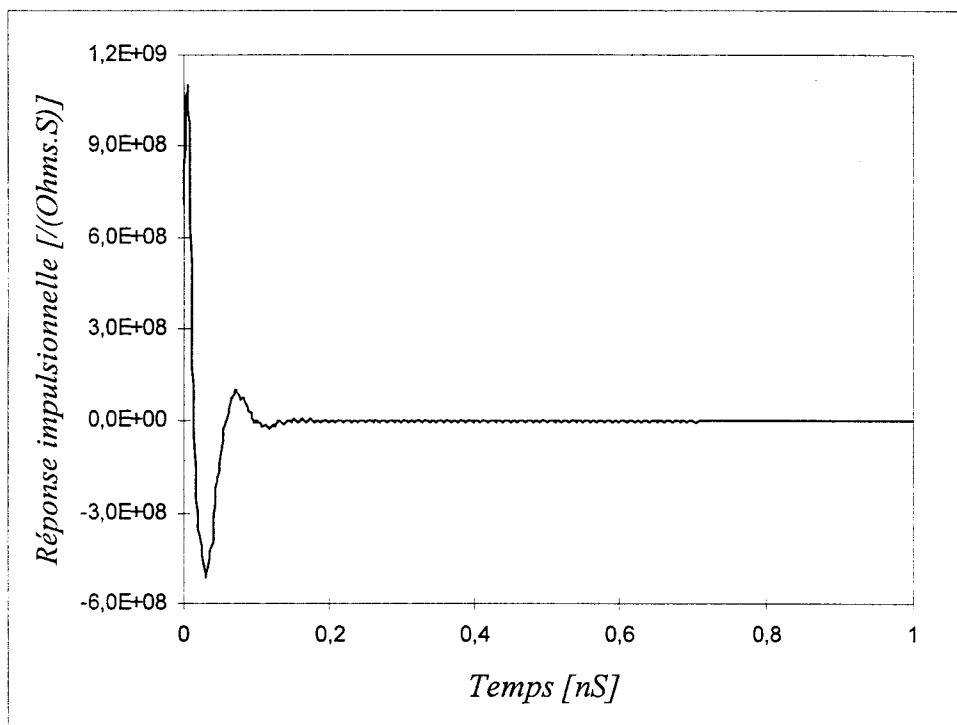
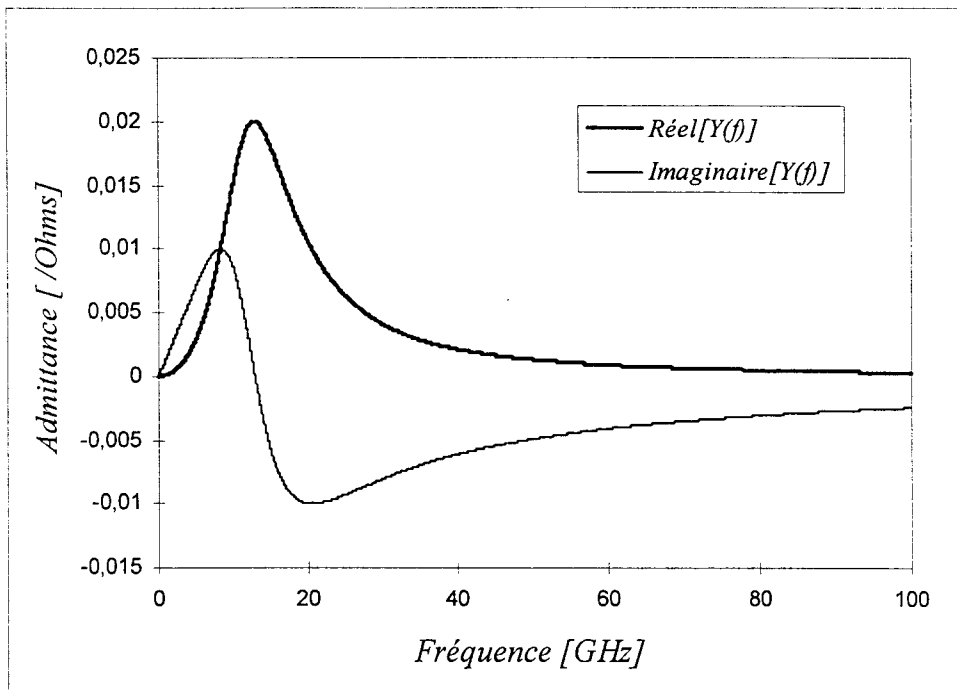


Figure I-20 : Evolution fr equentielle de l'admittance $Y(f)$ du circuit de charge hyperfr equente    l ements localisés, et sa réponse impulsionnelle $y(t)$.

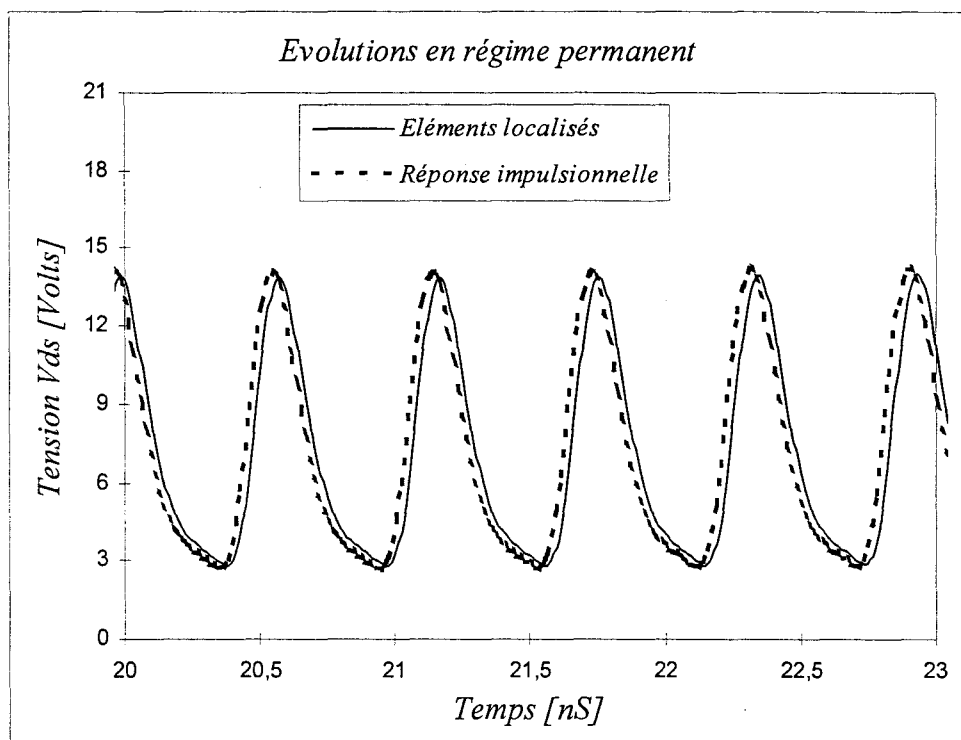
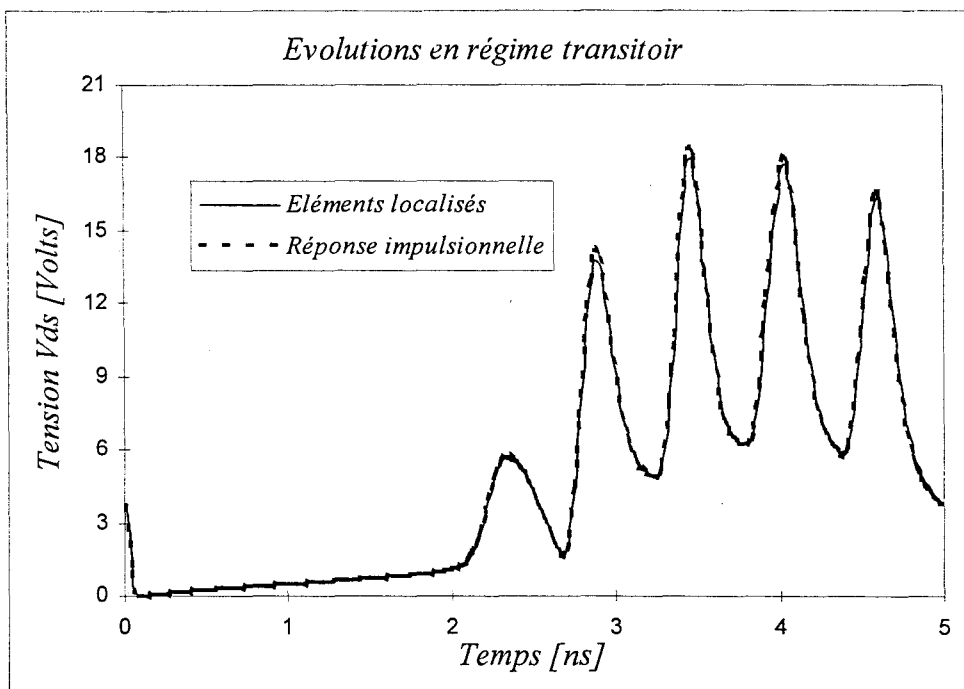


Figure I-21 : Comparaison des évolutions temporelles de V_{ds} obtenues avec les modèles électriques à éléments localisés et à réponse impulsionnelle du même circuit de charge hyperfréquence.

<u>Grandeurs en régime permanent</u>	<u>Modèle électrique à éléments localisés</u>	<u>Modèle électrique avec la réponse impulsionnelle</u>
Fréquence d'oscillations f_0	33.919 GHz	33.981 GHz
Puissance hyperfréquence P_{HF}	39 mW	40 mW
Rendement de conversion η_{HF}	5.1%	5.1%
Impédance de sortie Z_d	$-41 - j 108 \Omega$	$-39 - j 110 \Omega$
Courant continu I_{ds0}	111 mA	111 mA

Figure I-22 : Comparaison des caractéristiques du régime permanent de l'oscillateur.

formes d'ondes des signaux électriques en début du transitoire et en régime permanent peut être observée sur la figure I-21. Ce résultat est confirmé dans le tableau présenté sur la figure I-22, dans lequel sont définies les grandeurs caractéristiques du régime permanent de l'oscillateur, ce qui tend à valider les deux approches théoriques relativement l'une par rapport à l'autre.

4. Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons présenté les deux modèles électriques temporels spécifiques qui nous ont servi d'outil pour simuler le fonctionnement global des différents circuits à transistor FECTED considérés dans ce travail. Ces deux modèles de circuits ont pour point commun l'utilisation d'un modèle physique numérique bipolaire quasi-bidimensionnel hydrodynamique de type "Energie" du transistor.

Le premier est un modèle de type "fréquentiel" permettant une analyse en régime permanent purement sinusoïdal. Ce modèle nécessite des temps de calcul assez faibles : quelques minutes pour un point de fonctionnement donné. Il est donc particulièrement adapté pour une étude systématique du fonctionnement dynamique intrinsèque du transistor, et à une optimisation des caractéristiques géométriques et technologiques de sa structure et de ses performances hyperfréquences.

Le second est un modèle électrique permettant une étude du fonctionnement temporel global des circuits en régime quelconque. Ce modèle permet une étude réaliste de l'interaction entre le composant actif et son circuit passif de charge. Il a été utilisé en tant qu'outil d'aide à la conception des circuits décrits dans ce travail. Dans ce modèle, le circuit de charge hyperfréquence est considéré selon deux approches différentes. Dans la première, le circuit est considéré sous forme d'un circuit équivalent à éléments localisés. Dans la seconde, le circuit est représenté globalement sous la forme d'un dipôle équivalent caractérisé par sa réponse impulsionnelle.

Bibliographie Chapitre I

- [1] : **J.B. GUNN**
"Microwave oscillations of current in III-V semiconductors"
Solid State Communications, Vol. 1, pp. 88-91, 1963.
- [2] : **H. KROEMER**
"Theory of the Gunn effect"
Proc. Ire., Vol. 52, p. 1736, 1964.
- [3] : **M.R. FRISCOURT**
"Contribution à l'étude des dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique"
Thèse de docteur-ingénieur, Lille, 1982.
- [4] : **M.R. FRISCOURT**
"Etude des dispositifs à transfert électronique pour la génération de puissance en gamme millimétrique"
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1985.
- [5] : **M.A. POISSON, C. BRYLINSKI, G. COLOMER, J.P. DUCHEMIN, F. AZAN, J. LACOMBE and al**
"High power, high efficiency LP-MOCVD InP Gunn diodes"
Electronics Letters, Vol. 20, N° 25/26, pp. 1061-1062, 1984.
- [6] : **R.B. BEALL, S.J. BATTERSBY, P.J. GRECIAN**
"W-band GaAs Camel-cathode Gunn devices produced by MBE"
Electronics Letters, Vol. 25, N° 13, 22nd June 1989.
- [7] : **H. SPOONER and N.R. COUCH**
"Advances in hot electron injector Gunn diodes"
Gec Journal of Research, Vol. 7, N° 1, 1989.
- [8] : **N.R. COUCH, H. SPOONER and al**
"High-performance, graded AlGaAs injector, GaAs Gunn diodes at 94 GHz"
IEEE Electron Device Letters, Vol. 10, N° 7, July 1989.

-
- [9] : **D.J. COLLIVER, K.W. GRAY and al**
"Cathod contact effects in InP transferred electron oscillators"
Proc. Symp. on GaAs, p. 30, pp. 286-294, 1972.
- [10] : **D.J. COLLIVER, L.D. IRVING, J.E. PATTISON and H.D. REES**
"High efficiency InP transferred electron oscillators"
Electronics Letters, Vol. 10, N° 11, 30th May 1974.
- [11] : **P.C. MOUTOU, J.J. GODART and J. MONTEL**
"Metal-semiconductor cathode structures with enhanced injection efficiency"
J.Vac.Sci.Technol., Vol. 13, N° 4, July/Aug. 1976.
- [12] : **M.R. FRISCOURT, P.A. ROLLAND and M. PERNISEK**
"Heterojunction cathode contact transferred-electron oscillators"
IEEE Electron Device Letters, Vol. EDL-6, N° 10, pp. 497-499, 1985.
- [13] : **B. FANK**
"Indium Phosphide MM-Wave devices and components"
Microwave Journal, pp. 95-101, April 1984.
- [14] : **J. MAGARSHAK, A. MIRCEA**
"Wideband CW amplification in X-band with Gunn diodes"
Dig. Tech. Papers, Int. Solid-State Circuits Conf., pp. 134-135, 1970.
- [15] : **S.Y. NARAYAN, F. STERZER**
"Transferred-electron amplifiers and oscillators"
IEEE Trans. Micr. Th. Tech., Vol. MTT. 18, N° 11, pp. 773-783, Nov. 1970.
- [16] : **H.C. HUANG, L.A. MAC KENZIE**
"A Gunn diode operated in the hybrid mode"
Proc. IEEE, Vol. 57, p. 261, 1969.
- [17] : **M.R. BARBER**
"High-power quenched Gunn oscillators"
Proc. IEEE, Vol. 56, N° 4, pp. 752-753, April 1968.
- [18] : **J.A. COPELAND**
"LSA oscillator diode theory"
J. Appl. Phys., Vol. 38, N° 7, p. 3096, July 1967.

-
- [19] : **H.KROEMER**
"The Gunn effect under imperfect cathode boundary conditions"
IEEE Trans. Elec. Dev., Vol. ED-15, p. 819, Fev. 1968.
- [20] : **P.A. ROLLAND, A. CAPPY, M.R. FRISCOURT**
"GaAs monolithic transferred-electron devices for millimeter-wave applications"
Proc. MTT-S, Saint Louis, MO, June 1985.
- [21] : **H. SCHEIBER, K. LÜBKE, D. GRÜTZMACHER, C.G. DISKUS, and
H.W. THIM**
"MMIC-compatible GaAs and InP Field Effect Controlled Transferred Electron
(FECTED) oscillators"
IEEE Trans. on Mic. Theo. And Tech., Vol. 37, N° 12, Dec. 1989.
- [22] : **H. SCHEIBER, K. LÜBKE, C.G. DISKUS, and H.W. THIM**
"IC-compatible 45 mW Ka-band GaAs transferred-electron oscillator"
Electronics Letters, Vol. 25, N° 3, 2nd Feb. 1989.
- [23] : **K. LÜBKE, H. SCHEIBER and H.W. THIM**
"A voltage tunable 35 GHz Monolithic GaAs FECTED oscillator"
IEEE Mic. and Guided Wave Letters, Vol. 1, N° 2, Feb. 1991.
- [24] : **A.L. SPRINGER, C.G. DISKUS, K. LÜBKE and H.W. THIM**
"A 60-GHz MMIC- compatible TED-oscillator"
IEEE Mic. and Guided Wave Letters, Vol. 5, N° 4, April 1995.
- [25] : **U. GÜTTICH and J. WENGER**
"Design, fabrication and performance of monolithic dielectrically stabilized PM-
HFET oscillators up to 60 GHz"
Proc. 24th Euro. Microwave conf., pp. 361-363, Cannes, France, Sept. 5-8, 1994.
- [26] : **A. BANGERT, M. SCHLECHTWEG, W. REINERT, W. H. HAYDL,
A. HÜLSMANN, K. KÖHLER**
"Monolithic integrated 75 GHz oscillator with high output power using a
pseudomorphic HFET"
IEEE MTT-S Int. Microw. Symp. Dig., pp. 135-138, 1994.

-
- [27] : **A. CAPPY**
"Sur un nouveau modèle de transistor à effet de champ à grille submicronique"
Thèse de troisième cycle, Lille, Juin 1981.
- [28] : **W. SCHOCKLEY**
"A unipolar field-effect transistor"
Proc. IRE, Vol. 40, pp. 1365, 1952.
- [29] : **J.F. LUY, R. KUEHNE**
"Tunneling-assisted Impatt operation"
IEEE. Trans. Electron Device, Vol. 36, N° 3, March 1989.
- [30] : **J.P. NOUGIER**
"Méthodes de calcul numérique"
Masson, 1991.
- [31] : **M. CHARLES, R.J. LOMAX and al**
"Semi-conductor device simulation"
IEEE Trans. on Mic. Theo. and Tech., Vol. MTT 22, N° 3, pp. 160-177, March 1974.
- [32] : **M. REISER**
"Large-scale numerical simulation in semiconductor device modelling"
Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1, pp. 17-38, 1972.
- [33] : **CHOLEWSKI**
"Mathematical methods for digital computer"
(Ed. E.L. Wachpress), J. Wiley, New York, 1967.
- [34] : **E. ORAN BRIGHAM**
"The fast fourier transform"
Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey.
- [35] : **W.J. EVANS**
"Characterization of avalanche diode TRAPATT oscillators"
IEEE Trans. Electron Device, Vol. ED-17, N° 5, May 1970.

Chapitre II

CHAPITRE II

Etude d'optimisation du transistor FECTED en régime d'oscillations libres dans la bande des fréquences millimétriques

Introduction

L'objet principal des résultats présentés dans ce chapitre est la définition des paramètres géométriques et technologiques optimaux des transistors FECTED et des performances hyperfréquences associées pour la réalisation d'oscillateurs fonctionnant en régime continu en ondes millimétriques. Cette étude d'optimisation concerne trois types de matériaux : GaAs, InP et GaInAs. Elle est principalement menée à l'aide du modèle purement sinusoïdal.

1. Modes de fonctionnement du transistor FECTED

1.1 *Origine des différents modes de fonctionnement*

Les phénomènes de réaction de charge d'espace se produisant dans la zone active des dispositifs à transfert électronique jouent un rôle fondamental dans leur fonctionnement dynamique. Ces effets résultent du fait que dans ces structures, la densité locale d'électrons est de l'ordre de grandeur du niveau de dopage de la zone active. En conséquence, le profil de champ électrique instantané est fortement influencé par l'évolution spatiale de la densité d'électrons. Rappelons que ce profil de champ électrique influe lui-même fortement sur la valeur des paramètres de transport des électrons. La forte interaction liant le courant de conduction et la tension développée

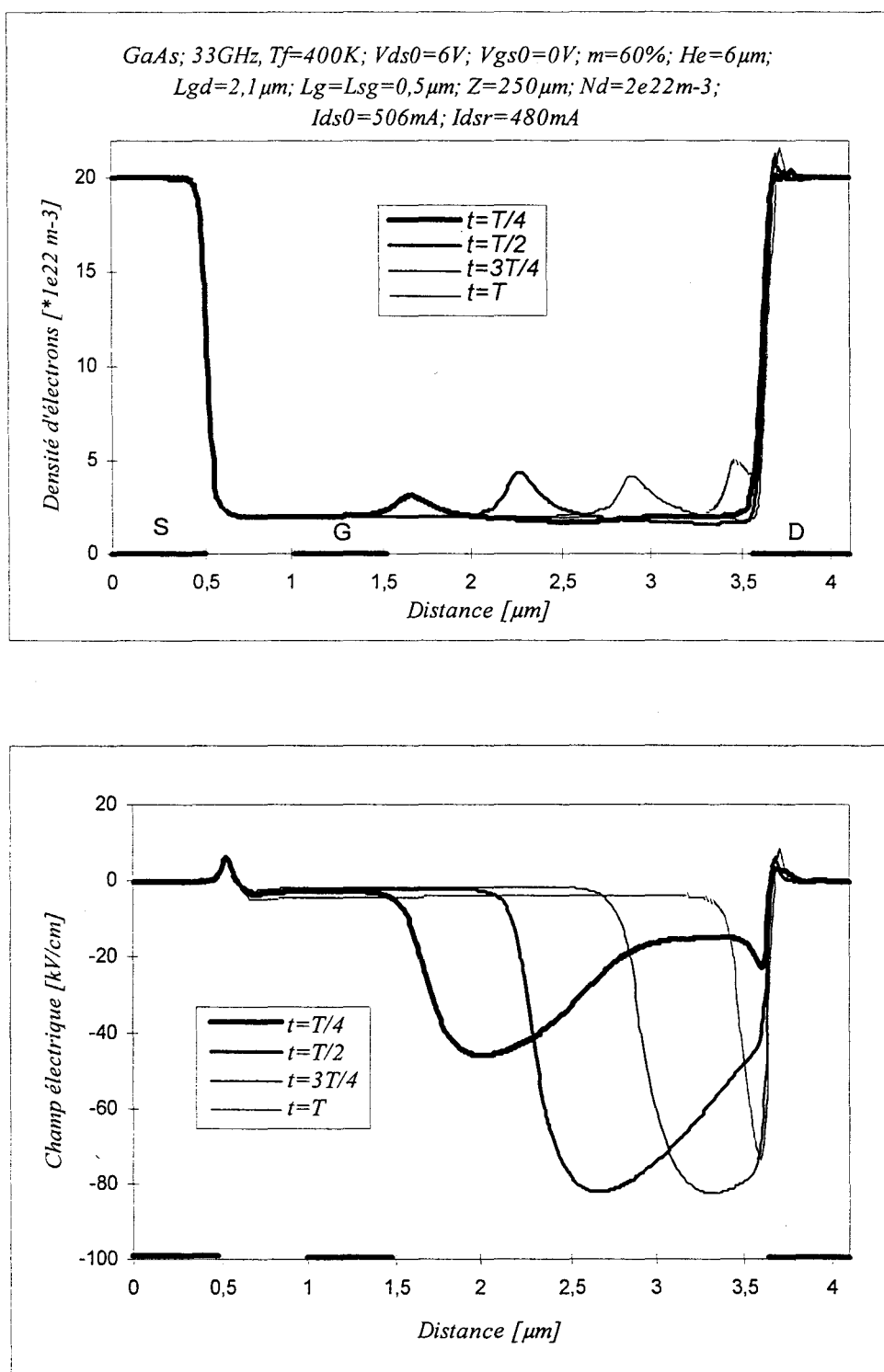


figure II-1 : Evolutions spatio-temporelles de la densité des électrons et du champ électrique dans le transistor FECTED en mode de fonctionnement à couche d'accumulation et temps de transit.

aux bornes du transistor FECTED entraîne l'existence de différents modes de fonctionnement. La nature de ces modes peut être identifiée en considérant les évolutions spatio-temporelles des grandeurs physiques internes suivantes :

- la densité électronique n ,
- le champ électrique E ,
- la vitesse moyenne de dérive des électrons v ,
- et l'énergie moyenne totale des électrons ε .

Dans le cas d'une structure FECTED fonctionnant dans la gamme des longueurs d'ondes millimétriques, on peut considérer l'existence de trois modes de fonctionnement caractéristiques, à savoir :

- * le mode à couche d'accumulation et temps de transit,
- * le mode à couche dipolaire,
- * le mode de type "FET".

L'apparition de l'un ou l'autre de ces modes dépend essentiellement de la valeur de la densité de courant continu injecté au niveau du contact de cathode par rapport à la densité de courant de référence [1] :

$$J_{dsr} = q \cdot N_d \cdot v_s$$

où N_d est le niveau de dopage de la zone active du transistor, et v_s la vitesse de saturation des électrons dans cette zone.

Notons que le passage d'un mode de fonctionnement à un autre ne présente pas un caractère critique et qu'en jouant sur les conditions de fonctionnement, pour une structure donnée, on peut faire apparaître des modes de fonctionnement "hybrides".

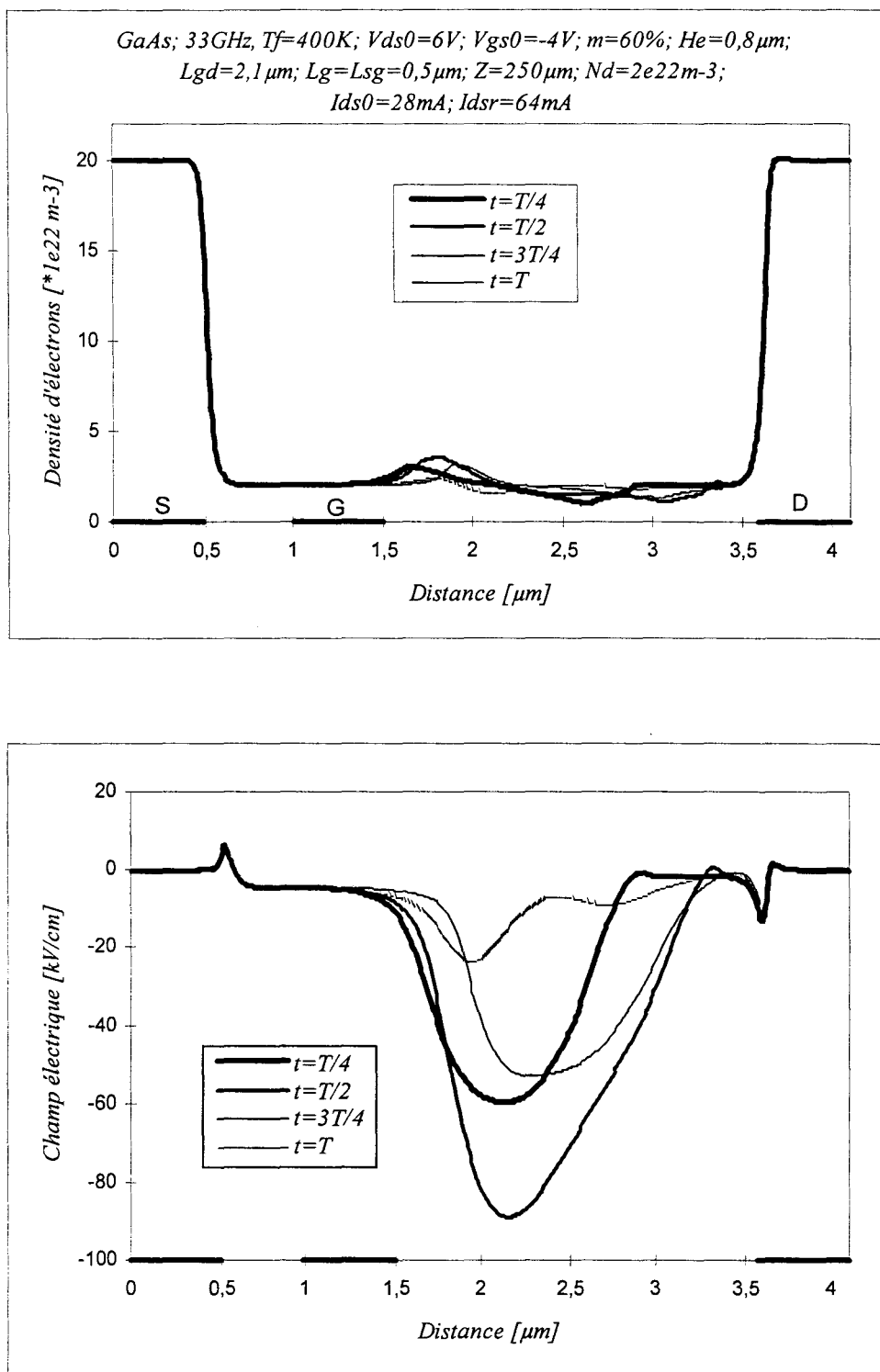


Figure II-2 : Evolutions spatio-temporelles de la densité des électrons et du champ électrique dans le transistor FECTED en mode de fonctionnement de type "FET".

Ainsi, lorsque le courant injecté est supérieur au courant de référence, exemple du cas d'une structure à couche active d'épaisseur (H_e) suffisamment importante (de l'ordre de quelques microns), on observe un mode de fonctionnement de type couche d'accumulation et temps de transit (figure II-1) à peu près similaire à celui rencontré dans les composants millimétriques N^+NN^+ de structure méssa [1]. Dans ce mode de fonctionnement, l'électrode de grille n'exerce quasiment plus de contrôle sur le niveau du courant injecté. L'utilisation de composant fonctionnant en mode à couche d'accumulation et temps de transit ne justifie donc pas la réalisation de transistor FECTED.

Le mode de fonctionnement de type "FET" est obtenu pour un courant injecté largement inférieur au courant de référence. Ce mode de fonctionnement peut être facilement obtenu dans une structure de type FECTED présentant une épaisseur typique de l'ordre du micron pour des valeurs de tension V_{gs0} suffisamment élevées pour pincer le canal conducteur du composant (figure II-2). Ce mode de fonctionnement est principalement caractérisé par la formation d'une couche d'accumulation stable en sortie de grille, qui a tendance à fixer une grande partie du champ électrique au voisinage de la grille, alors que du côté du drain, le champ électrique présente une intensité très faible, et ceci durant la quasi-totalité de la période du signal hyperfréquence. A cause du faible niveau du courant injecté, les performances hyperfréquences associés à ce mode de fonctionnement sont relativement faibles. En conséquence, ce mode de fonctionnement ne présente guère d'intérêt pour les applications en oscillation qui nous intéressent.

Pour un courant injecté de l'ordre de grandeur du courant de référence, on obtient un mode à couche dipolaire dans lequel la couche d'accumulation est suivie d'une zone dépeuplée (figure II-3). Ce mode de fonctionnement est le mode typiquement observé dans une structure d'épaisseur H_e de l'ordre du micron avec une tension V_{gs0} faible. Lors de travaux antérieurs, M.R. Friscourt a démontré l'intérêt, pour une structure FECTED, du mode à couche dipolaire pour la génération de puissance en onde millimétrique [1]. Nous avons ainsi focalisé notre étude sur ce mode de fonctionnement que nous proposons de décrire dans le paragraphe suivant.

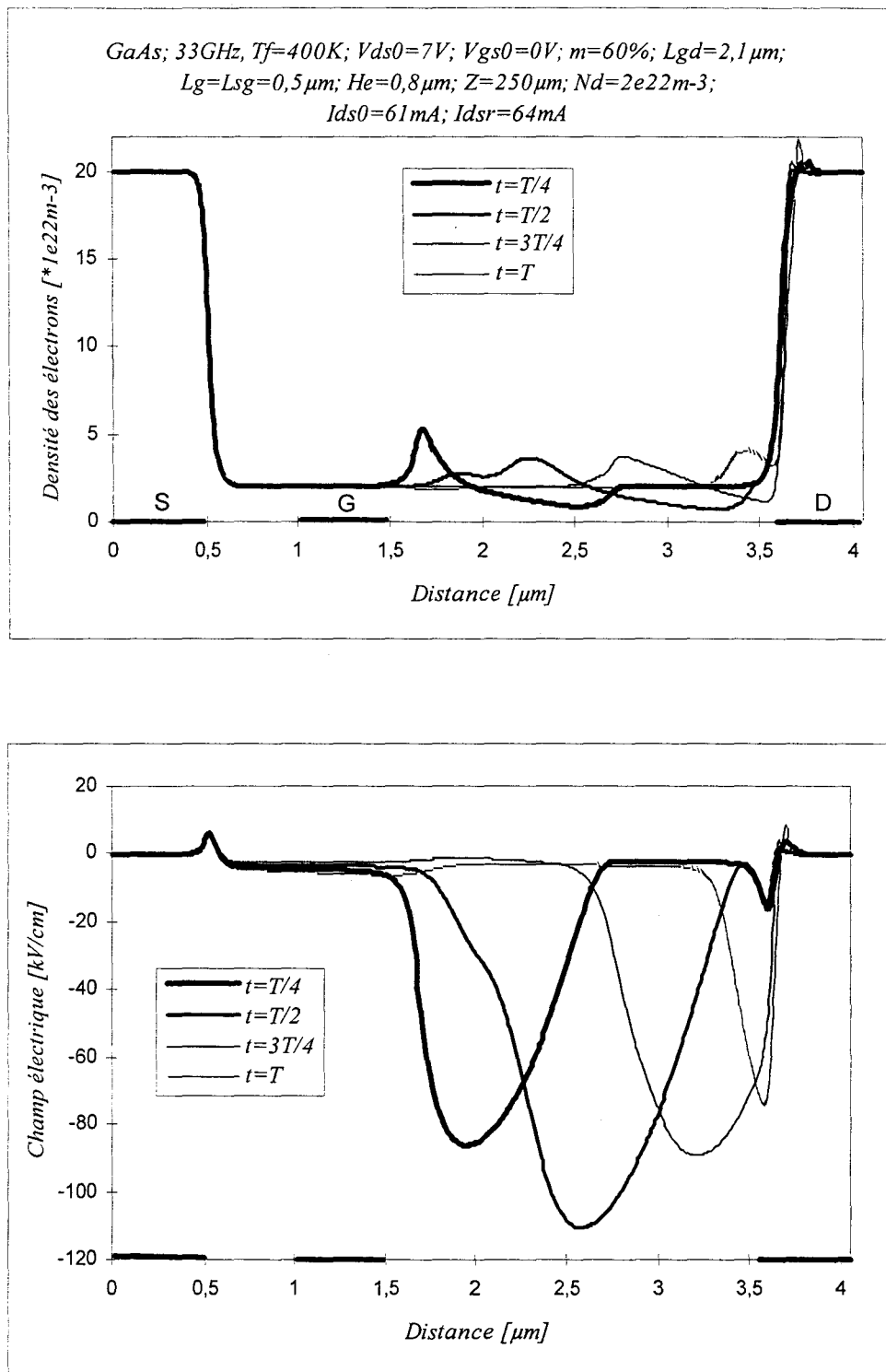


Figure II-3-a : Evolutions spatio-temporelles de la densité des électrons et du champ électrique dans le transistor FECTED en mode de fonctionnement à couche dipolaire.

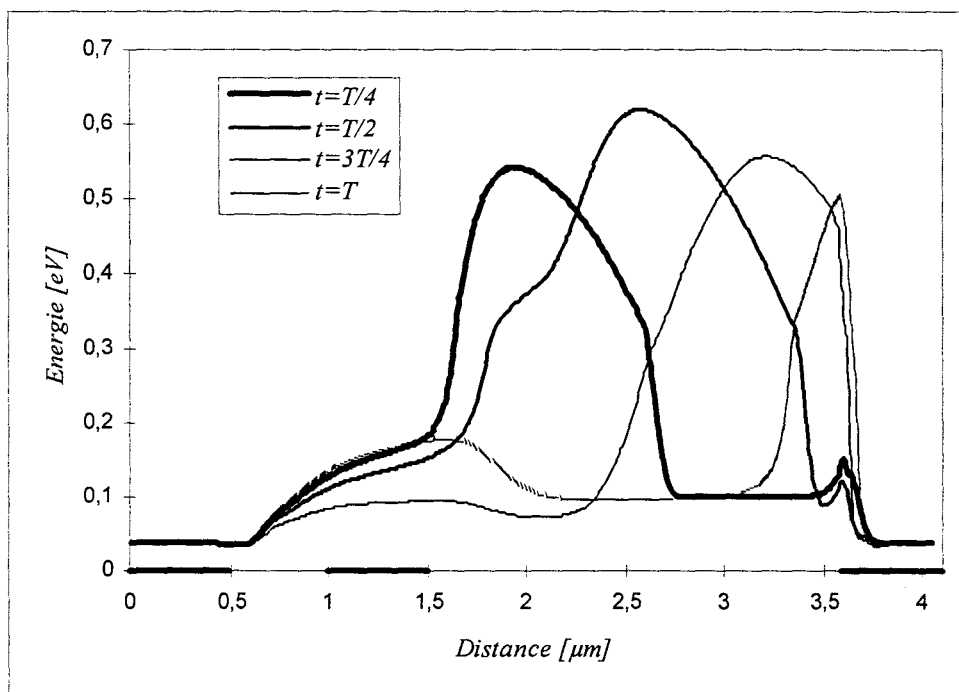
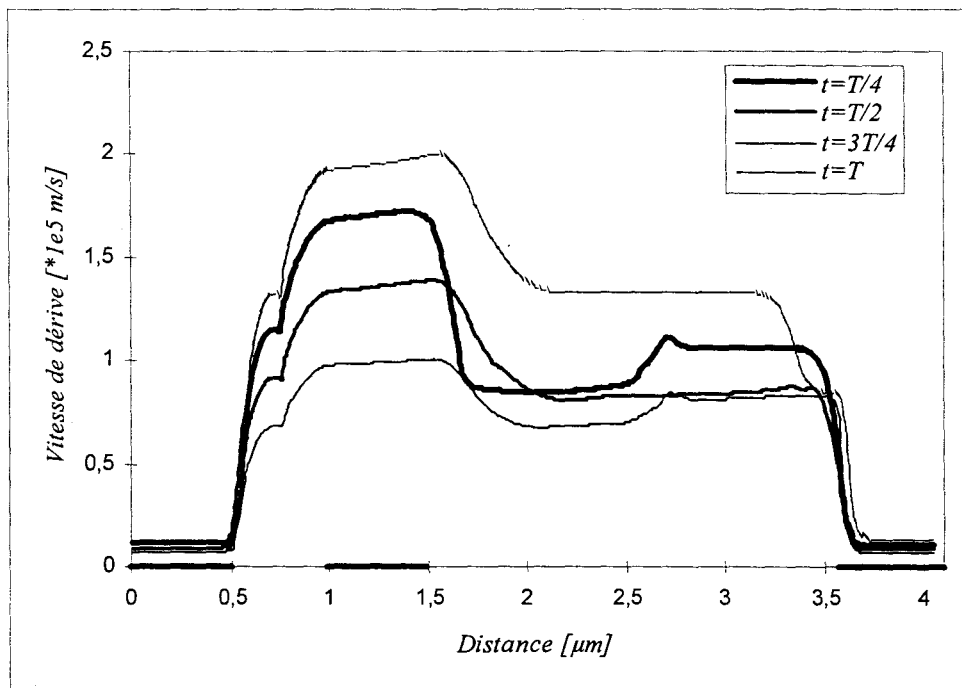


Figure II-3-b : Evolutions spatio-temporelles de la vitesse de dérive et de l'énergie des électrons dans le transistor FECTED en mode de fonctionnement   couche dipolaire.

L'ensemble des modes de fonctionnement ainsi mentionnés ont pu être observés dans les trois matériaux auxquels nous nous sommes intéressés, à savoir le GaAs, l'InP et le GaInAs, et leur manifestation obéit de la même façon aux critères définis ci-dessus.

1.2 Mode à couche dipolaire et temps de transit

La figure II-3 montre les évolutions spatiales de la densité d'électrons, de leur vitesse, leur énergie et du champ électrique dans un transistor FECTED au GaAs fonctionnant, en mode à couche dipolaire, en régime d'oscillations stables à la fréquence de 33 GHz. Ces évolutions ont été ici tracées tous les quarts d'une période du signal hyperfréquence.

Pour décrire en détail le mode de fonctionnement à couche dipolaire, on peut commencer par observer l'allure des grandeurs physiques internes à la zone active du transistor à un instant donné de la période du signal. Ainsi, de par la polarisation directe du contact N⁺N de la cathode, les électrons sont injectés dans la couche active du composant avec une énergie moyenne faible avoisinant l'énergie d'agitation thermique ($\frac{3}{2} kT$). Sous l'effet du travail de la force électrique, l'énergie des électrons augmente au fur et à mesure de leur dérive en régime de survitesse vers l'anode. Celle-ci résulte des effets de relaxation des porteurs de charge qui induisent un retard de l'évolution de leur énergie par rapport à l'intensité du champ électrique local. Comme dans un transistor à effet de champ, les électrons atteignent l'énergie de transfert intervallée dans le canal en sortie de grille. En conséquence, les électrons subissent un ralentissement brutal diminuant ainsi leur vitesse de dérive atteint la vitesse limite dans le matériau. Ceci conduit à la formation d'une couche d'accumulation de porteurs, entraînant une augmentation du champ électrique à son niveau. De par la limitation du courant par la barrière de potentiel de la grille, une zone appauvrie en porteurs libres apparaît immédiatement derrière la couche d'accumulation, formant ainsi avec cette dernière un domaine dipolaire.

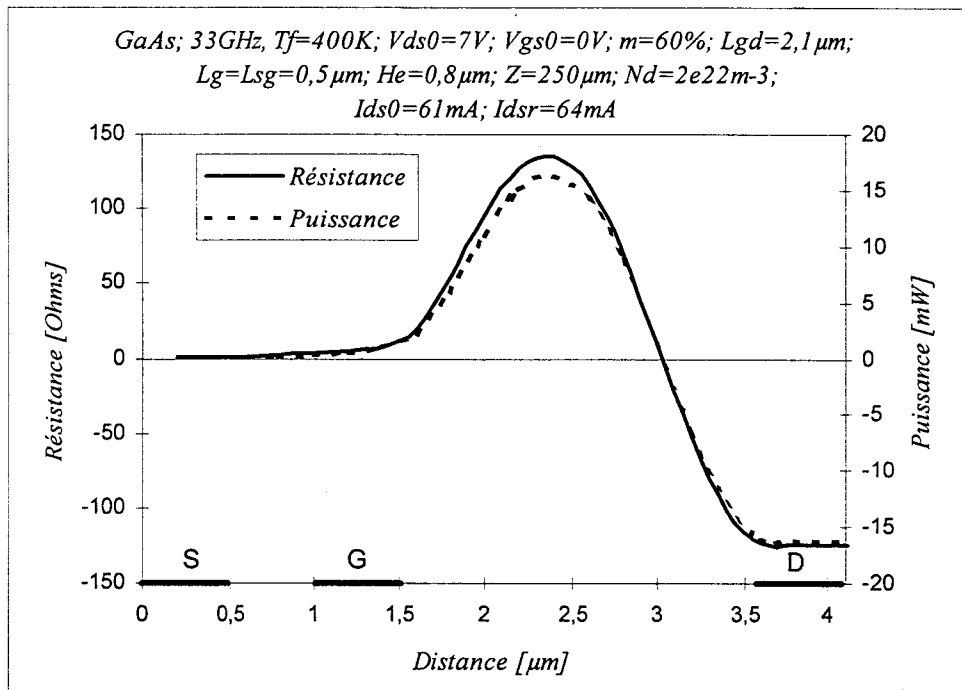


Figure II-4 : Evolutions spatiales de la résistance équivalente et de la puissance émise le long du transistor FECTED.

Lorsque l'on considère l'évolution des grandeurs aux différents instants de la période du signal, on voit que le domaine dipolaire dérive vers l'anode à une vitesse proche de la vitesse limite dans le matériau dans la zone de champ électrique élevé qu'il contribue lui-même à créer. Lorsque le domaine atteint la couche N^+ constituant le contact ohmique de drain, il pénètre dans une zone à faible champ électrique où il s'annihile rapidement. Le profil du champ retrouve alors instantanément son allure originelle, ce qui permet la génération d'un nouveau domaine à la sortie du canal sous grille marquant le début d'un nouveau cycle.

La décomposition en série de Fourier du courant total et du potentiel local, en divers points le long de la couche active du transistor, sur une période du signal hyperfréquence, permet de caractériser le comportement électrique dynamique local moyen dans le composant. Nous pouvons ainsi déterminer les évolutions spatiales de l'impédance équivalente du transistor ($Z_d = R_d + j \cdot X_d$), de la puissance hyperfréquence émise (P_{hf}) et du rendement de conversion émis (η_{hf}).

La figure II-4 présente un exemple typique de l'évolution spatiale, le long du transistor FECTED, de la résistance R_d et de la puissance P_{hf} . Nous pouvons constater la présence d'une zone d'échauffement des porteurs qui commence à partir de l'électrode de source pour s'étendre au-delà de la sortie du canal de grille. Cette zone, nécessaire au transfert des électrons en vallées hautes, est caractérisée par une résistance équivalente positive croissante dans le sens de dérive des électrons, impliquant une dissipation de puissance de même allure. A l'extrémité de cette zone, l'effet de mobilité différentielle négative apparaît avec une baisse de R_d et le début de génération de puissance.

Une des raisons principale qui est à l'origine des faibles rendement de conversion des composants à transfert électronique et en particulier du transistor FECTED est, comme le montre la figure II-4, liée aux pertes importantes de puissance dans la zone d'échauffement du composant.

2. Etude d'optimisation de la structure du transistor FECTED en régime d'oscillations continues

2.1 Position du problème

La définition de la structure optimale du transistor FECTED fonctionnant en régime continu d'oscillations consiste principalement, pour un matériau donné et une fréquence fixée, à déterminer ses paramètres technologiques et géométriques, ainsi que les conditions de fonctionnement, permettant d'obtenir les niveaux de puissance hyperfréquence P_{hf} et de rendement de conversion η_{hf} les plus élevés possible. D'une façon générale les expressions de ces deux grandeurs sont données par :

$$P_{hf} = \frac{1}{2} \cdot V_{hf} \cdot I_{hf} \cdot \cos \phi = \frac{1}{2} \cdot V_{hf} \cdot J_{hf} \cdot S \cdot \cos \phi$$

$$\eta_{hf} = \frac{P_{hf}}{P_0} = \frac{1}{2} \cdot \frac{V_{hf} \cdot J_{hf}}{V_0 \cdot J_0} \cdot \cos \phi$$

avec S : est la section du transistor,

ϕ : est le déphasage entre le courant circulant entre la source et le drain du transistor, et la tension développée entre ces électrodes,

V_{hf} et J_{hf} : sont respectivement les amplitudes maximales de la tension et de la densité du courant hyperfréquences.

V_0 et J_0 : sont respectivement la tension et la densité de courant de polarisation continue.

Le transistor FECTED, comme tous les composants à temps de transit, est un dispositif de génération de moyenne puissance hyperfréquence (quelques centaines de mW dans la gamme des longueurs d'ondes centimétriques à quelques dizaines de mW en ondes millimétriques). Son principal inconvénient réside dans son faible niveau de rendement de conversion qui est d'autant plus réduit que la fréquence de fonctionnement

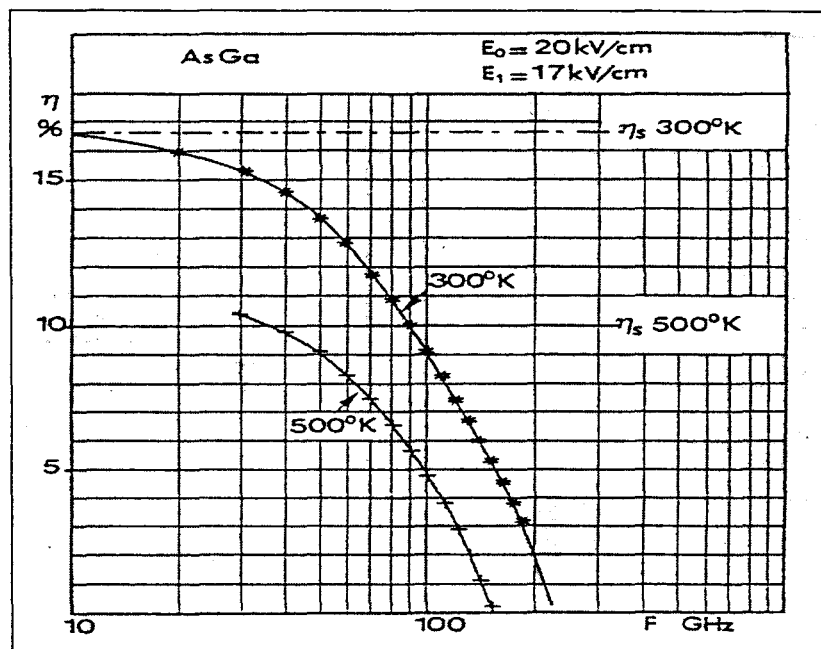


Figure II-5 : Evolutions fréquentielles du rendement de conversion théorique maximal en volume obtenu dans le GaAs pour différentes températures.

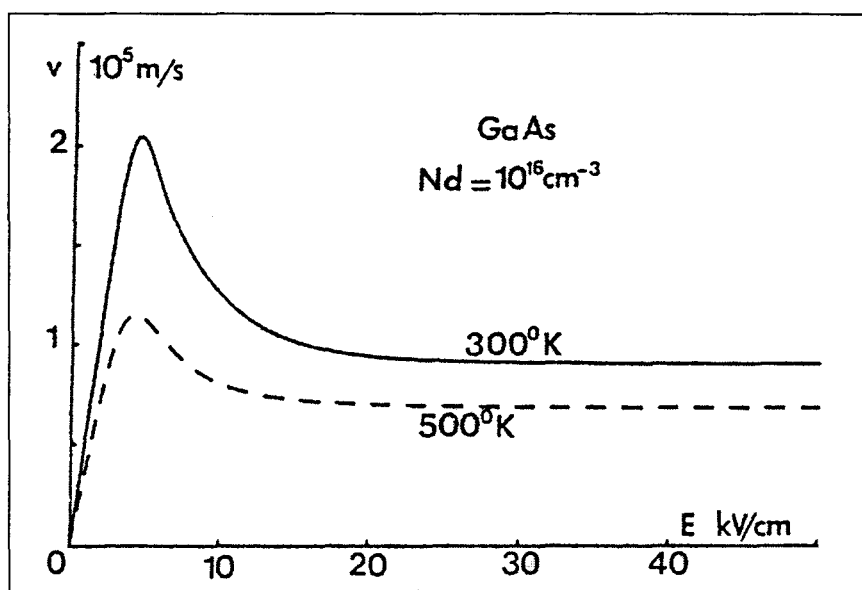


Figure II-6 : Caractéristiques statiques stationnaires $v(E)$ du GaAs aux températures 300 et 500 K.

est élevée (il est de quelques pour-cent dans la bande millimétrique). De plus, comme le montre la figure II-5 présentant l'évolution fréquentielle du rendement de conversion théorique maximal en volume obtenu dans le GaAs, ce rendement tend à diminuer avec la température à cause, entre autre, d'une réduction de la zone à mobilité différentielle négative (figure II-6). Par conséquent, l'obtention de niveaux de puissance même limités entraîne la dissipation sous forme de chaleur dans la couche active du composant de la quasi-totalité de la puissance continue d'alimentation, ce qui correspond à de fortes densités de puissance dissipée vu les dimensions des composants utilisés dans cette bande de fréquence. Cette chaleur non évacuée instantanément entraîne une élévation de la température dans la couche active du composant pouvant conduire à sa destruction. Ce phénomène détermine une limitation fondamentale d'ordre thermique dont il va falloir impérativement tenir compte dans l'optimisation du composant.

La seconde limitation intervenant directement dans cette étude d'optimisation est de type électronique. Celle-ci est liée aux conditions du transfert de la puissance émise à la sortie du transistor vers la résistance de charge utile déterminée par les conditions d'adaptation de l'impédance de sortie du composant et par les pertes hyperfréquences dans le circuit passif de charge.

Ainsi, l'optimisation de la structure du transistor FECTED se révèle d'une grande complexité en raison du nombre important des paramètres interdépendants intervenant dans la prédiction des performances utiles de l'oscillateur. Pour un matériau semi-conducteur donné, nous pouvons classer ces paramètres dans quatre catégories principales (figure II-7):

- les paramètres technologiques de la structure (N_d , L_{sg} , L_g , L_{gd} et $S = H_e * Z$),
- les conditions de fonctionnement (I_{ds0} , T_f , V_{ds0} et V_{gs0}),
- la dissipation thermique caractérisée par la résistance thermique du composant (R_{th}),
- les paramètres du circuit passif de charge comprenant le circuit d'adaptation ainsi que les éléments parasites du boîtier et de connexion.

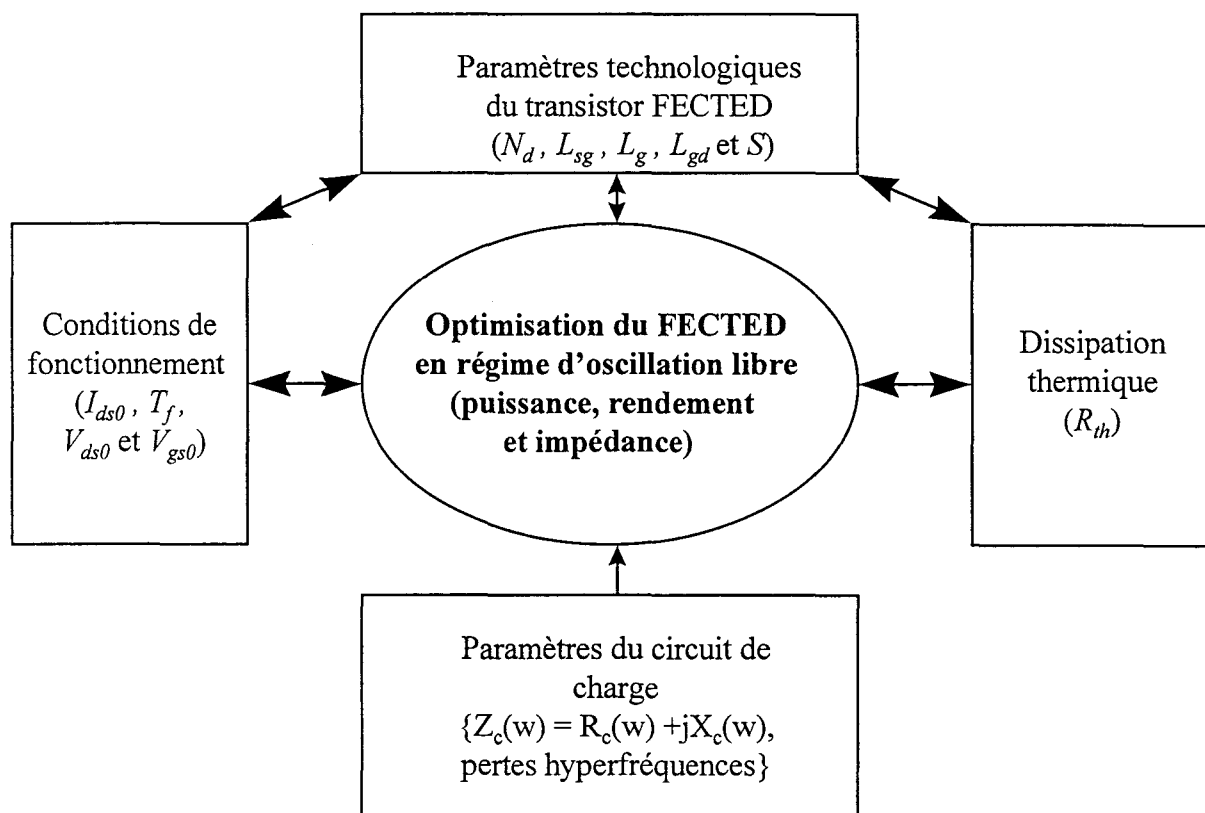


Figure II-7 : Interdépendance entre les différents paramètres mis en jeu dans l'optimisation du transistor FECTED.

L'interdépendance de ces différents paramètres rend l'optimisation d'une structure pour une application donnée assez compliquée. De ce fait, notre étude d'optimisation consistera à rechercher le meilleur compromis entre tous ces paramètres. Ce travail nécessite au préalable une évaluation de l'importance relative de leur influence sur l'évolution des performances hyperfréquences de l'oscillateur, à savoir la fréquence de fonctionnement, le rendement de conversion, la puissance émise et l'impédance de sortie, et ceci dans le cadre des contraintes thermique et électronique de son fonctionnement. Les paramètres relatifs aux performances de bruit ne sont pas considérés dans cette étude.

L'étude d'optimisation de la structure du transistor a été menée à l'aide du modèle purement sinusoïdal de l'oscillateur. Cette étude a ensuite été validée dans le cadre de simulations plus réalistes menées à l'aide du modèle temporel permettant la simulation globale du fonctionnement de l'oscillateur en régime quelconque. Ces résultats seront détaillés dans le chapitre III.

2.2 Modèle thermique du transistor FECTED

Le modèle thermique de notre oscillateur FECTED est basé sur une analogie avec le modèle électrique d'un circuit à éléments localisés :

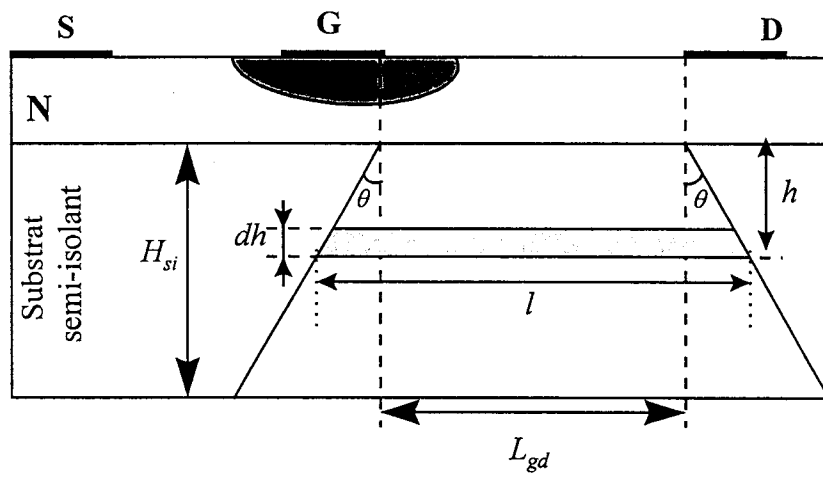


Figure II-8 : Modèle de diffusion du flux de chaleur dans le transistor FECTED.

<u>Modèle thermique</u>	<u>Modèle électrique</u>
Différence de température : $\Delta T = T_f - T_0$ (T_f est la température de fonctionnement du composant, T_0 est la température ambiante)	Différence de potentiel : ΔV
Résistance thermique : R_{th}	Résistance : R
Puissance dissipée par effet Joule : $P_J = (1 - \eta_{HF}) \cdot P_0$ (P_0 est la puissance continue d'alimentation)	Courant électrique : I
Equation du modèle thermique : $\Delta T = P_J \cdot R_{th}$	Loi d'Ohm : $\Delta V = R \cdot I$

La résolution de l'équation thermique de ce modèle nécessite au préalable le calcul de la résistance thermique globale du composant. Celle-ci est principalement fixée par la couche du substrat semi-isolant dans laquelle le flux de chaleur est supposé se propager orthogonalement à la direction du courant électrique circulant dans la couche active entre le drain et la source, le long d'un volume en forme de cône de hauteur H_{si} et d'angle de diffusion θ (figure II-8). Du côté de la couche active, la longueur de ce cône suivant l'axe ox est limitée à la longueur de transit L_{gd} considérée comme étant la zone où est dissipée la majeure partie de la puissance électrique continue. Suivant l'axe oz , la diffusion thermique est supposée uniforme le long du développement de grille Z . Cependant, étant donné l'ordre de grandeur de Z ($\sim 50-400 \mu m$ dans la bande millimétrique), l'échauffement du composant ne peut se faire de façon uniforme, il s'agit donc là d'une approche simplificatrice.

Soit l'élément de volume $dv = dh \cdot l \cdot Z$ situé à une distance h de la couche active, sa résistance thermique dR_{th} est donnée par l'expression suivante :

$$dR_{th} = \frac{1}{\sigma_{th}} \cdot \frac{dh}{(l \cdot Z)} \quad (II-1)$$

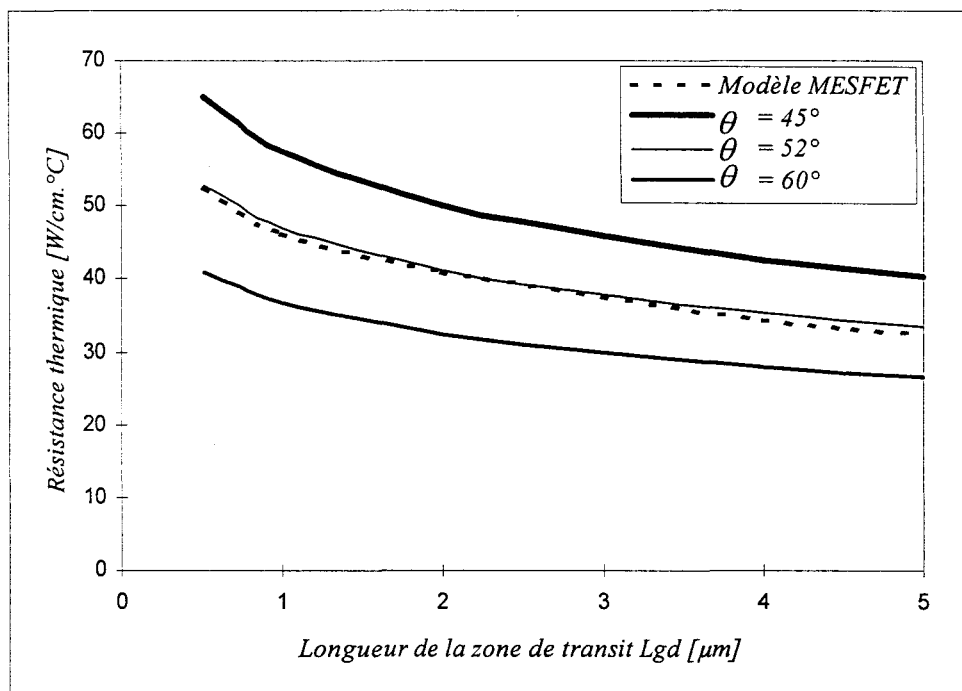


Figure II-9 : Comparaison de l'évolution de la résistance thermique du transistor FECTED, associée à différentes valeurs de l'angle de diffusion θ , avec celle du transistor MESFET, en fonction de la longueur de la zone de transit L_{gd} .

avec : σ_{th} est la conductivité thermique du matériau semi-isolant,

$$l = L_{gd} + 2 \cdot h \cdot \text{tg} \theta$$

La résistance thermique globale R_{th} est obtenue par intégration de l'équation (II-1) sur toute la hauteur du substrat, c'est à dire de 0 à H_{si} . Tout calcul fait, on trouve l'expression suivante :

$$R_{th} = \frac{1}{2 \cdot \sigma_{th} \cdot Z \cdot \text{tg} \theta} \cdot \ln \left[1 + 2 \cdot \frac{H_{si}}{L_{gd}} \cdot \text{tg} \theta \right] \quad (\text{II-2})$$

Le calcul de la résistance thermique R_{th} dépend alors de la valeur que prendra l'angle de diffusion θ . Pratiquement, la valeur de θ est comprise entre 0° et 90° . Sur la figure II-9, nous avons reporté à titre d'exemple les évolutions de R_{th} associées, d'une part, aux transistors MESFET de puissance (extraite de la référence [2]), d'autre part à l'expression (II-2) pour différentes valeurs de θ , en fonction de la longueur de transit L_{gd} . Ces résultats sont obtenus pour le matériau GaAs, avec $H_{si} = 100 \mu\text{m}$, $Z = 1 \text{ mm}$ et $\sigma_{th}(\text{GaAs}, T_f = 350 \text{ K}) = 0.46 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$.

Nous pouvons constater que pour un angle $\theta = 52^\circ$, notre modèle thermique est en parfait accord avec le modèle du MESFET. Pour $\theta = 45^\circ$, la valeur de R_{th} calculée par le premier modèle est 20 % au-dessus de celle obtenue avec le second modèle. Ceci se traduit, d'après l'équation de notre modèle thermique, par une légère surévaluation (moins de 20 %) dans le calcul de la température de fonctionnement. Ainsi, afin d'accorder une certaine marge d'erreur à notre modèle thermique, nous avons attribué à θ la valeur intermédiaire de 45° . L'expression de la résistance thermique du FECTED devient alors :

$$R_{th} = \frac{1}{2 \cdot \sigma_{th} \cdot Z} \cdot \ln \left[1 + 2 \cdot \frac{H_{si}}{L_{gd}} \right]$$

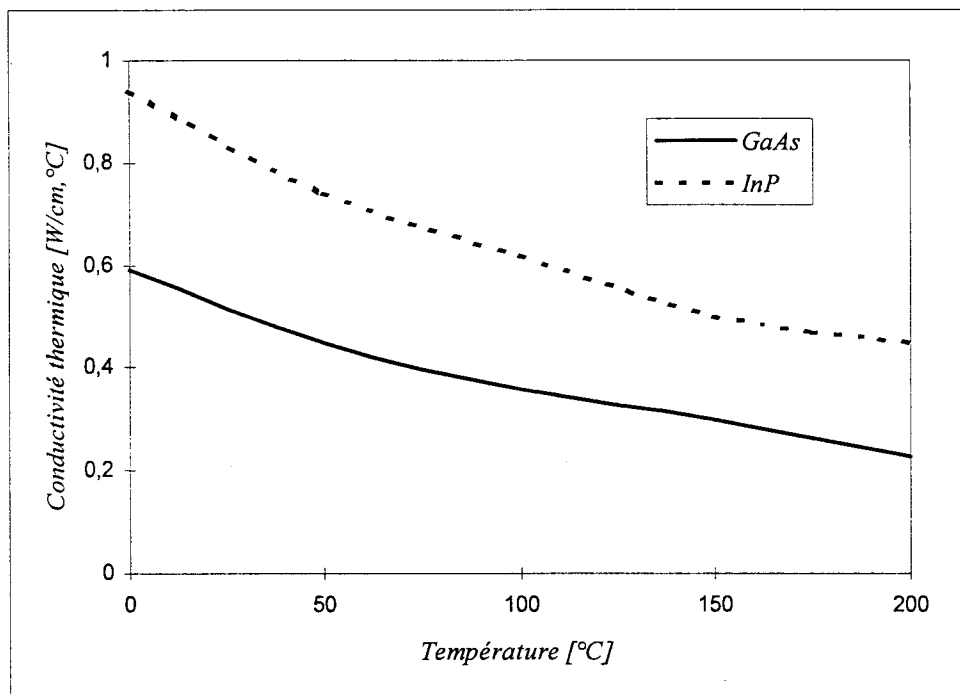


Figure II-10 : Evolution de la conductivité thermique du GaAs et de l'InP en fonction de la température.

L'amélioration de la dissipation thermique du composant passe nécessairement par une baisse de sa résistance thermique. Cette minimisation de R_{th} nécessite donc une optimisation des grandeurs suivantes : σ_{th} , Z , H_{si} et L_{gd} . La distance L_{gd} est fixée par la fréquence de fonctionnement désirée. Quant à la conductivité σ_{th} , sa valeur dépend du matériau du substrat semi-isolant utilisé et évolue avec la température. Dans le cas du GaAs et de l'InP [3], la figure II-10 montre que la valeur de σ_{th} diminue avec la température, accentuant ainsi la contrainte thermique imposée aux performances du composant. Le développement de grille du transistor doit être le plus élevé possible pour avoir une section maximale. En ce qui concerne l'épaisseur du substrat, ce sont la fragilité mécanique du matériau (GaAs et InP) et le processus technologique classique d'amincissement (mécano-chimique) qui limitent sa valeur minimale à environ $100 \mu m$.

2.3 Etude de l'influence des grandeurs géométriques et technologiques du transistor FECTED sur ses performances hyperfréquences intrinsèques

2.3.1 Influence des caractéristiques technologiques de la structure du FECTED

2.3.1.1 Influence de la longueur de la zone de transit L_{gd}

Le transistor FECTED est un composant à temps de transit. Sa fréquence fondamentale d'oscillation f_0 est principalement déterminée par la longueur de la zone de transit et la vitesse de déplacement de la charge d'espace, qui sont en première approximation égales respectivement à la distance séparant la grille et le drain L_{gd} , et à la vitesse de saturation dans le matériau considéré V_s :

$$f_0 \approx \frac{V_s}{L_{gd}} \quad (\text{II-3})$$

Afin d'obtenir un fonctionnement stable à la fréquence souhaitée, la longueur de la zone de transit L_{gd} peut être déterminée de façon plus précise à l'aide de notre modèle

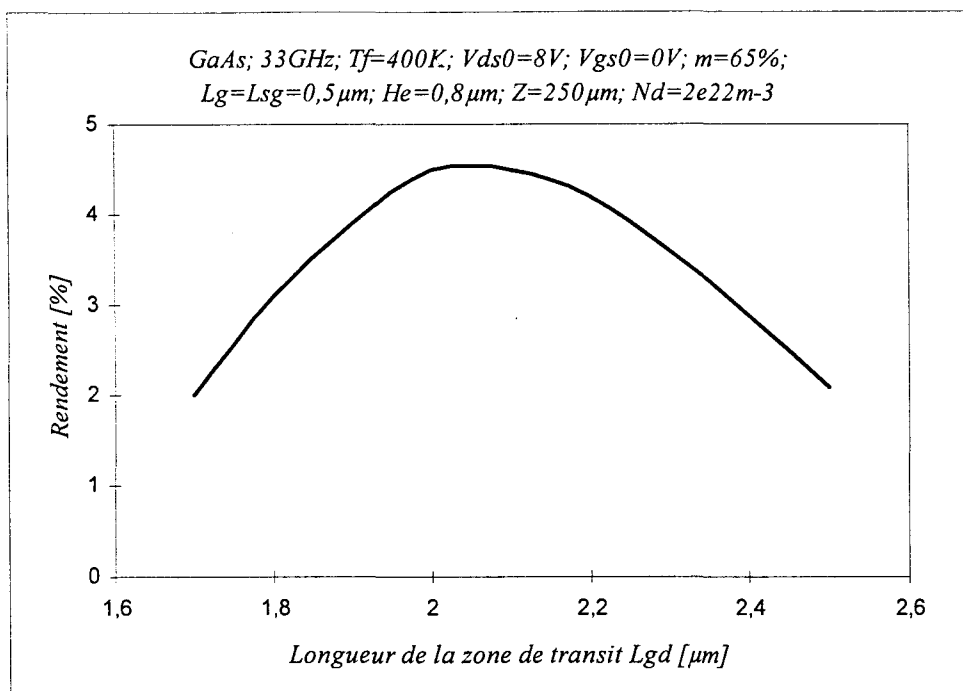


Figure II-11 : Evolution du rendement de conversion en fonction de la longueur de la zone de transit L_{gd} .

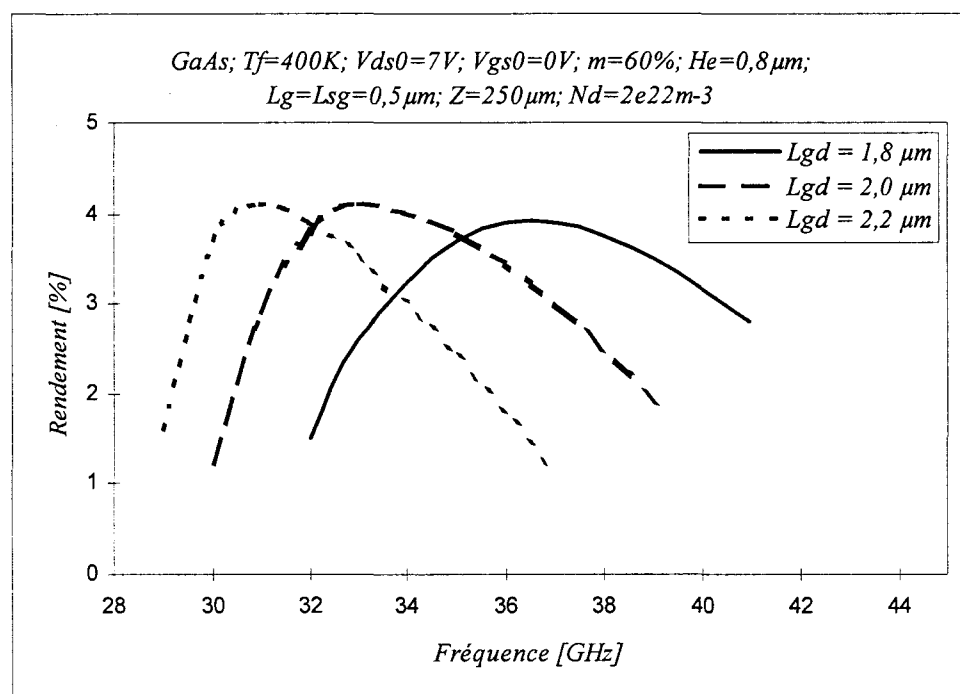


Figure II-12 : Evolutions fréquentielles du rendement de conversion pour différentes longueurs de la zone de transit L_{gd} .

d'oscillateur, de telle sorte qu'à cette fréquence les conditions de transit soient optimales. Celles-ci consistent à ce que la collection des charges d'espace par l'anode soit synchronisée avec le signal hyperfréquence. La valeur optimale de L_{gd} (L_{gdo}) est, ainsi, déduite à partir de l'évolution du rendement de conversion η_{hf} émis par le transistor FECTED (figure II-11). Elle correspond au cas où le rendement est à son niveau maximal.

La fréquence de fonctionnement optimale du transistor varie, conformément à l'expression (II-3), avec la longueur L_{gd} . Cet effet est mis en évidence par les résultats de simulation présentés sur la figure II-12, qui illustrent les évolutions du rendement de conversion émis en fonction de la fréquence d'oscillation pour différentes valeurs de L_{gd} . Nous pouvons clairement constater la variation de la fréquence optimale avec la longueur L_{gd} .

2.3.1.2 Influence du niveau de dopage de la zone active N_d

Sur la figure II-13, nous avons présenté les évolutions de la puissance hyperfréquence (P_{hf}) et du rendement de conversion associé (η_{hf}) émis par le transistor FECTED en GaAs oscillant à la fréquence 35 GHz , en fonction du niveau de dopage N_d de la zone active. Le reste des paramètres technologiques des structures simulées et de leurs conditions de fonctionnement sont identiques, en particulier la température qui est considérée comme constante alors que le courant I_{ds} augmente. Nous constatons que ces grandeurs sont à priori une fonction croissante du niveau de dopage de la zone active. Ceci est dû, comme le montre la figure II-14, à la croissance simultanée de l'amplitude maximale du courant hyperfréquence I_{hf} et de l'angle de déphasage ϕ entre les ondes du courant et la tension hyperfréquence développée aux bornes du composant

$$\left(P_{hf} = \frac{1}{2} \cdot V_{hf} \cdot I_{hf} \cdot \cos\phi, \quad \eta_{hf} = \frac{P_{hf}}{P_0} \right).$$

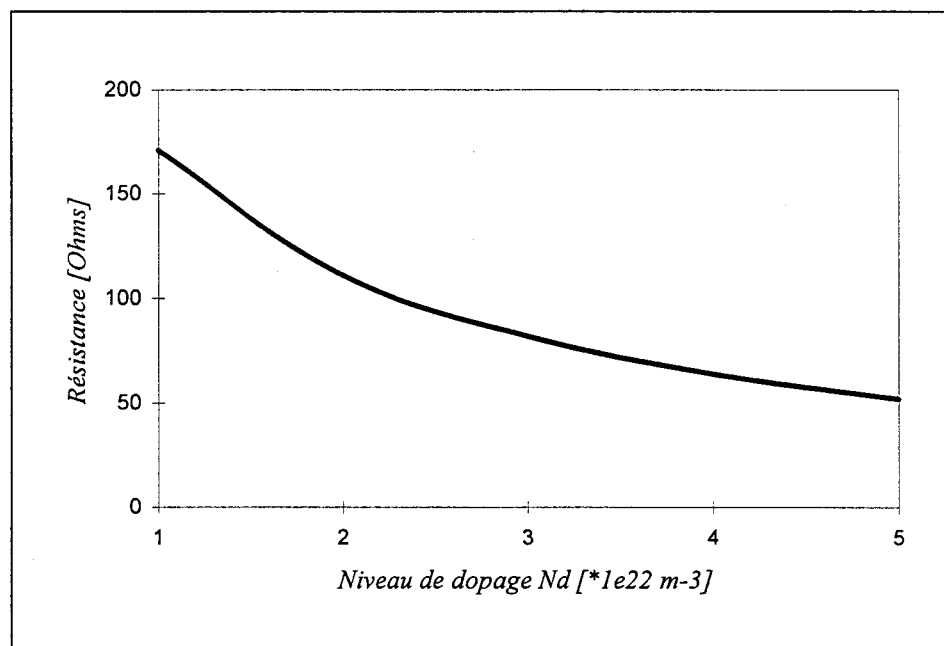
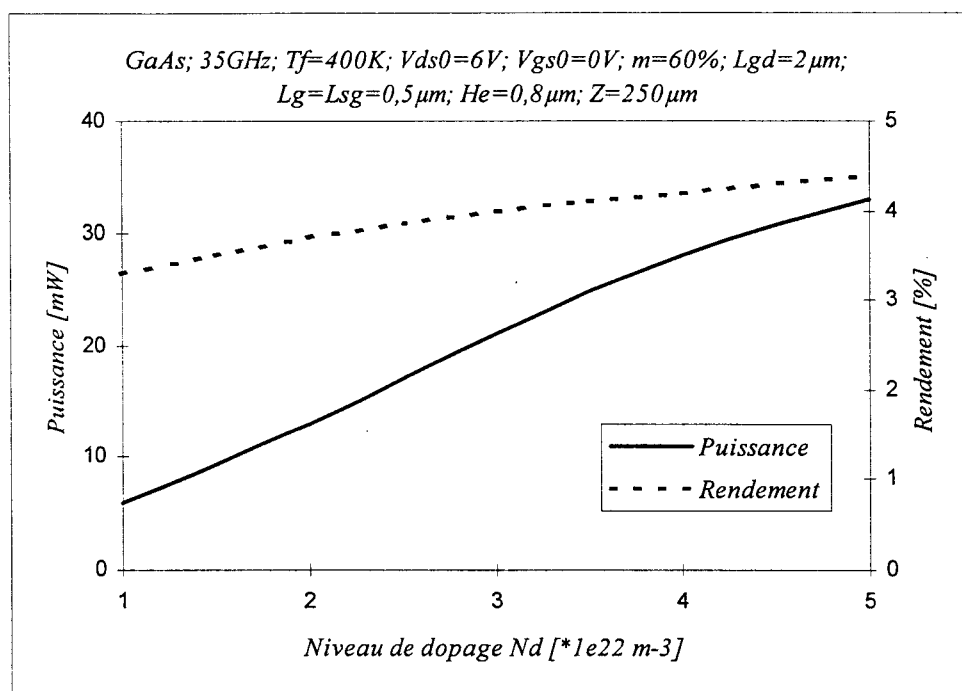


Figure II-13 : Evolutions de la puissance hyperfréquence, du rendement de conversion et de la résistance équivalente du transistor FECTED en GaAs en fonction du niveau de dopage de la couche active.

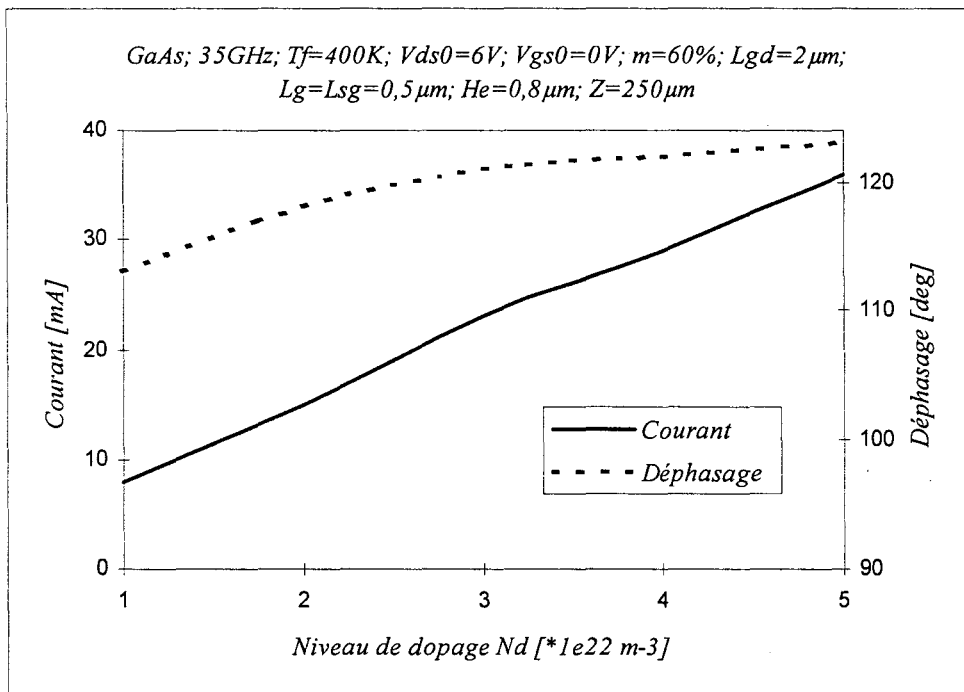


Figure II-14 : Evolution de l'amplitude maximale du courant hyperfréquence I_{hf} et de l'angle de déphasage ϕ entre le courant $I_{ds}(t)$ et la tension $V_{ds}(t)$.

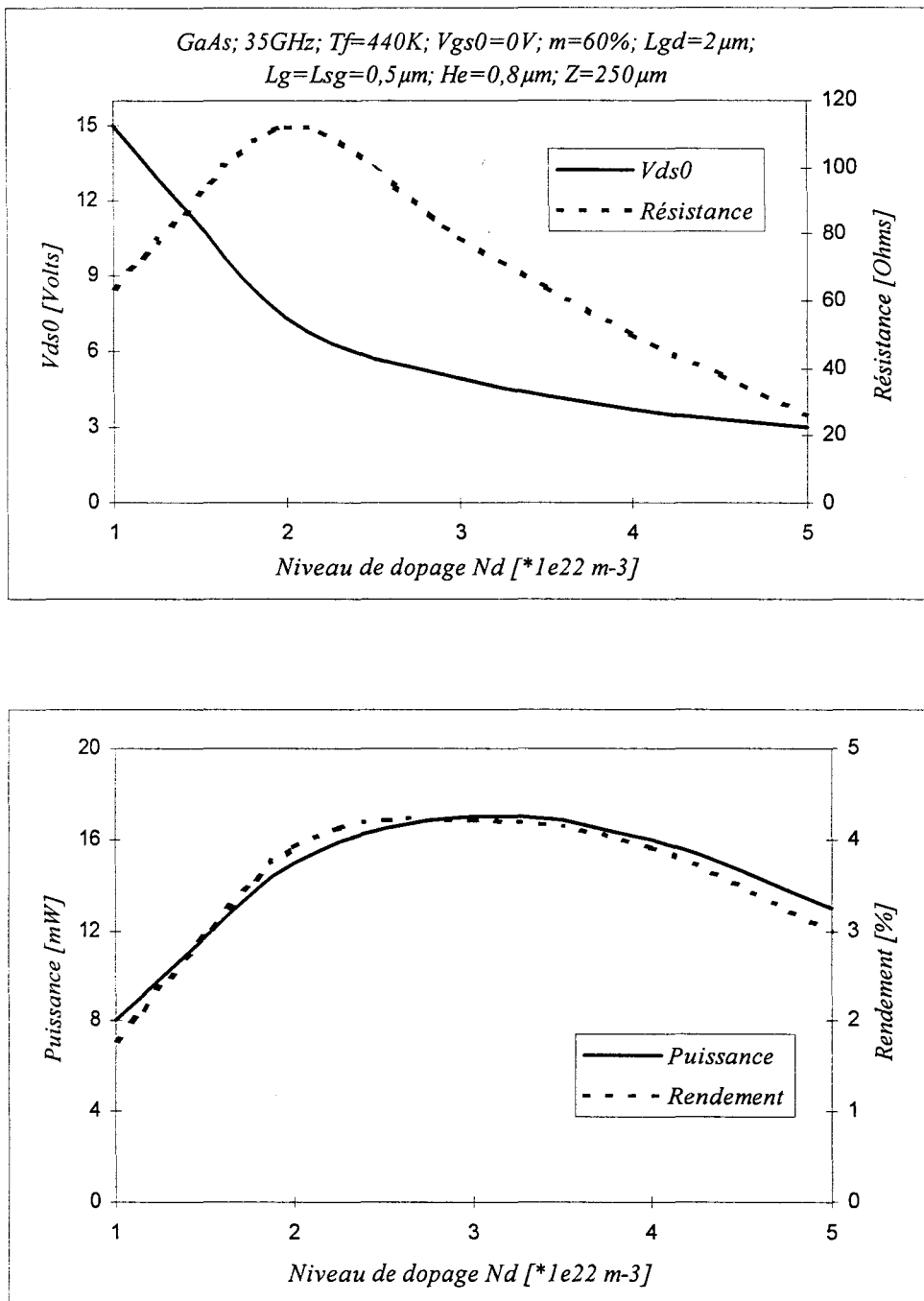


Figure II-15 : Evolutions de la puissance émise, du rendement de conversion et de la résistance équivalente du transistor FECTED en fonction du niveau de dopage, avec prise en compte de la cohérence thermique par variation de la tension continue V_{ds0} .

Concernant la résistance de sortie du transistor R_d (figure II-13), son évolution en fonction du niveau de dopage N_d dépend du sens d'évolution du rapport $\frac{\cos\phi}{I_{hf}}$ (puisque $R_d = \frac{V_{hf}}{I_{hf}} \cdot \cos\phi$, et V_{hf} est imposée par le biais du taux de modulation $m = \frac{V_{hf}}{V_{ds0}}$) qui varie avec les conditions de fonctionnement.

Pour une section de composant constante, lorsqu'on augmente le niveau de concentration en impuretés N_d dans la couche active du transistor, la densité du courant continu circulant entre la source et le drain croît aussi, entraînant une augmentation de la puissance thermique dissipée, et donc de la température de fonctionnement effective du composant. Ceci tend à limiter les performances hyperfréquences du composant du fait que le rendement de celui-ci est une fonction décroissante de la température.

Par conséquent, afin que les résultats de simulation soient cohérents d'un point de vue thermique, il faut que la température de fonctionnement imposée dans la simulation et la température effective calculée par le modèle thermique soient égales. Cette cohérence peut être obtenue en ajustant la tension continue de polarisation V_{ds0} pour chaque valeur de N_d . En conséquence, l'augmentation du niveau de dopage N_d entraîne une baisse de la tension V_{ds0} qui aura comme effet principal, pour un taux de modulation ($m = \frac{V_{hf}}{V_{ds0}}$) constant, une diminution de l'amplitude de la tension hyperfréquence V_{hf} dont dépendent proportionnellement la puissance hyperfréquence émise et la résistance de sortie du transistor.

Ainsi, dans le cas de l'exemple de structure traitée ci-dessus, la figure II-15 montre qu'à une température donnée, en l'occurrence 440 K , la compensation de l'élévation du niveau de dopage N_d par une diminution de la tension V_{ds0} , laisse apparaître une valeur optimale de N_d pour laquelle la puissance émise P_{hf} et le rendement de conversion η_{hf} ainsi que la résistance de sortie du transistor R_d présentent un niveau maximal.

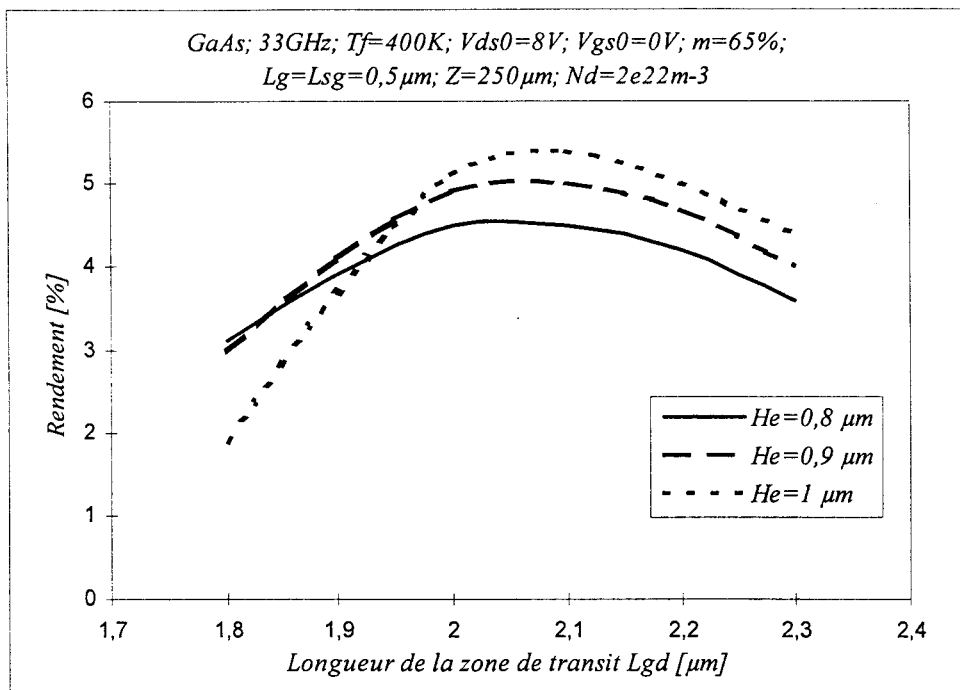


Figure II-16 : Evolutions du rendement de conversion du transistor FECTED en fonction de la longueur de la zone de transit L_{gd} , pour différentes valeurs de l'épaisseur H_e .

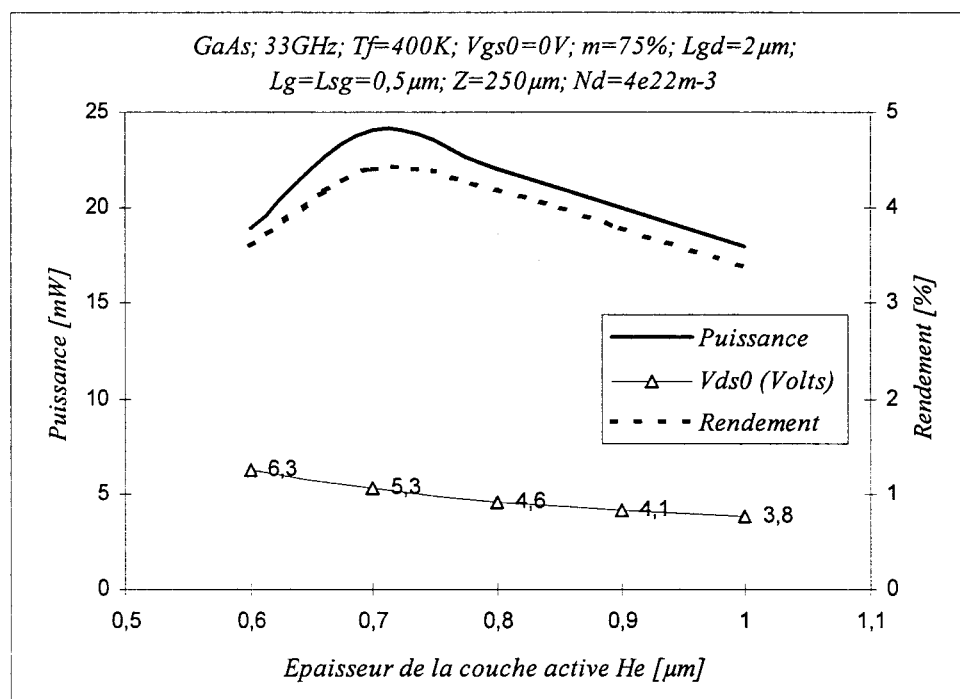


Figure II-17 : Evolutions de la puissance émise et du rendement de conversion en fonction de l'épaisseur H_e , avec cohérence thermique par variation de la tension V_{ds0} .

D'autre part, l'augmentation du niveau de dopage N_d entraîne une élévation du champ électrique maximal dans la zone active du transistor et plus particulièrement à l'interface NN^+ de l'anode. Par conséquent, des phénomènes de microclaquages destructifs peuvent se produire dans le cas d'une mauvaise qualité cristallographique de cette interface. De plus, le champ électrique maximal dans le composant ne doit pas dépasser le seuil du "champ critique d'avalanche" entraînant la création de porteurs par ionisation par chocs. Le tableau ci-dessous donne les valeurs du champ d'avalanche (à la température de 300 K) couramment admises dans les trois matériaux auxquels nous nous sommes intéressé [4] [5] :

Matériau	GaAs	InP	GaInAs
$E_m(kV/cm)$	400	500	200

Ces valeurs limites du champ électrique sont systématiquement respectées lors de notre étude d'optimisation.

2.3.1.3 Influence de l'épaisseur de la couche active H_e

L'épaisseur de la couche active H_e du transistor FECTED est l'un des paramètres dont dépendent très peu les conditions de transit des charges d'espace, et donc la vitesse de transit. En effet, la figure II-16 présentant les évolutions du rendement de conversion du transistor en fonction de la longueur de la zone de transit L_{gd} , pour différentes valeurs de l'épaisseur H_e , confirme cette quasi indépendance. Ces résultats, qui correspondent à un composant en GaAs fonctionnant à la fréquence 33 GHz et à une température constante de 400 K , montrent que la longueur optimale de L_{gd} est pratiquement la même pour chacune des valeurs de H_e considérée.

A température de fonctionnement constante et cohérente, lorsque l'on augmente l'épaisseur H_e de la couche active du transistor, nous pouvons constater (figure II-17)

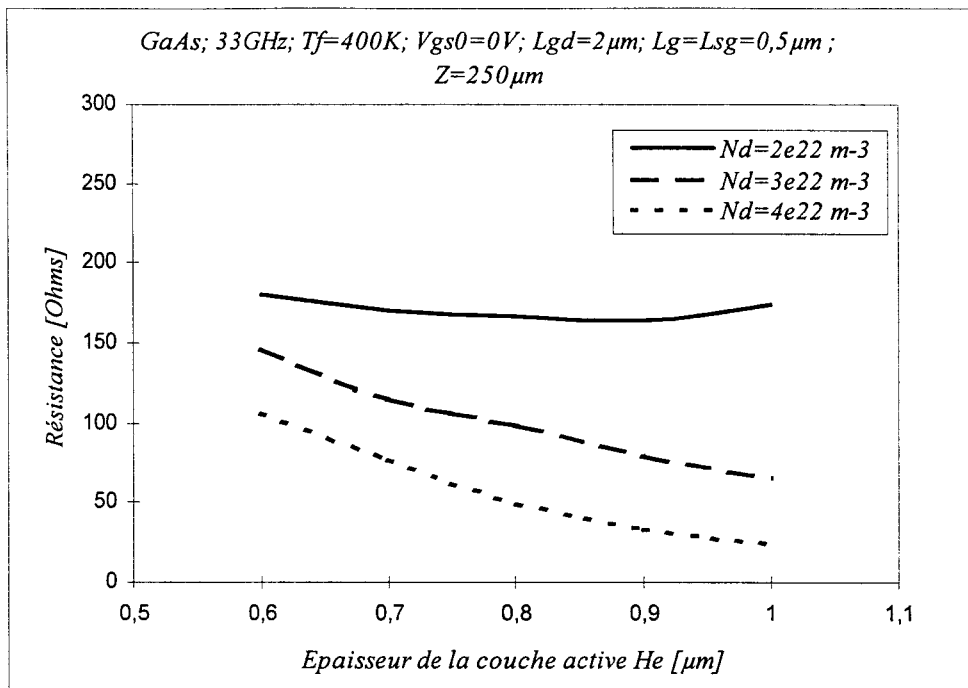


Figure II-18 : Evolutions de la résistance équivalente du transistor en fonction de l'épaisseur H_e pour différents niveaux de dopage.

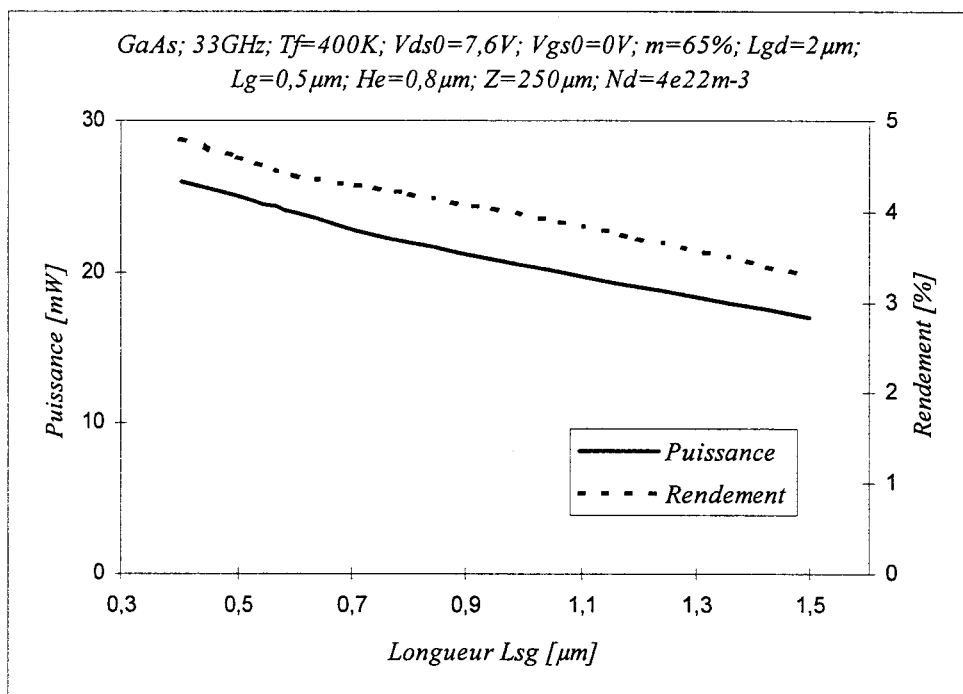


Figure II-19 : Evolutions de la puissance émise et du rendement de conversion en fonction de la longueur L_{sg} .

l'existence d'une valeur optimale de H_e pour laquelle la puissance émise ainsi que le rendement de conversion admettent un maximum. Une étude appropriée, nous a montré que cette valeur optimale de H_e dépend de plusieurs paramètres notamment du type de matériau semi-conducteur et du niveau de dopage de la couche active, ainsi que de la fréquence de fonctionnement et de la température de fonctionnement. Quant à la résistance équivalente du transistor, le sens de son évolution en fonction de l'épaisseur H_e dépend beaucoup de ces paramètres comme le montre l'exemple de la figure II-18. Le choix de la valeur optimale de H_e doit donc reposer sur un compromis entre les niveaux de la puissance émise et de la résistance de sortie du transistor qui doivent être les plus élevés possible.

De ce fait, il est plus judicieux, notamment dans le cas où le sens d'évolution de la résistance de sortie du transistor ne suit pas celui de la puissance émise, en l'occurrence les évolutions obtenues en fonction de l'épaisseur H_e , d'effectuer l'optimisation des performances hyperfréquences du composant en considérant l'évolution de la puissance émise P_{hfn} calculée à un niveau de résistance de sortie R_0 constant ($P_{hfn} = P_{hf} \cdot \frac{R_d}{R_0}$). En effet, ce concept nous a servi, comme nous le verrons dans la suite, pour définir la structure optimale du transistor.

2.3.1.4 Influence des longueurs de la grille L_g et de la zone source-grille L_{sg}

Dans le transistor FECTED, l'effet de la mobilité différentielle négative n'apparaît qu'en sortie du canal sous grille. Ce phénomène est une généralité dans le fonctionnement des transistors FECTED, et est quasiment indépendant des conditions de fonctionnement et du matériau semi-conducteur considéré. La zone d'échauffement des porteurs libres (zone morte) couvre alors sensiblement la distance source-grille L_{sg} et la longueur de grille L_g . Cette zone présente un comportement électrique dynamique analogue à celui d'une résistance. Elle est, par conséquent, le siège d'une dissipation de puissance. Les pertes hyperfréquences dans la zone morte ont donc, à priori, tendance à croître avec les longueurs L_{sg} et L_g .

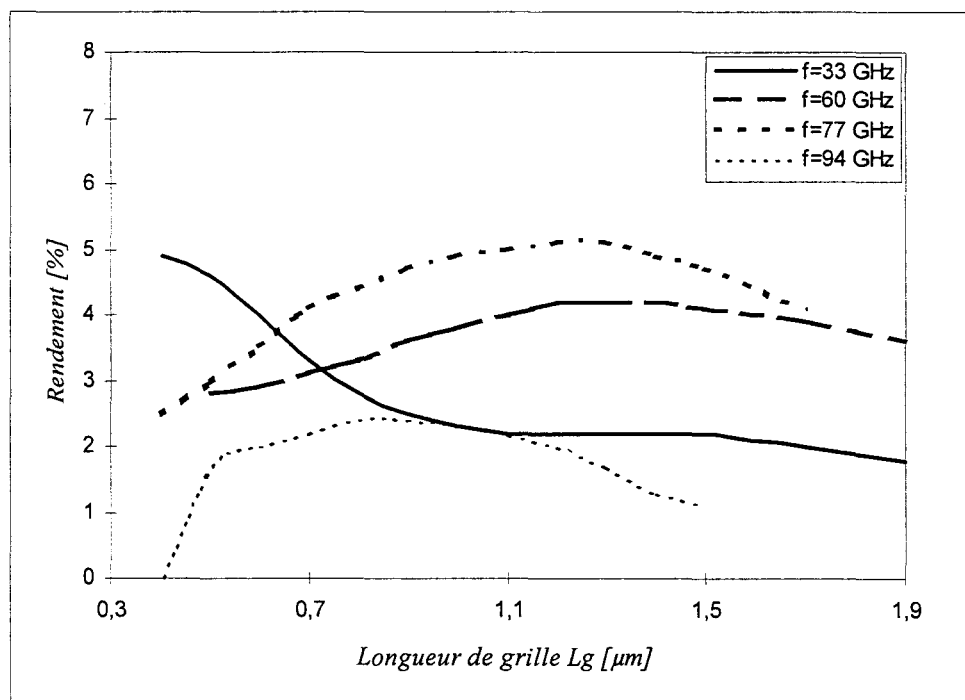
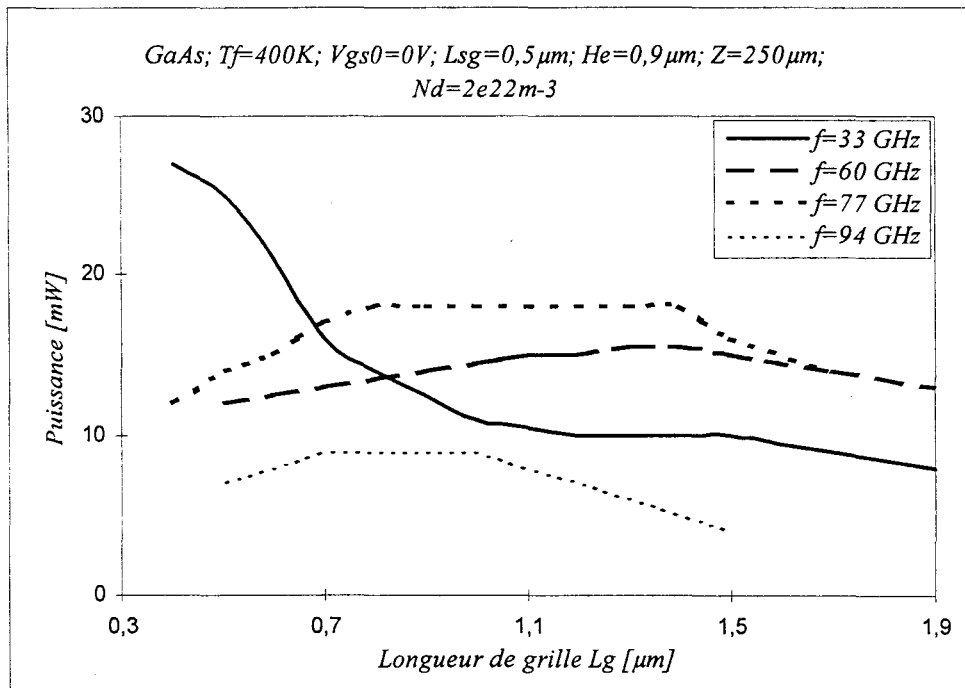


Figure II-20 : Evolutions de la puissance émise et du rendement de conversion en fonction de la longueur de grille pour différentes fréquences de fonctionnement.

La figure II-19 montre que les niveaux de puissance hyperfréquence émise et du rendement de conversion associé diminuent régulièrement lorsque l'on augmente la distance L_{sg} séparant la source de la grille, et ceci à longueur de grille constante. Le même type de résultat a été observé, d'une part avec le GaAs comme avec l'InP et le GaInAs, à différentes fréquences dans la bande millimétrique.

Afin de minimiser les pertes en puissance dans la zone source-grille, nous avons alors intérêt à ce que la longueur de cette zone soit la plus courte possible. Les principales limites dans cette minimisation sont les effets de couplage électrostatique entre la grille et la source. Une distance L_{sg} de $0.5 \mu m$ nous est apparue comme un bon compromis.

Cependant, en fonction de la longueur de grille L_g , pour un matériau semi-conducteur donné, l'évolution des performances hyperfréquences du composant s'est avérée dépendante de la fréquence de fonctionnement (figures II-20 II-21). Ces résultats, obtenus avec des composants fonctionnant aux fréquences auxquelles nous nous sommes intéressés (33, 60, 77 et 94 GHz), montrent que pour des longueurs de grille variant de 0.5 à $1.7 \mu m$, à distance source-grille constante et pour une longueur de transit L_{gd} prise égale à sa valeur optimale associée aux conditions de fonctionnement considérées, la puissance émise ainsi que le rendement de conversion passent par un maximum dépendant de la fréquence de fonctionnement. La résistance de sortie du transistor suit elle aussi le même sens d'évolution en fonction de la longueur L_g .

En outre, l'intensité du courant continu circulant entre la source et le drain est une fonction décroissante de la longueur de grille. De ce fait, avoir une longueur optimale de grille la plus élevée possible peut constituer un facteur d'amélioration des performances hyperfréquences du composant. En effet, pour une même température de fonctionnement effective, la baisse du courant continu permettra d'augmenter la puissance thermique dissipée moyennant une augmentation de la tension de polarisation V_{ds0} . La puissance émise sera donc plus élevée (voir l'évolution des performances

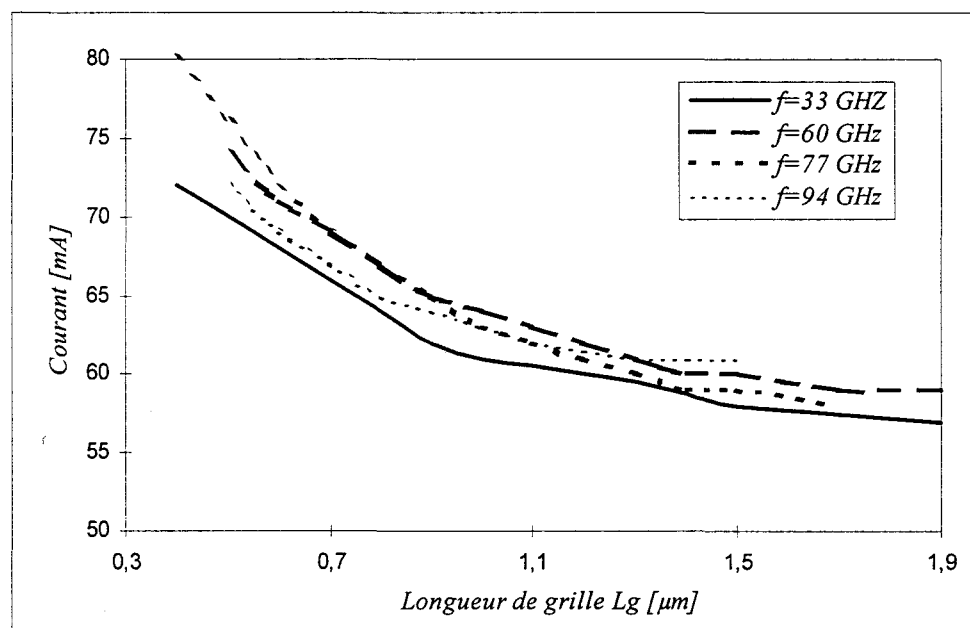
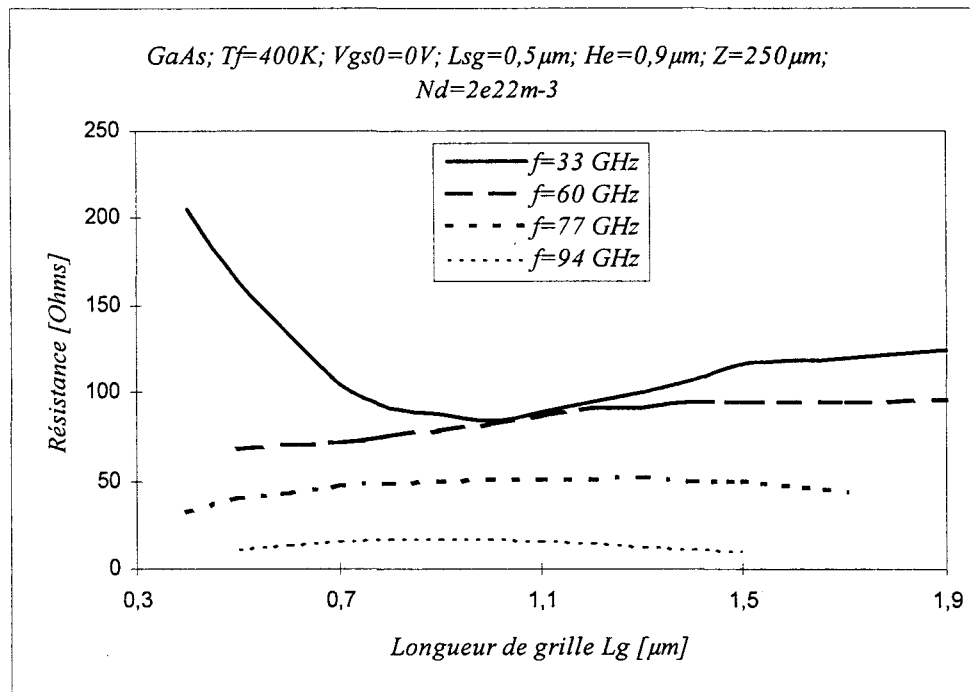


Figure II-21 : Evolutions de la résistance équivalente du transistor et du courant continu I_{ds0} en fonction de la longueur de grille pour différentes fréquences de fonctionnement.

hyperfréquences du transistor FECTED en fonction de V_{ds0} à T_f constante (figure II-26)), et par suite le rendement émis sera meilleur.

2.3.1.5 Influence du développement de grille Z

Dans notre modèle Q-2D du transistor FECTED, le fonctionnement de celui-ci suivant l'axe oz est supposé uniforme. Cette direction de l'espace n'exerce pas d'influence sur les conditions de transport des porteurs. Elle détermine par contre la section du transistor par l'intermédiaire du développement de grille Z . La valeur de Z est principalement fixée par la puissance continue dissipée et le niveau d'impédance de sortie du composant (Z_d) à la fréquence de fonctionnement. Compte tenu du niveau de Z_d naturellement important des transistors FECTED, le développement de grille peut atteindre des valeurs élevées. Néanmoins, une contrainte topologique liée à l'influence des effets de propagation transverse limite le développement de grille Z à des valeurs sensiblement inférieures à $\frac{\lambda_g}{10}$, où λ_g est la longueur d'onde guidée dans le matériau à la fréquence de fonctionnement. A partir de l'expression de λ_g :

$$\lambda_g = \frac{c}{f_0 \cdot \sqrt{\epsilon_r}}$$

où $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ est la célérité de la lumière,

f_0 est la fréquence de fonctionnement,

ϵ_r est la permittivité diélectrique relative du matériau semi-conducteur,

les valeurs maximales que peut prendre le développement de grille aux différentes fréquences auxquelles nous nous sommes intéressés sont les suivantes :

f_0 (GHz)	33	60	77	94
Z (μm)	250	140	110	90

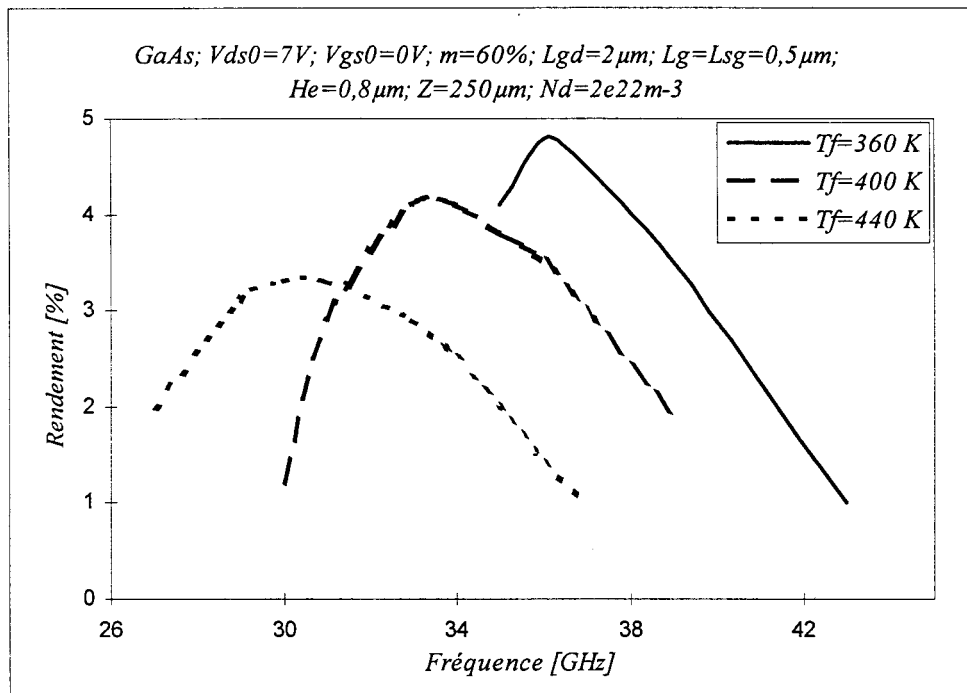


Figure II-22 : Evolutions fréquentielles du rendement de conversion émis pour différentes valeurs de la température de fonctionnement.

Ces valeurs maximales de Z sont à peu près les mêmes pour les trois matériaux GaAs, InP et GaInAs vu que leurs permittivités diélectriques relatives sont très proches ($\epsilon_r(\text{GaAs}) \approx 13$, $\epsilon_r(\text{InP}) \approx 14$, $\epsilon_r(\text{GaInAs}) \approx 14$).

L'utilisation de transistors présentant un développement de grille total important nécessite donc la réalisation de composant à topologie multidoigts parallèles. Ceci permet d'augmenter le niveau de puissance hyperfréquence émise à condition que le niveau de résistance totale de sortie (ainsi que de la réactance totale de sortie) du composant soit au moins égal au niveau minimal adaptable par le circuit passif de charge. Celui-ci est de l'ordre de quelques dizaines d'ohms pour les circuits en structure microruban ou coplanaire.

2.3.2 Influence des conditions de fonctionnement

2.3.2.1 Influence de la température de fonctionnement T_f

Le comportement dynamique du transistor FECTED, et donc ses performances hyperfréquences, est fortement dépendant de sa température de fonctionnement T_f puisqu'elle influe directement sur la valeur des paramètres de transport. En effet, la mobilité des électrons, ainsi que leur vitesse de dérive, sont chacune des fonctions décroissantes de la température (figure II-6). Par conséquent, à longueur de la zone de transit (L_{gd}) fixe, le temps de transit augmente, entraînant une diminution de la fréquence de fonctionnement "naturelle" du transistor. La figure II-22 sur laquelle nous avons reporté les évolutions fréquentielles du rendement de conversion émis, pour différentes valeurs de la température de fonctionnement, illustre cet effet.

Ceci met en évidence la nécessité de prendre en compte, à une fréquence d'oscillation donnée, le paramètre de la température de fonctionnement dans l'optimisation de la longueur de la zone de transit L_{gd} du transistor FECTED. Cette longueur doit être alors déterminée pour chacune des températures considérées.

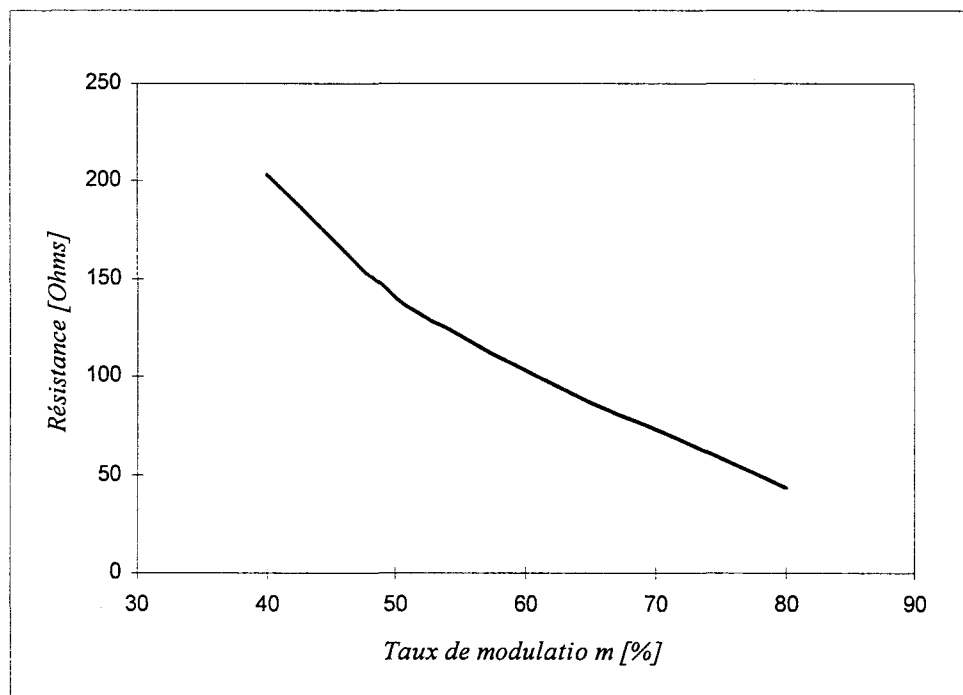
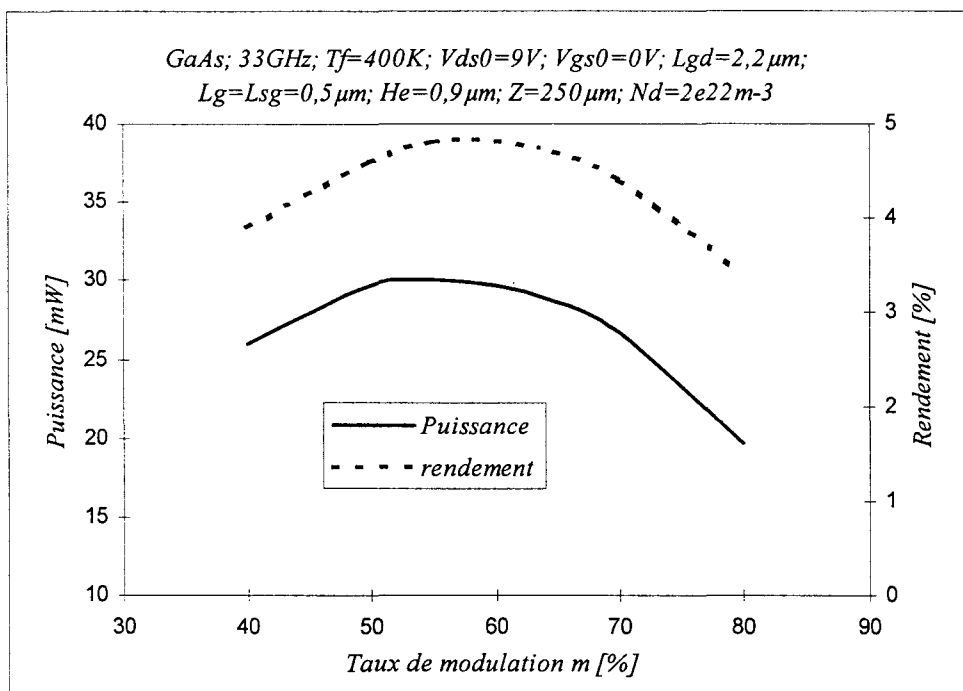


Figure II-23 : Evolutions de la puissance émise, du rendement de conversion et de la résistance équivalente du transistor en fonction du taux de modulation.

De plus, la température de fonctionnement du transistor conditionne fondamentalement aussi sa fiabilité. Afin d'obtenir des composants à la fois performants et fiables, nous nous sommes limités lors de notre étude d'optimisation à des températures inférieures à 500 K.

2.3.2.2 Influence du taux de modulation m

Dans notre modélisation en régime purement sinusoïdal, le taux de modulation m , défini comme étant l'amplitude maximale de la tension hyperfréquence V_{hf} normalisée par rapport à la tension de polarisation continue V_{ds0} ($m = \frac{V_{hf}}{V_{ds0}}$), est l'un des paramètres dont dépendent fortement les performances hyperfréquences de notre composant (figure II-23). Ces résultats montrent que les niveaux de puissance hyperfréquence et du rendement de conversion émis admettent un maximum pour un taux de modulation optimal. A fréquence de fonctionnement donnée, cette valeur optimale de m dépend principalement de la température de fonctionnement. D'autre part, la résistance de sortie présentée par le composant est une fonction décroissante monotone du taux de modulation.

De plus, si l'on observe les évolutions du rendement de conversion du transistor FECTED en fonction de sa fréquence de fonctionnement, pour différentes valeurs du taux de modulation et pour une longueur de la zone de transit L_{gd} fixe (figure II-24), nous pouvons constater que la fréquence optimale de transit dépend de la valeur de m , dont elle est une fonction décroissante. Par conséquent, ce résultat montre que le taux de modulation présente une influence non négligeable sur le temps de transit de la charge d'espace.

L'optimisation de la longueur L_{gd} nécessite alors la prise en compte du taux de modulation m . Sa valeur optimale doit être choisie de façon à ce qu'elle corresponde au rendement de conversion le plus élevé (figure II-25).

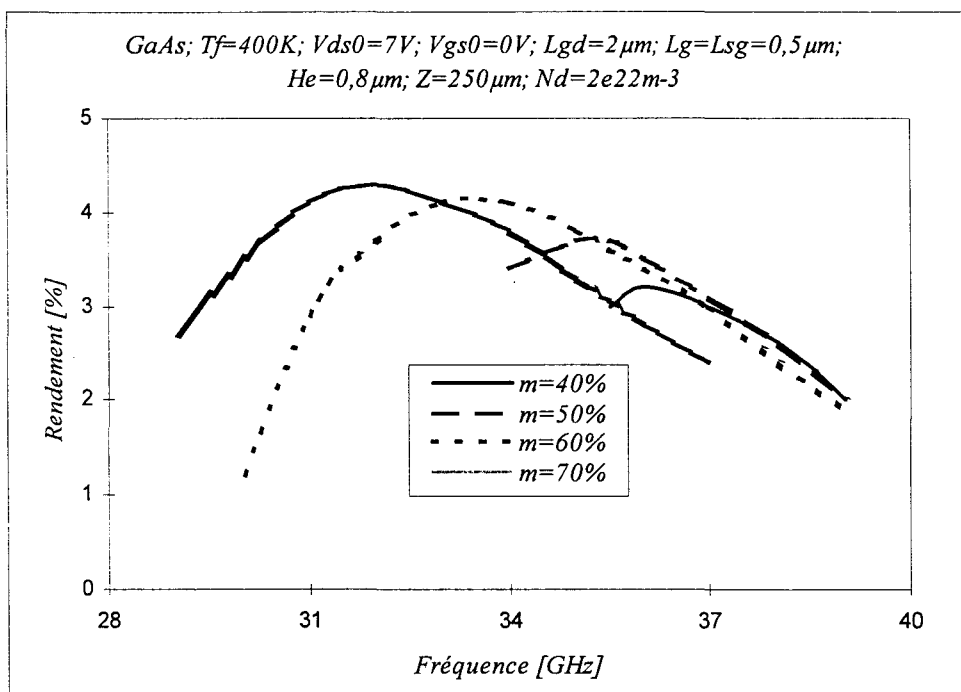


Figure II-24 : Evolutions fréquentielles du rendement de conversion pour différentes valeurs du taux de modulation.

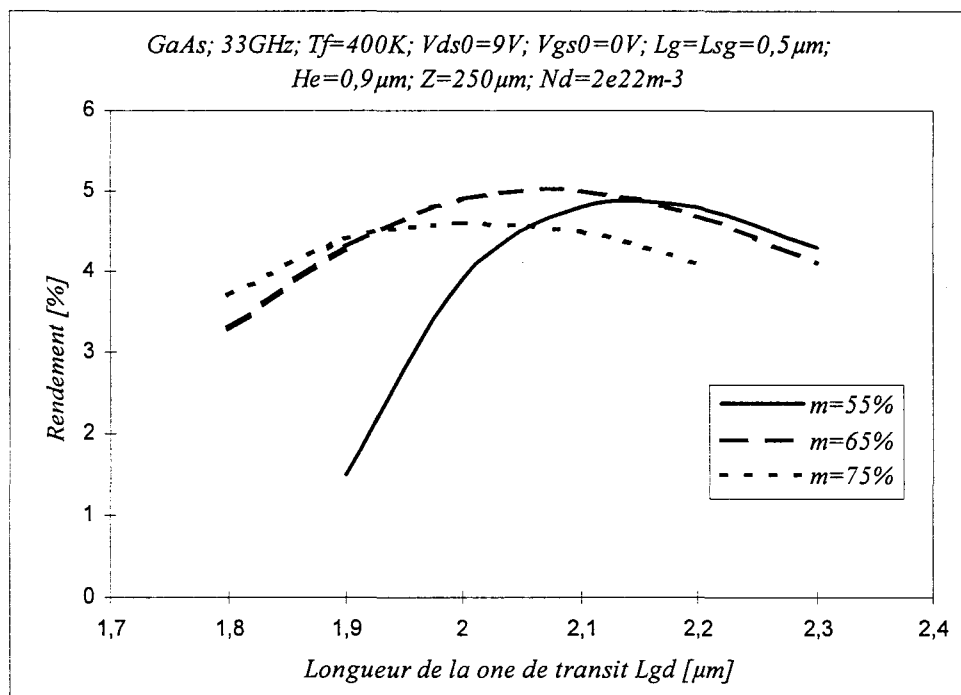


Figure II-25 : Evolutions du rendement de conversion en fonction de la longueur de la zone de transit pour différentes valeurs du taux de modulation.

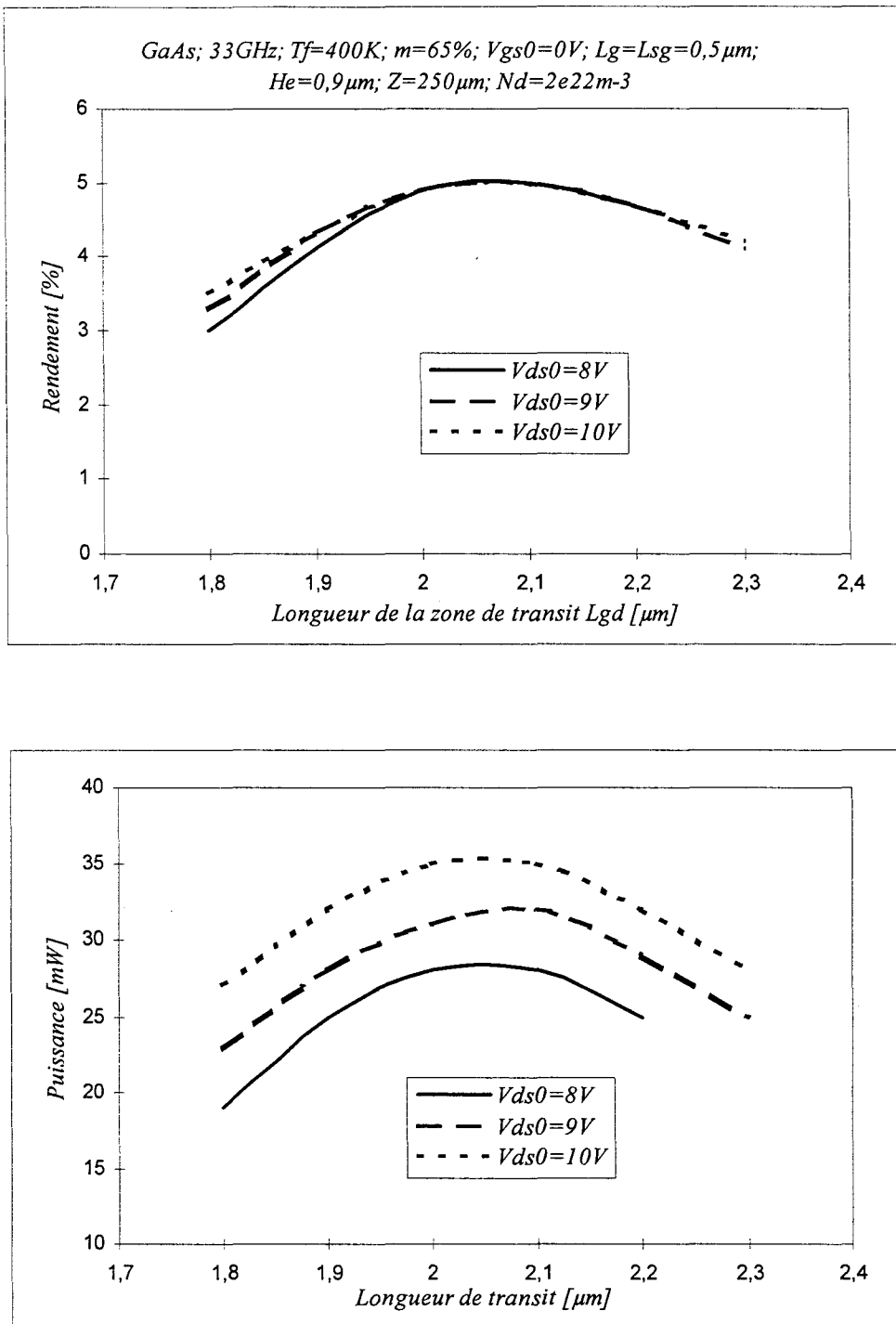


Figure II-26 : Evolutions du rendement de conversion et de la puissance émise en fonction de la longueur de la zone de transit (L_{gd}) pour différentes valeurs de la tension V_{ds0} .

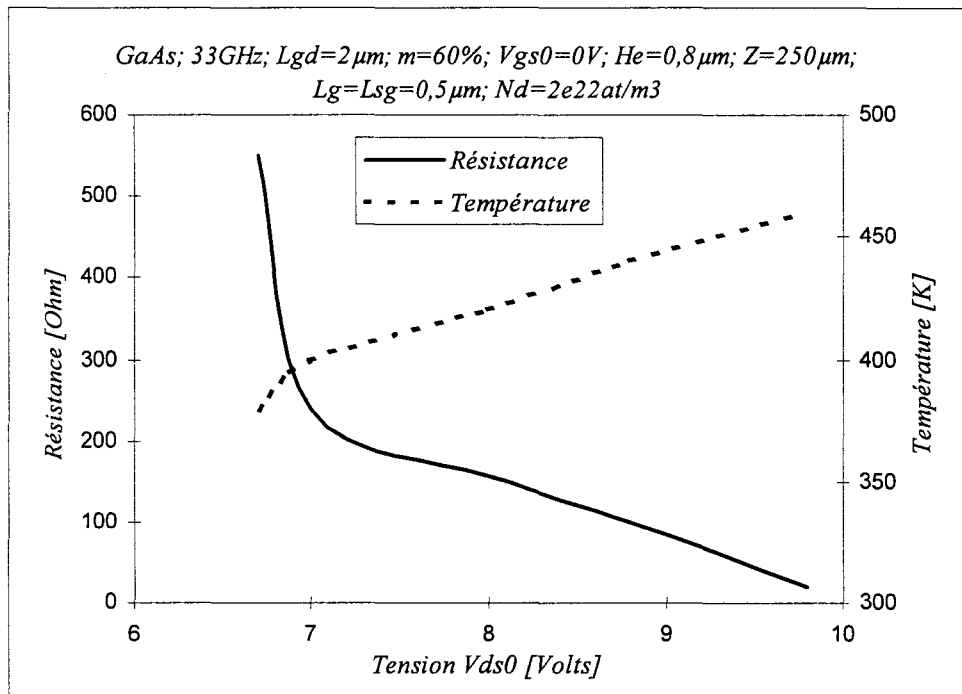
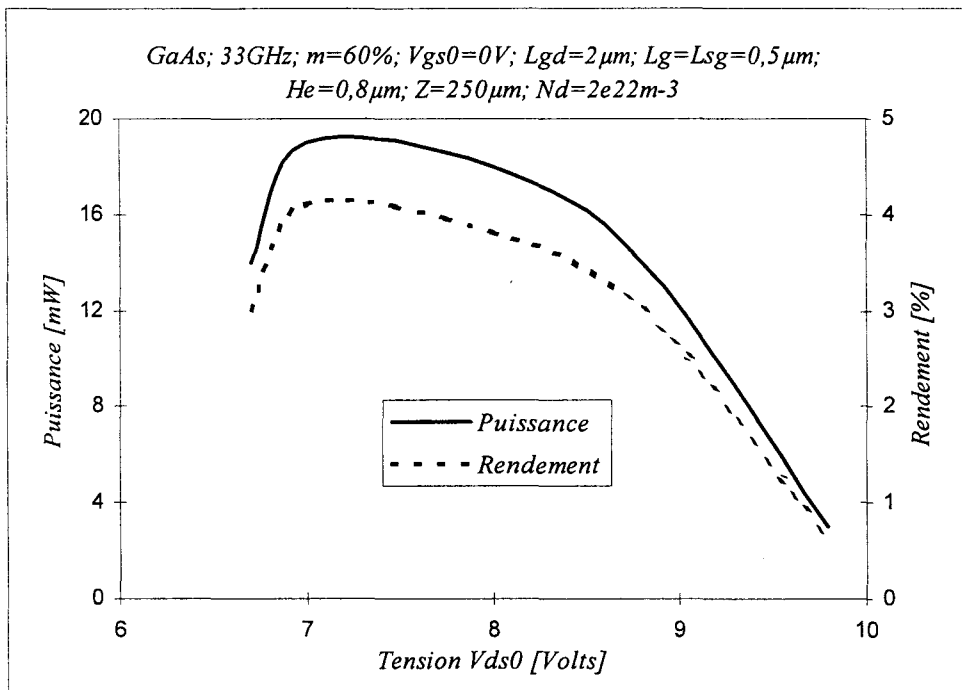


Figure II-27 : Evolutions de la puissance émise, du rendement de conversion, de la résistance équivalente du transistor et de sa température de fonctionnement effective en fonction de la tension V_{ds0} .

Les sens d'évolutions des grandeurs caractéristiques du comportement du transistor FECTED en fonction du taux de modulation ne dépendent pas du matériau et de la fréquence de fonctionnement considérée. Ces tendances sont analogues à celles obtenues avec d'autres dispositifs à transfert électronique et à temps de transit [1].

2.3.2.3 Influence de la tension de polarisation continue V_{ds0}

Comme nous l'avons déjà vu précédemment, de par la présence de l'électrode de grille, la formation du domaine de charge d'espace dans le transistor FECTED n'a lieu qu'à la sortie du canal sous grille. Par conséquent, la longueur de transit reste quasiment invariante avec V_{ds0} . Cette affirmation est parfaitement cohérente avec les résultats de la figure II-26 qui illustre les évolutions du rendement de conversion émis par un composant en GaAs oscillant à la fréquence 33 GHz , en fonction de la longueur L_{gd} et pour différentes valeurs de la tension V_{ds0} . Ces évolutions confirment l'indépendance de la valeur optimale de L_{gd} vis à vis de la tension V_{ds0} .

Nous pouvons aussi observer sur ces mêmes résultats, où la cohérence thermique n'est pas assurée, que, pour une longueur L_{gd} constante, la puissance hyperfréquence émise est une fonction fortement croissante de V_{ds0} .

Or, l'augmentation de la tension V_{ds0} entraîne naturellement une élévation de la température de fonctionnement du composant. En tenant compte de cette évolution de la température (en faisant varier la température de fonctionnement, imposée dans la simulation, avec V_{ds0} de façon à vérifier la cohérence thermique), la figure II-27 présente les évolutions typiques des performances hyperfréquences du transistor FECTED en fonction de la tension V_{ds0} . Celle-ci montre que la puissance hyperfréquence émise ainsi que le rendement de conversion associé passent par un niveau maximal à la même valeur de V_{ds0} , et que la résistance de sortie du transistor est une fonction décroissante de V_{ds0} .

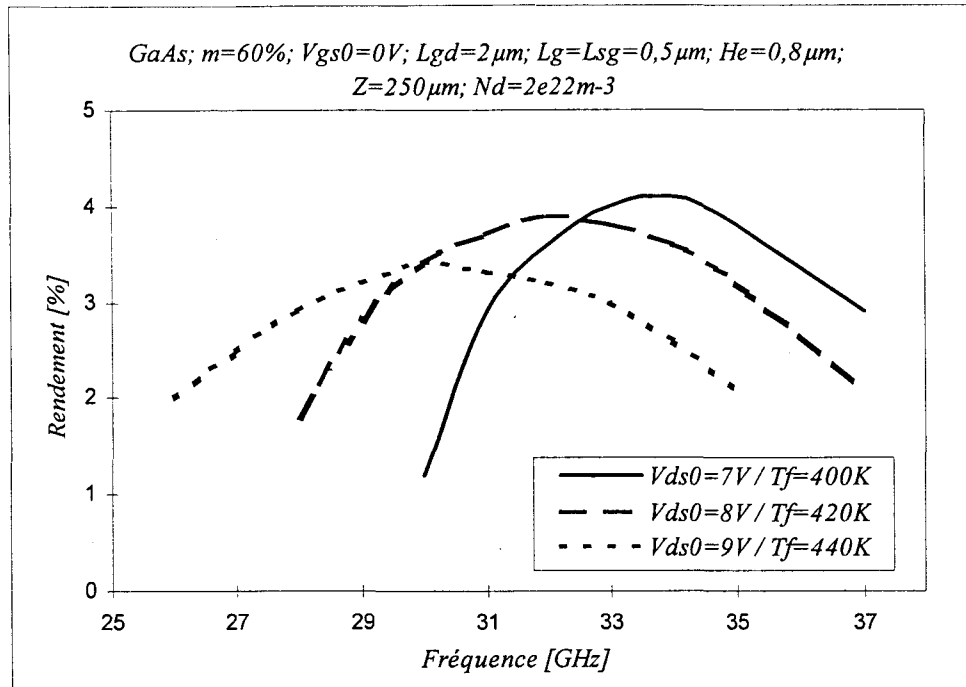


Figure II-28 : Evolutions fréquentielles du rendement de conversion pour différentes valeurs de la tension V_{ds0} et à température effective associée.

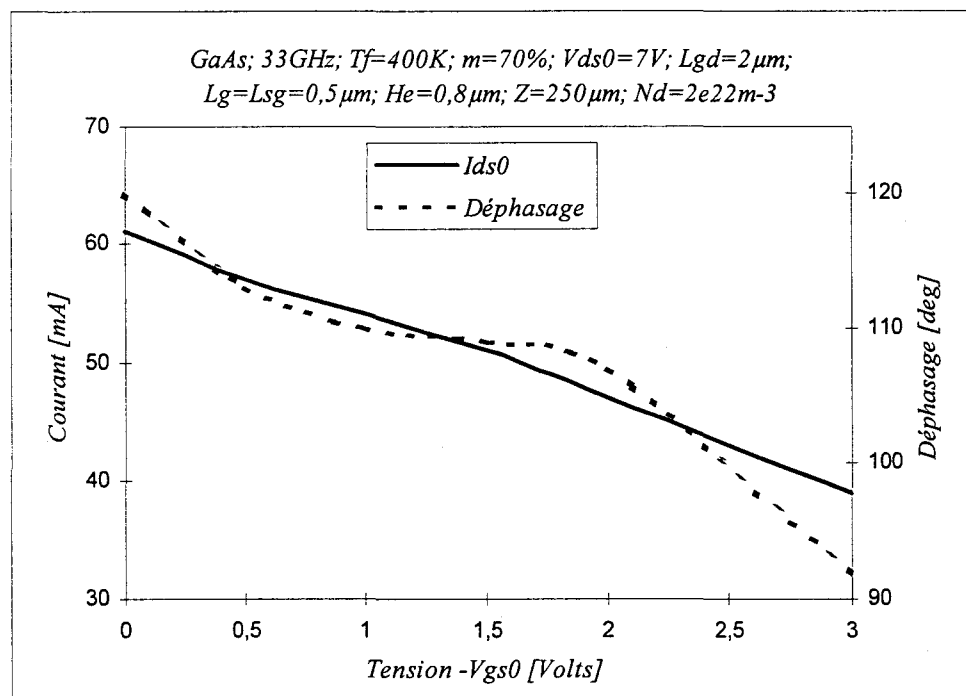


Figure II-29 : Evolutions du courant continu I_{ds0} et de l'angle de déphasage ϕ entre la tension $V_{ds}(t)$ et le courant $I_{ds}(t)$ en fonction de la tension V_{gs0} .

De plus, la prise en compte de la cohérence thermique montre que la fréquence de transit optimale du transistor diminue avec V_{ds0} (figure II-28). Ceci est dû principalement à la baisse de la vitesse limite dans le matériau semi-conducteur en fonction de la température de fonctionnement.

2.3.2.4 Influence de la tension continue de commande V_{gs0}

Les principaux effets résultant d'une variation de la tension inverse de commande de la grille V_{gs0} sur le fonctionnement du transistor FECTED sont comme le montre la figure II-29 :

- une réduction du niveau du courant continu statique injecté I_{ds0} circulant entre la source et le drain, due à la modulation de la section équivalente du canal conducteur, ce qui entraîne une baisse de la température de fonctionnement effective T_f ;
- et une diminution de l'angle de déphasage ϕ entre le courant I_{ds} et la tension V_{ds} .

Ces évolutions ont été obtenues pour un composant en GaAs fonctionnant à la fréquence 33 GHz à une température constante de 400 K.

L'accumulation de ces deux effets a pour conséquence principale, comme le montre la figure II-30 où la cohérence thermique est respectée (V_{ds0} est constante), une élévation de la fréquence de transit optimale. La sensibilité de la fréquence de transit optimale ($\frac{\Delta f}{\Delta V_{gs0}}$), ainsi obtenue, est relativement plus importante que celle associée à la

variation de V_{ds0} , due uniquement à l'évolution de la température. Cependant, comme nous allons le voir dans le chapitre III à l'aide du modèle temporel de circuit, l'ordre de grandeur de la sensibilité $\frac{\Delta f}{\Delta V_{gs0}}$ du transistor FECTED dépend beaucoup du coefficient

de qualité du circuit de charge. En pratique, avec des circuits en lignes de transmission,

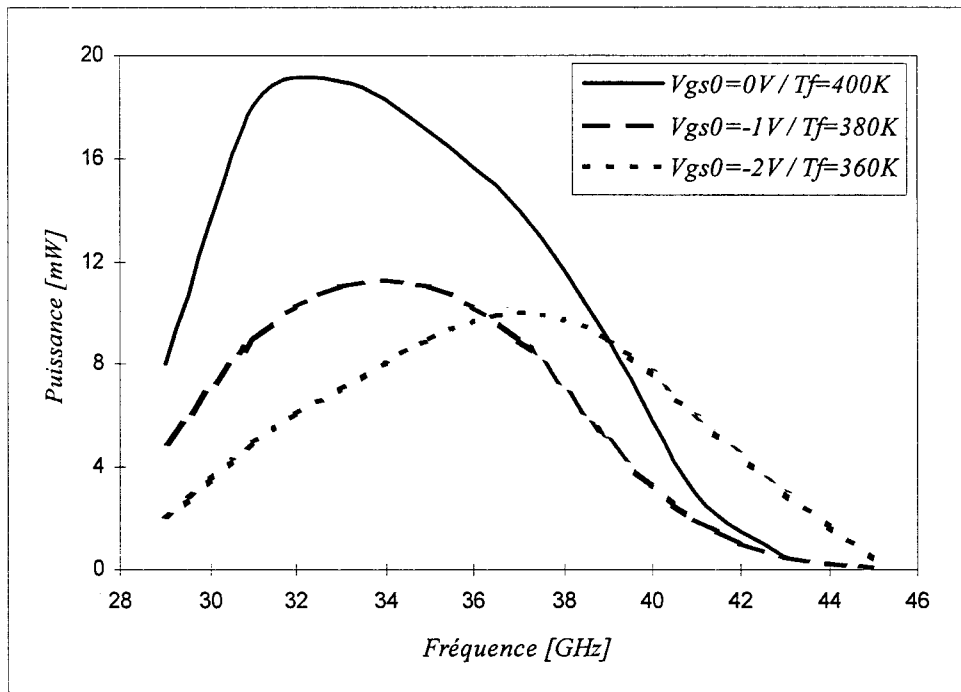
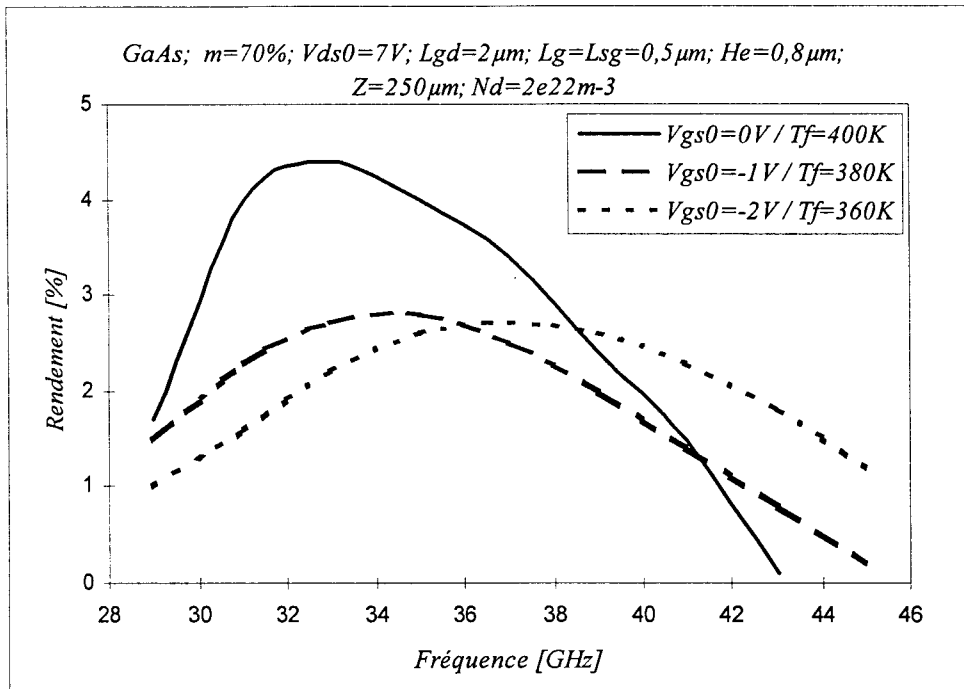


Figure II-30 : Evolutions fréquentielles du rendement de conversion et de la puissance émise pour différentes valeurs de la tension V_{gs0} avec cohérence thermique par variation de la température.

une sensibilité de l'ordre d'une centaine de *MHz/Volt* a été mesurée à plusieurs reprises par Thim [6] [7].

D'autre part, ces résultats montrent qu'aux fréquences de transit optimales, les effets de l'élévation de la tension V_{gs0} se répercutent sur la puissance hyperfréquence émise par une diminution de son niveau. De même pour le rendement de conversion associé qui garde un niveau optimal pour des valeurs de V_{gs0} voisines de 0 Volts.

A température de fonctionnement constante et pour une fréquence d'oscillation fixe, lorsqu'on tient compte cette fois-ci de la cohérence thermique par ajustement de la tension V_{ds0} , les niveaux maximaux de la puissance émise ainsi que du rendement émis sont aussi obtenus pour des valeurs de V_{gs0} voisines de 0 Volts (figure II-31). Ce résultat est indépendant de la fréquence et du matériau semi-conducteur considérés.

Ainsi, pour obtenir une puissance émise maximale, nous avons intérêt à maintenir la valeur de V_{gs0} très voisine de 0 Volts. D'autre part, ceci permettrait à la limite, dans le cas d'une application du transistor FECTED en oscillation libre, de se passer du circuit de polarisation de grille au détriment cependant d'une possibilité de réglage du fonctionnement du circuit. En effet, il est tout à fait envisageable de substituer à l'électrode de grille une zone isolante [8] [9], ou bien un recess équivalent reproduisant la forme de la zone désertée de grille. Ceci fait perdre l'avantage de l'électrode de grille, notamment pour certaines applications telles que l'oscillation/mélange nécessitant une modulation de la fréquence de fonctionnement par une variation de V_{gs0} .

3. Résultats d'optimisation de la structure du transistor FECTED

3.1 Objectif

L'étude préliminaire dont a fait objet la première partie de ce chapitre nous a permis de se rendre compte de l'influence relative et des sens de variation des différents

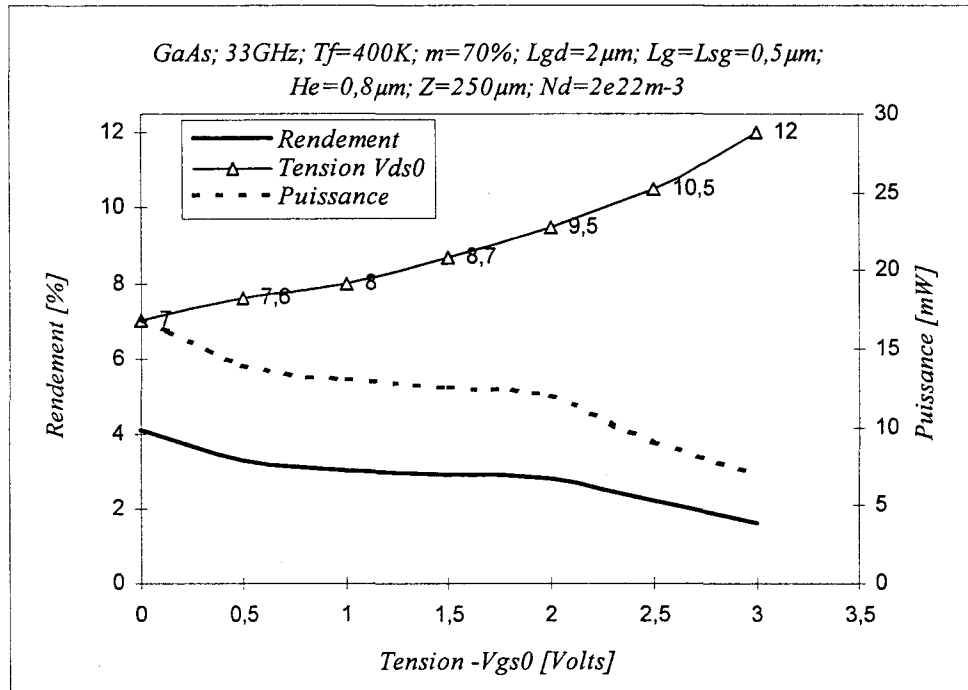


Figure II-31 : Evolutions du rendement de conversion et de la puissance émise en fonction de la tension V_{gs0} , avec cohérence thermique par variation de la tension V_{ds0} .

paramètres déterminant les performances de l'oscillateur FECTED. Lors de cette étude, nous avons mis en évidence le rôle capital joué par la température de fonctionnement et son interdépendance avec les autres paramètres.

Le but de cette optimisation est de définir les paramètres technologiques de la structure optimale du transistor FECTED ainsi que ses conditions de fonctionnement en régime continu d'oscillations à différentes fréquences dans la bande des longueurs d'ondes millimétriques, et plus précisément à 33 - 60 - 77 et 94 GHz pour les matériaux GaAs et InP. Avec le GaInAs, nous nous contenterons des fréquences 29 et 38 GHz à cause de la limitation fréquentielle de ce matériau (figure I-2). Le choix de ces fréquences est particulièrement justifié par les applications hyperfréquences et optoélectroniques actuellement en développement.

Pour chaque matériau, et à chacune des fréquences considérées, cette optimisation portera sur des composants fonctionnant en régime à un et deux transits, permettant ainsi d'effectuer une comparaison entre les performances de ces deux types de structures.

3.2 Optimisation du composant en GaAs à la fréquence de 33 GHz

3.2.1 Mode de fonctionnement à un seul transit

3.2.1.1 Optimisation de la longueur de transit

La première étape à effectuer dans cette opération d'optimisation est la détermination de la valeur optimale de la longueur de transit L_{gd} . Celle-ci, comme nous l'avons constaté auparavant, dépend essentiellement de la température de fonctionnement T_f et du taux de modulation m . De plus, nous devons tenir compte dans l'optimisation de L_{gd} du niveau de dopage N_d . A cet effet, pour chacune des températures T_f considérée, à savoir 360 - 400 - 440 et 480 K, et pour chaque niveau de N_d compris

entre 1 et $4 \cdot 10^{+22} \text{ at/m}^3$, nous devons déterminer le couple des valeurs optimales de L_{gd} et m .

Le tableau ci-après regroupe les résultats obtenus :

[$m(\%)$, $L_{gd}(\mu\text{m})$]		T_f (K)			
		360	400	440	480
(FECTED GaAs, 33GHz, transit unique)					
N_d (at/m ³)	$1 \cdot 10^{+22}$	[65, 2.15]	[60, 2.10]	[50, 1.95]	[40, 1.70]
	$2 \cdot 10^{+22}$	[70, 2.10]	[65, 2.05]	[60, 1.90]	[40, 1.70]
	$3 \cdot 10^{+22}$	[75, 2.05]	[70, 1.95]	[65, 1.85]	[40, 1.70]
	$4 \cdot 10^{+22}$	[75, 2.05]	[75, 1.90]	[70, 1.80]	[40, 1.70]

Ainsi, nous pouvons constater que, pour un niveau de dopage donné, l'élévation de la température de fonctionnement entraîne une baisse du taux de modulation m optimal, et une diminution de la longueur de transit. Cet effet est très net aux températures élevées.

Pour des températures moins importantes (entre 360 à 440 K), la valeur optimale de m est d'autant plus élevée que le niveau de dopage l'est aussi, ce qui engendre une diminution de la longueur de transit optimale. A 480 K, la valeur de N_d est relativement sans influence sur les valeurs optimales de m et L_{gd} . En effet, à des températures aussi élevées, l'effet de mobilité différentielle négative dans le matériau semi-conducteur est moins important.

3.2.1.2 Optimisation du rendement et de la puissance émise

Pour être réaliste, le niveau de puissance émis et le rendement de conversion hyperfréquence associé doivent être définis de façon cohérente avec la température effective de fonctionnement. Nous avons pour chaque point de fonctionnement

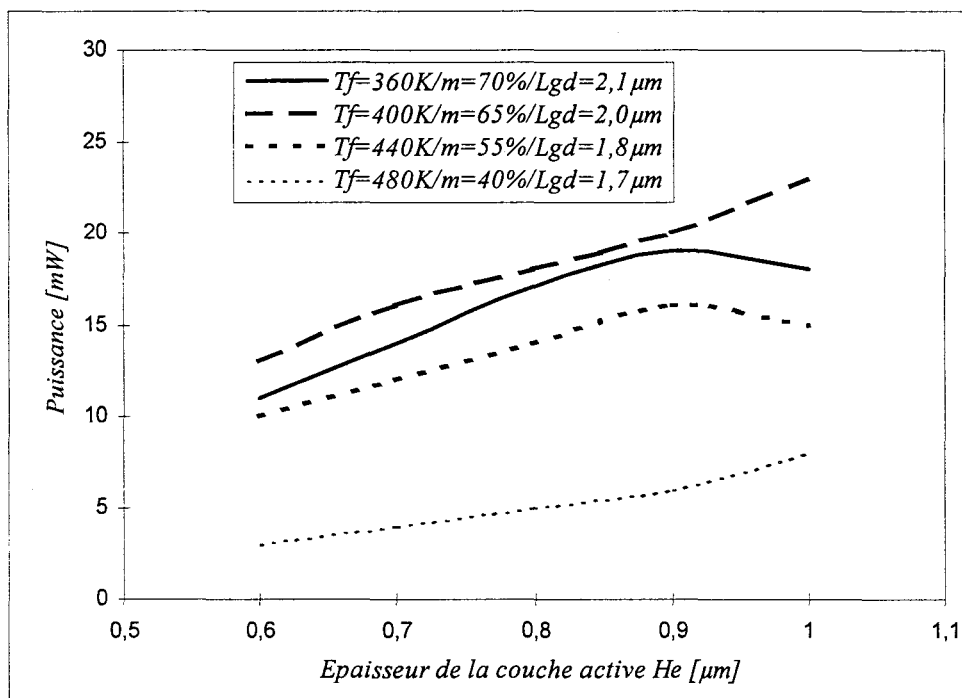
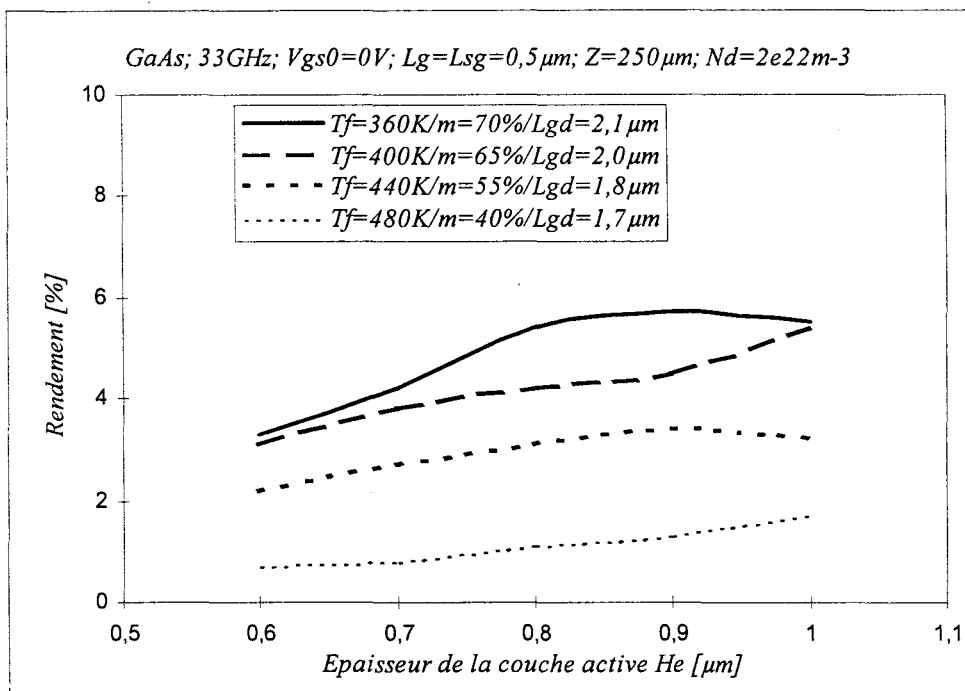


Figure II-32-a : Evolutions du rendement de conversion et de la puissance émise en fonction de l'épaisseur de la couche active du transistor, pour différentes valeurs de la température de fonctionnement avec le taux de modulation et la longueur de la zone de transit optimaux associés.

considéré, assuré cette condition par un ajustement de la tension de polarisation continue V_{ds0} . Il reste alors à définir les valeurs optimales de quatre principaux paramètres, à savoir la température de fonctionnement, le niveau de dopage, l'épaisseur de la couche active et la longueur de grille.

Dans le calcul de la température effective de fonctionnement, la valeur de la température ambiante prise en compte est de $20\text{ }^{\circ}\text{C}$. De plus, la variation de la conductivité thermique σ_{th} du substrat semi-isolant en fonction de la température est systématiquement prise en compte dans le calcul de cette température. Pour chacune des températures considérées, la valeur de σ_{th} associée au matériau GaAs est donnée dans le tableau suivant :

$T_f\text{ (K)}$	360	400	440	480
$\sigma_{th}\text{ (W/cm}^{\circ}\text{C)}$	0.45	0.37	0.30	0.25

Nous pouvons constater que la conductivité thermique du substrat GaAs est réduite d'environ la moitié en passant d'une température 360 à 480 K. Ceci entraîne une augmentation de la résistance thermique du composant d'un facteur de l'ordre de deux, et donc forcément une importante dégradation des performances du composant aux températures élevées.

La figure II-32 présente les évolutions, correspondantes à un niveau de dopage de $2 \cdot 10^{22}\text{ at/m}^3$, des performances du composant en fonction de l'épaisseur H_e et pour les quatre températures considérées. La cohérence thermique est ici assurée par un ajustement de la tension V_{ds0} . Les résultats ainsi obtenus montrent, d'une part, que le rendement émis est une fonction décroissante de la température (cf figure II-5). D'autre part, le niveau maximal de la puissance émise est obtenu à 400 K pour une épaisseur $H_e = 1\text{ }\mu\text{m}$. Néanmoins, en tenant compte du niveau de la résistance de sortie du transistor, on s'aperçoit qu'à cette température, la valeur optimale de H_e est plutôt égale à $0.9\text{ }\mu\text{m}$.

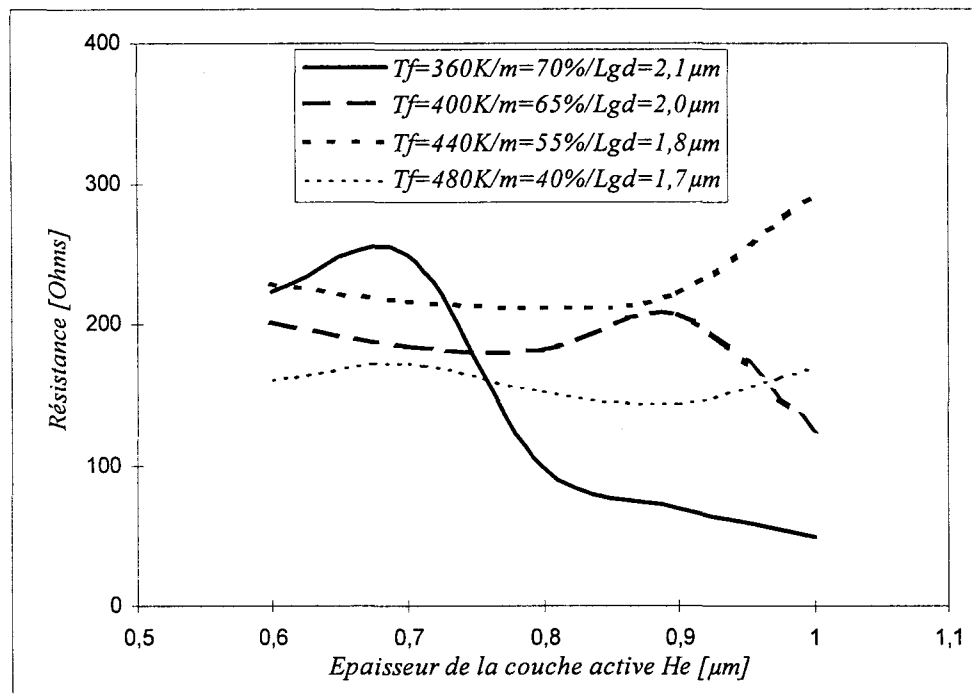


Figure II-32-b : Evolutions de la résistance équivalente du transistor en fonction de l'épaisseur de la couche active du transistor, pour différentes valeurs de la température de fonctionnement avec le taux de modulation et la longueur de la zone de transit optimaux associés.

A la fréquence 33 GHz, les performances hyperfréquences émises (P_{hf} , η_{hf} et R_d) diminuent avec la longueur de grille, sans que cela ne soit pourtant critique, et ceci pour les différentes valeurs de température et de niveaux de dopage considérés. De ce fait, nous avons limité la valeur de la longueur de grille à $0.5 \mu m$.

Les résultats optimaux obtenus avec les quatre niveaux de dopage considérés sont résumés dans le tableau suivant :

N_d (at/m ³)	T_f (K)	H_e (μm)	V_{ds0} (Volts)	P_{hf} (mW)	η_{hf} (%)	Z_d (Ω)
$1*10^{22}$	360	1.1	7.0	13	3.7	-153 -j339
$2*10^{22}$	400	0.9	6.1	20	4.5	-207 -j205
$3*10^{22}$	400	0.8	4.7	23	5.4	-124 -j116
$4*10^{22}$	400	0.8	3.6	21	4.9	-59 -j65

Nous pouvons alors conclure qu'en considérant à la fois les valeurs des niveaux d'impédance affichés et de la puissance hyperfréquence émise, le niveau optimal du dopage de la couche active peut être fixé à $2*10^{22}$ at/m³.

A l'issue de cette étude d'optimisation des différents paramètres influençant les performances intrinsèques du transistor FECTED en GaAs fonctionnant à la fréquence 33 GHz en mode à un seul transit, nous résumons ci-dessous l'ensemble des caractéristiques de la structure optimale (constituant une cellule élémentaire ayant un développement de grille de $250 \mu m$), ses conditions de fonctionnement et ses performances potentielles :

Transistor FECTED GaAs, 33 GHz à transit unique		
Structure optimale	Conditions de fonctionnement	Performances attendues
$N_d = 2 \cdot 10^{22} \text{ at/m}^3$	$T_f = 400 \text{ K}$	$P_{hf} = 20 \text{ mW}$
$L_{sg} = L_g = 0.5 \mu\text{m}$	$m = 65 \%$	$\eta_{hf} = 4.5 \%$
$L_{gd} = 2.0 \mu\text{m}$	$V_{ds0} = 6 \text{ Volts}$	$R_d = -207 \Omega$
$H_e = 0.9 \mu\text{m}$	$V_{gs0} = 0 \text{ Volts}$	$X_d = -205 \Omega$
$Z = 250 \mu\text{m}$		$I_{ds0} = 71 \text{ mA}$
$H_{si} = 100 \mu\text{m}$		

La réalisation d'un transistor à structure interdigitée à quatre doigts, présentant alors un développement de grille total de 1 mm , permettrait d'une part de quadrupler le niveau de puissance émise, d'autre part de bénéficier d'une sortie directement adaptable à 50Ω à 33 GHz , au bénéfice de la simplicité de conception et de réalisation du circuit passif de charge. Les performances hyperfréquences maximales attendues d'une telle structure sont alors les suivantes :

$$P_{hf} = 80 \text{ mW}$$

$$\eta_{hf} = 4.5 \%$$

$$Z_d \# -50 - j50 \Omega$$

Il est encore tout à fait possible de réaliser, par des circuits de charge en ligne de transmission, l'adaptation de niveaux d'impédance inférieurs à 50Ω , voir facilement 25Ω . Ceci permettrait de doubler encore la puissance émise. Cependant, il est tout à fait clair que ces performances ne pourraient être obtenues que dans la condition où la température optimale de fonctionnement n'est en pratique pas augmentée.

3.2.2 Mode de fonctionnement à deux transits

La même démarche d'optimisation a été menée en régime à deux transits. Les principaux résultats de cette étude sont les suivants :

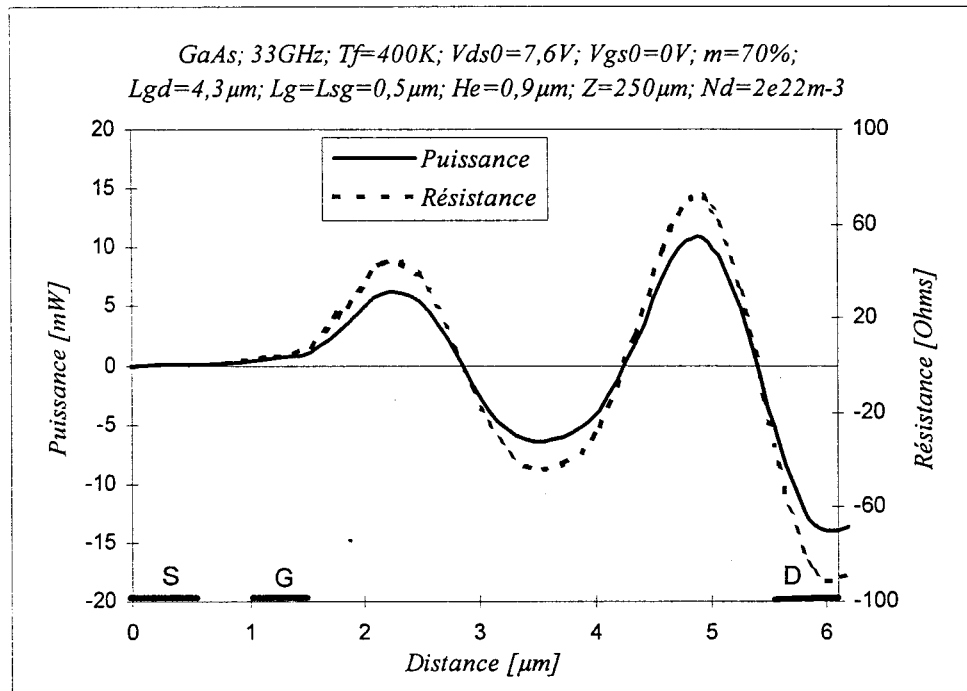


Figure II-33 : Evolutions spatiales de la puissance émise et de la résistance équivalente locales le long du transistor FETED à deux transits.

Transistor FECTED GaAs, 33 GHz à deux transits		
<u>Structure optimale</u>	<u>Conditions de fonctionnement</u>	<u>Performances attendues</u>
$N_d = 2 \cdot 10^{22} \text{ at/m}^3$ $L_{gd} = 4.3 \text{ } \mu\text{m}$ $H_e = 0.9 \text{ } \mu\text{m}$	$T_f = 400 \text{ K}$ $m = 70 \%$ $V_{ds0} = 7.6 \text{ Volts}$	$P_{hf} = 14 \text{ mW}$ $\eta_{hf} = 2.7 \%$ $Z_d \# -90 - j290 \text{ } \Omega$ $I_{ds0} = 67 \text{ mA}$

Les autres caractéristiques du transistor ainsi que ses conditions de fonctionnement sont identiques à celles déterminées précédemment pour les structures fonctionnant en régime à un seul transit.

La première constatation que nous pouvons faire sur ces résultats est qu'à part la longueur de transit, qui est légèrement supérieure au double de celle associée à un transit, et la tension de polarisation V_{ds0} qui naturellement augmente avec L_{gd} , toutes les autres caractéristiques de la structure optimale sont quasiment identiques à celles de la structure fonctionnant en régime à transit unique.

Les performances hyperfréquences générées par cette structure sont par contre nettement inférieures à celles obtenues avec le composant à transit unique. Nous avons ainsi, pour un niveau de résistance de sortie de $50 \text{ } \Omega$, une puissance émise P_{hf} égale à 25 mW , contre 80 mW générée par la structure à un transit. Cette diminution des performances potentielles est donc due en grande partie à la baisse de sa résistance équivalente, qui est une fonction décroissante de la longueur de transit L_{gd} , et aux pertes dans la zone de transit (figure II-33).

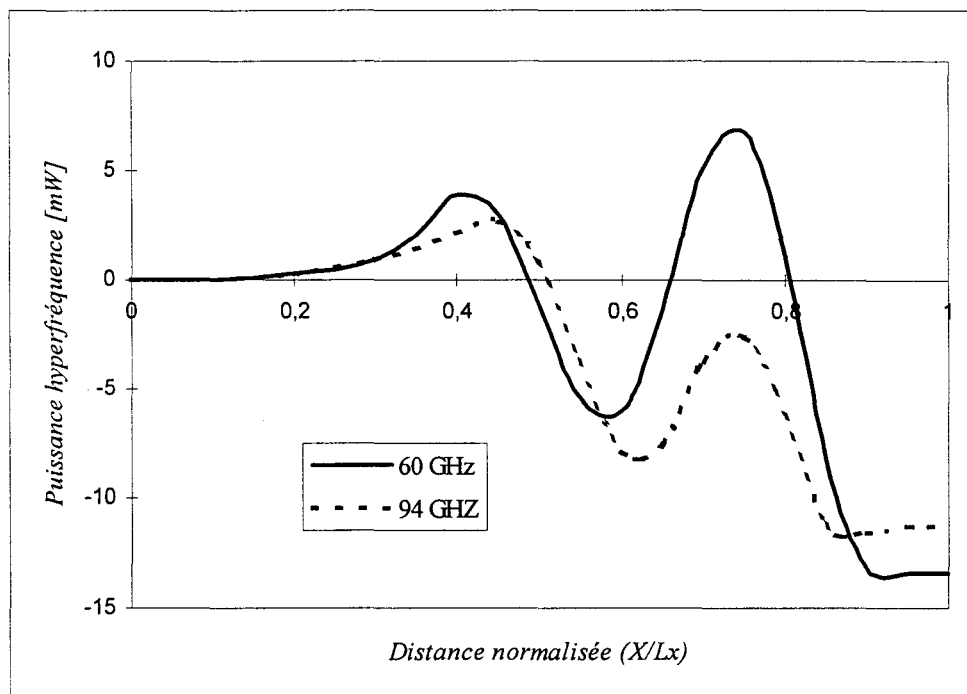


Figure II-34 : Evolutions spatiales de la puissance locale le long du transistor FETED à deux transits, aux fréquences 60 et 94 GHz (L_x est la longueur total du transistor).

3.3 Optimisation du transistor FECTED GaAs aux fréquences 60, 77 et 94 GHz

Aux fréquences supérieures à 33 GHz, les structures à mode de fonctionnement à transit unique se sont montrées les plus performantes, même à 94 GHz. La dégradation des performances hyperfréquences des transistors FECTED à mode de fonctionnement à plusieurs transits revient principalement aux pertes de puissance dans la zone de transit (voir figure II-34).

Nous nous contenterons de donner ci-dessous les résultats finaux de notre optimisation du transistor FECTED aux trois fréquences considérées. Ces résultats sont obtenus par la procédure d'optimisation décrite précédemment à 33 GHz :

Transistor FECTED GaAs, 60, 77 et 94 GHz à transit unique				
<u>Fréquence</u>	f (GHz)	60	77	94
<u>Structure optimale</u>	N_d (at/m³)	$2 \cdot 10^{22}$	$2 \cdot 10^{22}$	$2 \cdot 10^{22}$
	L_{gd} (μm)	0.9	0.7	0.5
	L_g (μm)	1.4	1.3	0.9
	H_e (μm)	0.8	0.7	0.7
<u>Conditions de fonctionnement</u>	T_f (K)	440	400	400
	m (%)	50	50	40
	V_{ds0} (Volts)	9	8	6.7
	V_{gs0} (Volts)	0	0	0
<u>Performances attendues</u>	P_{hf} (mW)	16	15	14
	η_{hf} (%)	4.2	3.8	3.2
	Z_d (Ω)	$-125 - j254$	$-121 - j222$	$-96 - j128$
	I_{ds0} (mA)	46	44	41

Ces résultats sont obtenus pour $L_{sg} = 0.5 \mu m$, $H_{si} = 100 \mu m$ et $Z = 250 \mu m$ (Z est le développement total de la grille). En pratique, nous rappelons que pour chaque fréquence de fonctionnement considérée, le développement d'un doigt de grille doit être inférieur à une valeur maximale définie précédemment :

$$Z_{\max}[f = 60GHz] = 140 \mu m,$$

$$Z_{\max}[f = 77GHz] = 110 \mu m,$$

$$Z_{\max}[f = 94GHz] = 90 \mu m.$$

Ceci implique, au niveau technologique, une réalisation de transistors multidoigts.

Nous pouvons constater, que le niveau de dopage $2 \cdot 10^{+22} \text{ at/m}^3$ associé à une température avoisinant les 400 K permet au composant de fournir les meilleures performances pour les quatre fréquences considérées.

Avec des structures multidoigts de grille, les performances hyperfréquences auxquelles nous pouvons nous attendre pour une résistance de sortie de 50Ω sont données ci-dessous :

<u>à 60 GHz ($Z = 5 \cdot 125 \mu m$)</u>	<u>à 77 GHz ($Z = 6 \cdot 100 \mu m$)</u>	<u>à 94 GHz ($Z = 6 \cdot 80 \mu m$)</u>
$P_{hf} = 40 \text{ mW}$	$P_{hf} = 38 \text{ mW}$	$P_{hf} = 25 \text{ mW}$
$\eta_{hf} = 4.2 \%$	$\eta_{hf} = 3.8 \%$	$\eta_{hf} = 3.2 \%$
$Z_d = -50 - j100 \Omega$	$Z_d = -50 - j92 \Omega$	$Z_d = -50 - j71 \Omega$

Les niveaux de puissance hyperfréquence attendus de notre composant peuvent encore être améliorés, toujours sous réserve que la température de fonctionnement reste constante, tout en conservant des niveaux de résistance de sortie facilement adaptables.

3.4 Structures et performances optimales des composants à l'InP et au GaInAs

La composition du matériau GaInAs en éléments de gallium et d'indium est respectivement de 47 % et de 53 % ($\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$). Celle-ci correspond à la composition optimale permettant, d'une part, un meilleur accord de maille, d'autre part, d'avoir une meilleure dynamique des porteurs libres, notamment en matière de mobilité à faible champ électrique et mobilité différentielle négative.

Dans le cas du composant en GaInAs, la croissance de la couche épitaxiale est supposée effectuée sur un substrat semi-isolant en InP. La résistance thermique de ce composant est alors calculée en considérant la valeur de la conductivité thermique σ_{th} de l'InP. Cette valeur σ_{th} , fonction de la température de fonctionnement, est extraite de la figure II-10.

Nous résumons dans les tableaux suivants les caractéristiques technologiques des structures du composant optimal, leurs conditions de fonctionnement et les performances hyperfréquences émises théoriques en oscillations libres dans les cas suivants :

- InP aux fréquences 33, 60, 77 et 94 GHz;
- GaInAs aux fréquences 29 et 38 GHz.

Les performances affichées ci-dessous correspondent à un niveau de résistance de sortie du composant sensiblement égal à 50Ω . La distance séparant la source de la grille L_{sg} ainsi que l'épaisseur du substrat semi-isolant H_{si} sont respectivement égales à $0.5 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$. Le mode de fonctionnement optimal est toujours un mode à transit unique.

- Composant à l'InP

transistor FECTED InP, 33, 60, 77 et 94 GHz à transit unique					
<u>Fréquence</u>	f (GHz)	33	60	77	94
<u>Structure optimale</u>	N_d (at/m ³)	$2 \cdot 10^{+22}$	$2 \cdot 10^{+22}$	$3 \cdot 10^{+22}$	$4 \cdot 10^{+22}$
	L_{gd} (μm)	1.9	1.1	0.7	0.5
	L_g (μm)	0.5	0.5	0.5	0.5
	H_e (μm)	0.7	0.7	0.8	0.7
	Z (μm)	3*200	3*135	3*100	3*85
<u>Conditions de fonctionnement</u>	T_f (K)	400	440	480	480
	m (%)	70	50	40	40
	V_{ds0} (Volts)	8	7.3	7.3	6
	V_{gs0} (Volts)	0	0	0	0
<u>Performances attendues</u>	P_{hf} (mW)	234	85	30	24
	η_{hf} (%)	14	7.4	4.6	3.5
	Z_d (Ω)	-50 - j30	-50 - j38	-50 - j70	-50 - j59
	I_{ds0} (mA)	200	157	126	124

Le niveau de dopage optimal du composant en InP ainsi que sa température de fonctionnement ont tendance à croître avec la fréquence.

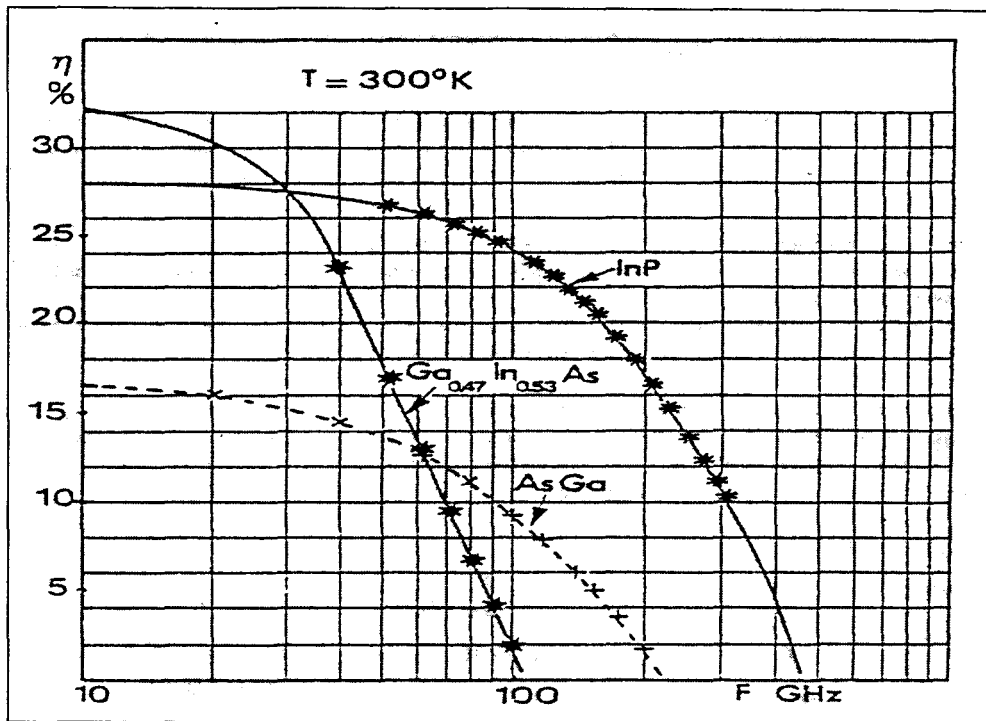


Figure II-35 : Evolutions fréquentielles du rendement théorique maximal en régime non stationnaire pour le GaAs, l'InP et le GaInAs à 300 K.

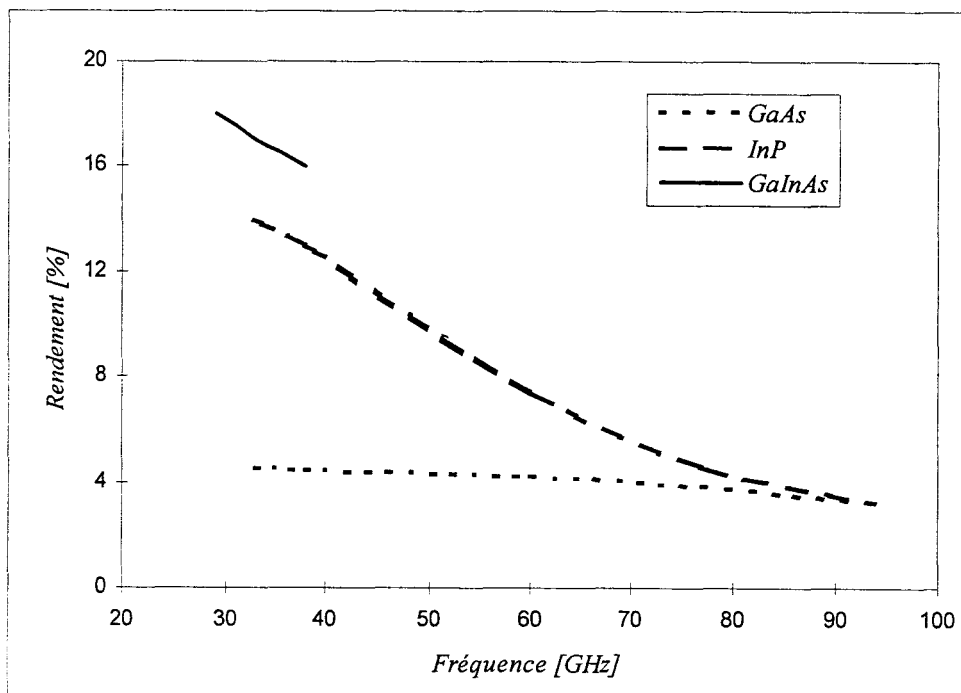


Figure II-36 : Evolutions fréquentielles du rendement théorique optimal émis par le transistor FECTED en GaAs, InP et GaInAs.

- Composant au GaInAs

Transistor FECTED GaInAs, 29 et 38 GHz à transit unique			
Fréquence	f (GHz)	29	38
<u>Structure optimale</u>	N_d (at/m³)	$4 \cdot 10^{+22}$	$4 \cdot 10^{+22}$
	L_{gd} (μm)	1.75	1.2
	L_g (μm)	0.5	0.5
	H_e (μm)	0.8	0.8
	Z (μm)	$2 \cdot 190$	$2 \cdot 180$
<u>Conditions de fonctionnement</u>	T_f (K)	440	440
	m (%)	70	70
	V_{ds0} (Volts)	8.5	7.7
	V_{gs0} (Volts)	0	0
<u>Performances attendues</u>	P_{hf} (mW)	240	216
	η_{hf} (%)	18	16
	Z_d (Ω)	$-50 -j34$	$-50 -j30$
	I_{ds0} (mA)	162	173

3.5 Comparaison des performances du FECTED en GaAs, InP et GalnAs

Conformément aux évolutions fréquentielles du rendement théorique maximal en volume associées aux trois matériaux considérés (figure II-35), le fonctionnement optimal du transistor FECTED présente un rendement de conversion décroissant en fonction de la fréquence (figure II-36). De plus, ces évolutions affichent un rendement potentiel plus important pour le GaInAs aux basses fréquences, et un rendement pour l'InP plus élevé que celui obtenu avec le GaAs sur toute la bande de fréquence considérée.

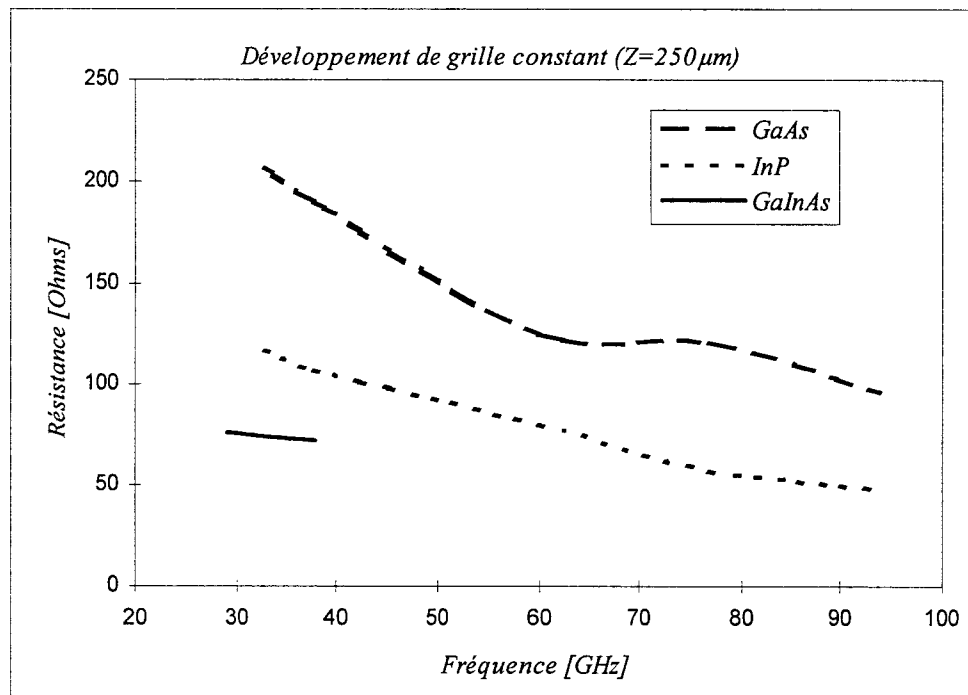
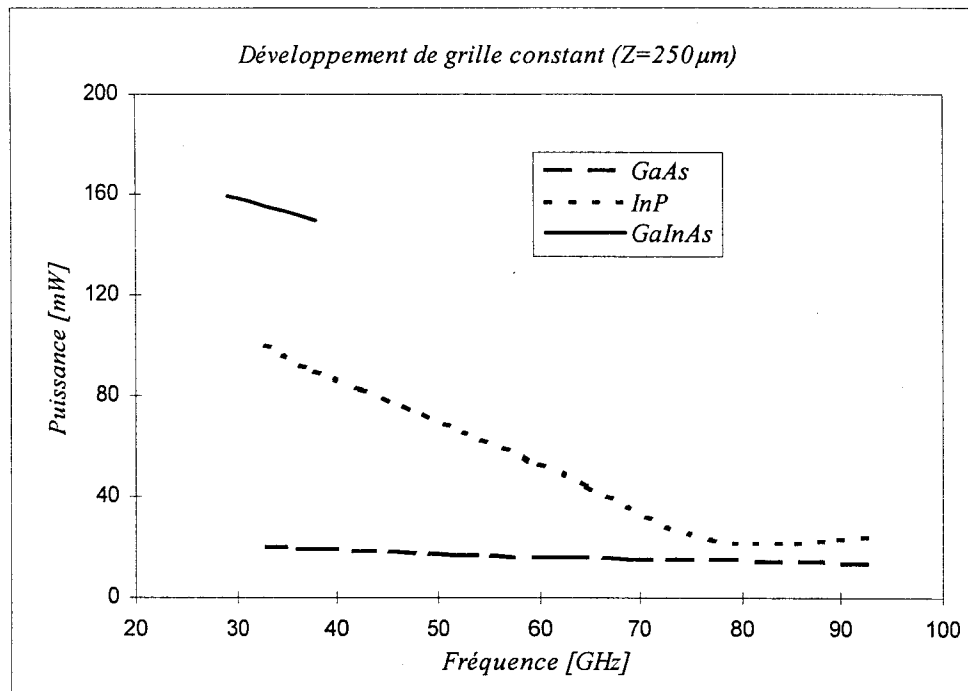


Figure II-37 : Evolutions fréquentielles de la puissance optimale émise et de la résistance équivalente optimale du transistor FECTED en GaAs, InP et GaInAs, à développement de grille constant.

Nous rappelons que notre étude d'optimisation des performances du FECTED avait comme objectif principal de déterminer le niveau de puissance hyperfréquence émise maximum. Ainsi, la figure II-37 montre que les évolutions fréquentielles du niveau de la puissance maximale émise par les transistors FECTED en GaAs, InP et GaInAs, à développement de grille égal ($Z = 250 \mu m$), sont cohérentes avec les évolutions du rendement de conversion associé. La supériorité des composants en InP et GaInAs revient d'une part à la conductivité thermique de leur substrat semi-isolant en InP qui est supérieure, et donc meilleure, que celle du GaAs. Ceci permet une augmentation de la puissance thermique dissipée et donc une génération de puissance hyperfréquence plus importante. D'autre part, cette supériorité est aussi due aux propriétés de transport intrinsèques des porteurs dans ces matériaux.

Cependant, pour une fréquence donnée et un développement de grille égal, les composants en GaAs présentent les niveaux de résistance de sortie les plus élevés, suivis par ceux des composants en InP puis en GaInAs (figure II-37). Cette caractéristique offre ainsi la possibilité, comme le montrent les évolutions fréquentielles de la puissance émise à résistance de sortie constante et égale à 50Ω (figure II-38), de réduire l'écart entre les performances potentielles des différents types de transistors. L'importance de cet effet apparaît notamment entre l'InP et le GaInAs à basses fréquences, et entre le GaAs et l'InP aux fréquences élevées où les niveaux de puissance émises sont sensiblement égaux. Ceci prouve qu'aux fréquences élevées, le transistor FECTED en GaAs peut être aussi performant en génération de puissance que celui en InP, la seule différence se situe au niveau de la structure du composant qui nécessiterait pour le premier à peu près deux fois le nombre de doigts de grille que pour le second.

Au vue de ces résultats, l'InP apparaît comme étant le matériau le plus intéressant pour la génération de moyenne puissance hyperfréquence en structure FECTED. Cependant, notre choix pour le GaAs est justifié par le désir de sélectionner le processus le plus simple possible pour la réalisation technologique de nos premiers composants.

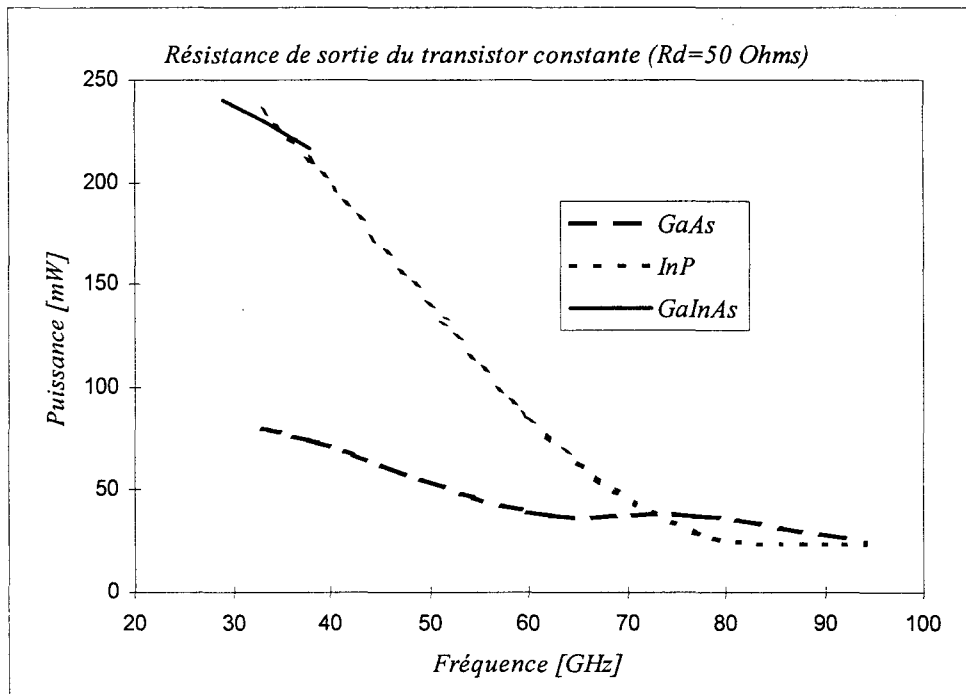


Figure II-38 : Evolutions fréquentielles de la puissance optimale émise par le transistor FECTED en GaAs, InP et GaInAs, à résistance de sortie constante.

Ce qui est tout à fait le cas avec ce matériau qui doit sans doute sa grande diffusion au développement historique de sa technologie.

Bibliographie Chapitre II

- [1] : **M.R. FRISCOURT**
"Etude des dispositifs à transfert électronique pour la génération de puissance en gamme millimétrique"
Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1985.
- [2] : **J.V. DILORENZO and D.D. KHANDELWAL**
"GaAs FET principles and technology"
Dedham, M.A : Artech House, 1982.
- [3] : **PIERRE-NOËL FAVENNEC**
"Technologies pour les composants à semi-conducteurs"
Masson, 1996.
- [4] : **B. FANK**
""Indium phosphide mm-wave devices and components"
Microwave Journal, April 1984, pp. 95-101.
- [5] : **Y.Y. ZHAO, C.J. WEI, H. BENEKING**
"Transferred-electron oscillations in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ "
Elect. Lett., Vol. 18, N° 19, Sept. 1982, pp. 835-836.
- [6] : **K. LÜBKE, H. SCHEIBER and H.W. THIM**
"A voltage tunable 35 GHz Monolithic GaAs FECTED oscillator"
IEEE Mic. and Guided Wave Letters, Vol. 1, N° 2, Feb. 1991.
- [7] : **A.L. SPRINGER, C.G. DISKUS, K. LÜBKE and H.W. THIM**
"A 60-GHz MMIC- compatible TED-oscillator"
IEEE Mic. and Guided Wave Letters, Vol. 5, N° 4, April 1995.
- [8] : **K.J. SLEGER, B.E. SPIELMAN, R.E. NEIDERT, H.B. DIETRICH,
A. CHRISTOU, R.L. HENRY, G.S. BISHOP, J.F. WELLER**
"InP monolithic integrated circuits for mm-wave applications"
Microwave journal, May 1984.

- [9] : **S.C. BINARI, P.E. THOMPSON, H.L. GRUBIN**
"Self-aligned notched planar InP transferred-electron oscillators"
IEEE Elect. Dev. Lett., Vol. EDL-6, N° 1, Jan. 1985, pp. 22-24.

Chapitre III

CHAPITRE III

Applications hyperfréquences et optoélectroniques des oscillateurs à transistor FECTED

Introduction

Les deux premiers chapitres ont été essentiellement consacrés aux aspects théoriques de notre travail. Nous nous proposons dans ce troisième chapitre de décrire ses aspects plus expérimentaux concernant les applications hyperfréquences et optoélectroniques des oscillateurs à transistors FECTED.

1. Réalisation technologique du transistor FECTED

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les étapes successives nécessaires à la réalisation technologique de notre transistor FECTED. Ce travail a été entièrement effectué dans la centrale de technologie de notre laboratoire.

1.1 Réalisation des couches épitaxiées

La technique utilisée pour la croissance des couches est celle de l'Épitaxie à Jet Moléculaire (EJM, ou MBE en anglais, pour Molecular Beam Epitaxy) [1]. Au laboratoire, le bâti utilisé est un système RIBER 32P. Cette méthode consiste à produire sous ultravide (pression de l'ordre de 10^{-10} Torr) des flux thermiques d'atomes ou de molécules dont l'interaction avec un substrat monocristallin entraîne une croissance régulière du matériau désiré. Cette technique de croissance permet un contrôle précis des épaisseurs déposées, grâce d'une part, aux faibles vitesses de croissance (celles-ci

GaAs N ⁺⁺ (3.10^{+24} at/m ³ , 0.1 μ m)
GaAs N (2.10^{+22} at/m ³ , 0.8 μ m)
GaAs N.I.D. (0.6 μ m)
GaAs Substrat Semi-isolant.

Figure III-1 : Structure de la couche épitaxiée du transistor FECTED.

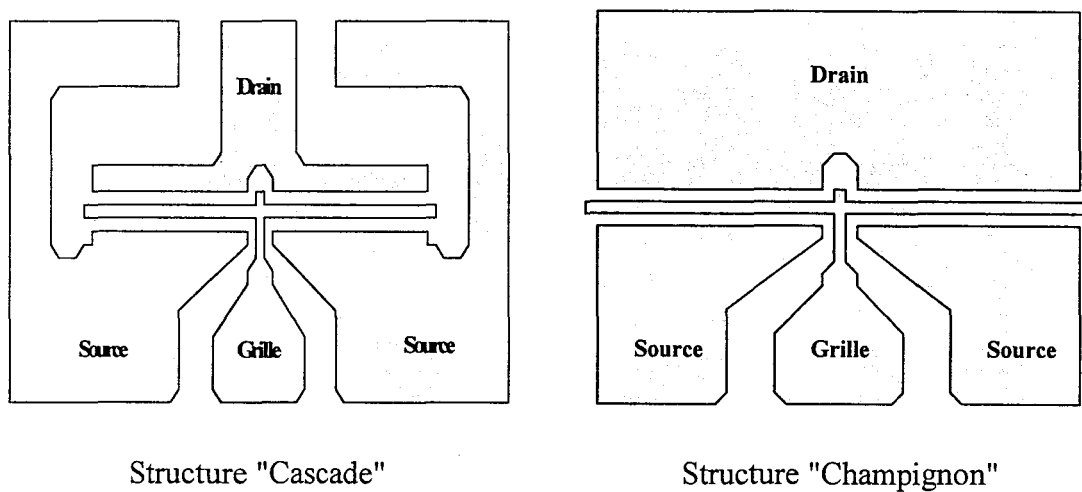


Figure III-2 : Topologies du transistor FECTED.

étant comprises entre 0.1 et quelques $\mu\text{m}/\text{heure}$) et, d'autre part, au mode de croissance bidimensionnel (monocouche par monocouche).

En ce qui concerne notre transistor (figure III-1), la croissance débute, à partir d'un substrat semi-isolant GaAs d'épaisseur $400 \mu\text{m}$, par une reprise d'épitaxie constituée d'une couche non intentionnellement dopée (NID) d'épaisseur $0.6 \mu\text{m}$. La couche active N du transistor, d'épaisseur $0.8 \mu\text{m}$ dopée à $2 \cdot 10^{22} \text{ at}/\text{m}^3$, est ensuite réalisée. Elle se termine avec la croissance d'une couche N^+ d'épaisseur $0.1 \mu\text{m}$ fortement dopée à $3 \cdot 10^{24} \text{ at}/\text{m}^3$ permettant la réalisation des contacts Ohmiques du drain et de la source.

1.2 Processus de réalisation du transistor FECTED

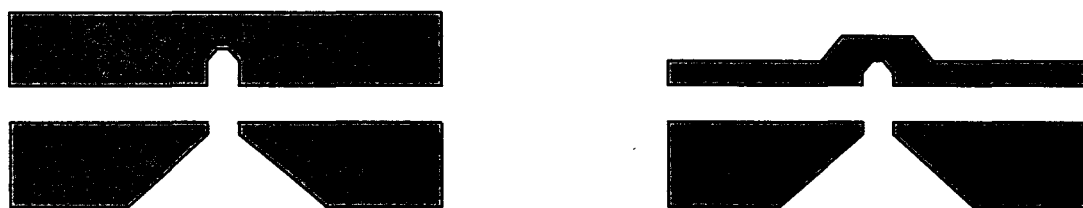
La réalisation de notre transistor comporte essentiellement cinq étapes présentées ci-dessous dans leur ordre chronologique (figure III-3) :

- les contacts Ohmiques de source et de drain,
- l'isolation des composants par une technologie de type méso,
- la gravure du recess et le dépôt de grille,
- l'épaississement des contacts métalliques,
- l'amincissement du substrat semi-isolant.

1.2.1 Topologie des transistors réalisés

Lors de la réalisation des masques, deux types de topologie ont été choisis pour notre transistor FECTED à deux doigts de grille (figure III-2) :

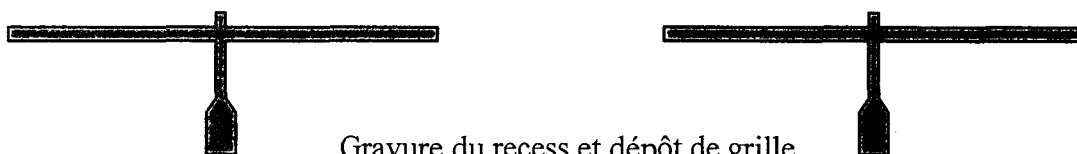
- la première est une topologie compatible avec le banc de caractérisation sous pointe Cascade-Microtech en fonction au laboratoire;
- La seconde est une structure en forme de "champignon", conduisant à la réalisation de composants prévus pour être directement monté dans un circuit de charge hyperfréquence. La prise en compte d'éventuelles incertitudes sur la



Contacts ohmiques



Isolation des composants



Gravure du recess et dépôt de grille



Epaississement des contacts métalliques

Figure III-3 : Les masques correspondant aux quatre étapes de la réalisation technologique des deux topologies adoptées.

valeur réelle des paramètres de transport des porteurs dans le composant et par conséquent plus particulièrement sur celle de la longueur de transit optimale, nous a amené à prévoir trois composants présentant des longueurs de transit L_{gd} différentes (2.1 - 1.9 et 1.7 μm). Ceci permet d'augmenter les chances d'obtenir un composant présentant la fréquence de fonctionnement optimale souhaitée (33 GHz).

Afin de mieux repérer chacun de ces quatre composants, nous leurs avons attribué les noms suivants :

FECTED_1 : pour le transistor de structure cascade ($L_{gd} = 2.0 \mu m$) ;

FECTED_2 : pour le transistor de structure champignon à $L_{gd} = 2.1 \mu m$;

FECTED_3 : pour le transistor de structure champignon à $L_{gd} = 1.9 \mu m$;

FECTED_4 : pour le transistor de structure champignon à $L_{gd} = 1.7 \mu m$.

Le développement total de la grille de chacun de ces transistors est de $2*250 \mu m$, et les longueurs L_g et L_{sg} sont égales à $0.5 \mu m$.

1.2.2 Le contact Ohmique

Cette première étape est effectuée à l'aide d'un procédé optique. Une résine photosensible est déposée puis insolée par des ultraviolets (U.V). Lorsque l'ouverture est effectuée après dissolution de la résine à l'endroit du contact Ohmique, la plaquette subit une désoxydation puis le dépôt séquentiel suivant :

- Ni (20 Å), servant de mouillant,
- AuGe (1500 Å) qui rendra le contact Ohmique,
- Ni (500 Å) qui empêchera la diffusion de l'or dans la couche active.

Une attaque chimique (lift off) élimine ensuite le dépôt du contact Ohmique là où la résine subsiste. Cette opération est suivie d'un recuit permettant une diffusion du matériau AuGe préalablement déposé.

1.2.3 L'isolation

L'obtention de composants discrets est basée sur une technologie de type méso. Les zones où se trouvent les composants sont protégées et la plaquette subit une attaque chimique profonde. De par l'épaisseur importante de la couche active de notre composant ($1 \mu m$), trois attaques MESA ont été effectuées successivement avec un élargissement, de l'une par rapport à l'autre, de $2 \mu m$ de chaque côté. La profondeur de chacune des trois MESA est d'environ 3500 \AA .

1.2.4 La gravure du recess et le dépôt de grille

Le composant est recouvert d'une couche de résine optique. L'ouverture du recess (zone creusée dans la couche N^+ définissant la longueur de la zone active du composant, et destinée à recevoir la grille) dans la résine débute par une insolation aux U.V suivie d'une révélation. Le creusement du recess dans la couche N^+ est réalisé progressivement par une attaque chimique qui est interrompue au fur et à mesure que l'attaque avance pour permettre de mesurer le courant circulant entre le drain et la source du composant. Ceci donne la possibilité de contrôler cette attaque, et d'y mettre un terme au voisinage très proche de l'interface entre les couches N^+ et N. Après la réalisation de ce recess, une résine électro-sensible est déposée puis dessinée au masqueur électronique pour délimiter la position de la grille. La grille est alors déposée par évaporation (Al Ni). Cette étape est suivie d'un lift off puis d'un recuit.

1.2.5 L'épaississement des contacts métalliques

Afin de protéger le composant excepté aux emplacements des plots de métallisation, une résine optique est déposée à la surface du composant, insolée puis

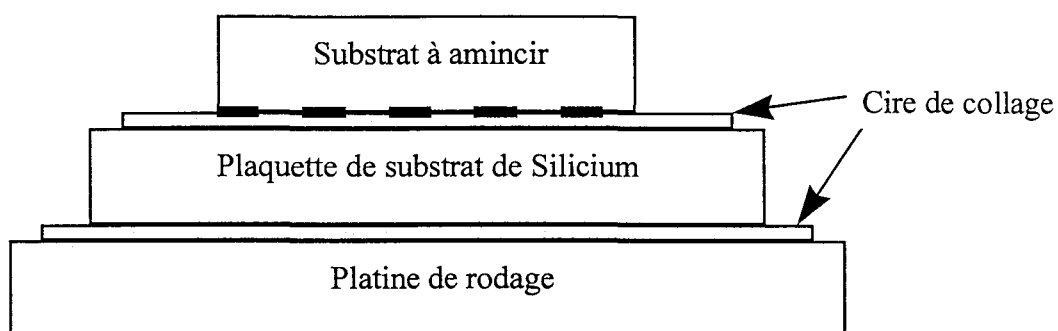


Figure III-4 : Support utilisé pour l'opération d'amincissement du substrat.

révélée. Ensuite, une attaque plasma Argon est effectuée de façon à désoxyder la surface et aussi pour permettre un bon accrochage des métaux à déposer. En ce qui concerne le procédé utilisé au laboratoire, ce dépôt se compose généralement de 1000 \AA de Ti et 4000 \AA d'Au.

1.2.6 L'amincissement

Cette dernière étape technologique consiste à amincir le substrat semi-isolant d'épaisseur initiale égale à $400 \mu\text{m}$ afin d'obtenir une épaisseur finale d'environ $100 \mu\text{m}$. Ceci permet de réduire la résistance thermique globale du transistor. Une méthode mécanique est utilisée. Celle-ci consiste dans un premier temps à coller la face avant d'un échantillon du substrat (côté des contacts métalliques) à l'aide d'une cire sur un support (figure III-4). L'échantillon est typiquement constitué d'un quart de plaquette collé sur une plaquette de substrat de Silicium. Cet ensemble est lui-même collé sur la platine de rodage de la polisseuse utilisée. L'amincissement est obtenu en rodant le substrat, avec comme abrasif une fine poudre d'alumine à $12 \mu\text{m}$ que l'on étale en fine couche sur le plateau avec un lubrifiant soluble dans l'eau. Le rodage s'effectue en plusieurs passes de 5 mn . Après chaque passe le substrat est nettoyé à l'eau déionisée, séché puis mesuré, jusqu'à l'obtention de l'épaisseur $100 \mu\text{m}$.

2. Caractérisation en régime statique des transistors

La caractérisation en régime statique est effectuée sous pointes avec le composant FECTED_1 de topologie compatible avec le système de test Cascade. Cette caractérisation a été réalisée à l'aide du système de caractérisation automatique ICCAP.

Ces expérimentations permettent de mesurer le réseau de caractéristiques courant-tension développée aux bornes du composant, à partir desquels nous pourrons, d'une part, évaluer la qualité du contact Schottky de la grille, et d'autre part, obtenir des informations sur la tension de pincement du canal V_p , le courant drain maximum I_{dsm}

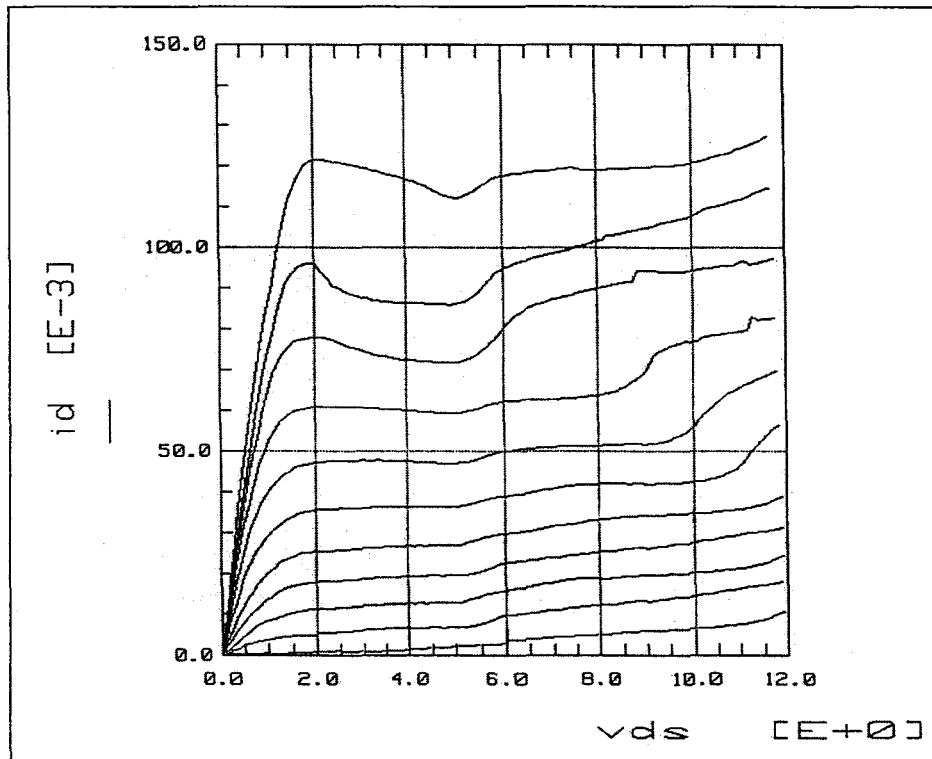


Figure III-5 : Réseau de caractéristique statique $I_{ds}(V_{ds})$ du transistor FECTED_2.
 V_{gs0} varie de -10 à 0 Volts (I_{ds} en A et V_{ds} en Volts).

que peut délivrer le composant, et la tension continue de claquage V_{dsc} . La connaissance de V_p et I_{dsm} nous permettra d'évaluer principalement le niveau de dopage réel de la couche active de nos transistors.

Réseau de caractéristiques $I_{ds} = f(V_{ds})$

La figure III-5 illustre le réseau de caractéristiques $I_{ds} = f(V_{ds})$ mesuré pour différentes valeurs de V_{gs} . Nous pouvons en déduire les résultats suivants :

$$V_p \# -10 \text{ Volts}$$

$$I_{dsm} (V_{gs} = 0 \text{ Volts}) \# 120 \text{ mA}/500 \mu\text{m de développement de grille.}$$

D'après l'expression analytique donnant la tension de pincement du canal en fonction du niveau de dopage de la couche active (cf chapitre I 3.1.3.1.1) :

$$V_p = \frac{H_e^2 \cdot q \cdot N_d}{2 \cdot \epsilon}$$

la valeur de N_d correspondante à la tension V_p mesurée, est de $2.2 \cdot 10^{22} \text{ at}/\text{m}^3$. Dans ce calcul, compte tenu de la bonne précision qui peut être obtenue sur la croissance des couches épitaxiales, l'épaisseur de la couche active H_e est prise égale à $0.8 \mu\text{m}$ fixée au départ. De plus, le faible écart entre la valeur du courant maximum théorique ($220 \text{ mA}/\text{mm}$) et celui mesuré ($240 \text{ mA}/\text{mm}$) pour $V_{gs} = 0 \text{ Volts}$, montre que le niveau de dopage obtenu pour nos composants est à priori assez proche de celui fixé au départ ($2 \cdot 10^{22} \text{ at}/\text{m}^3$). Il convient cependant ici de rappeler que cette évaluation du niveau de dopage ne tient pas compte des effets liés au potentiel de surface pouvant entraîner des variations notables des caractéristiques électriques du transistor [2].

Nous avons aussi mesuré la valeur minimale de la tension continue V_{ds0} à partir de laquelle nous avons pu observer le claquage des composants, celle-ci est de l'ordre de $V_{dsc} = 13 \text{ Volts}$. Afin de garder une marge de sécurité pour le bon fonctionnement de nos transistors, nous avons limité la polarisation du drain à la tension $V_{ds0} = 11 \text{ Volts}$. Nous

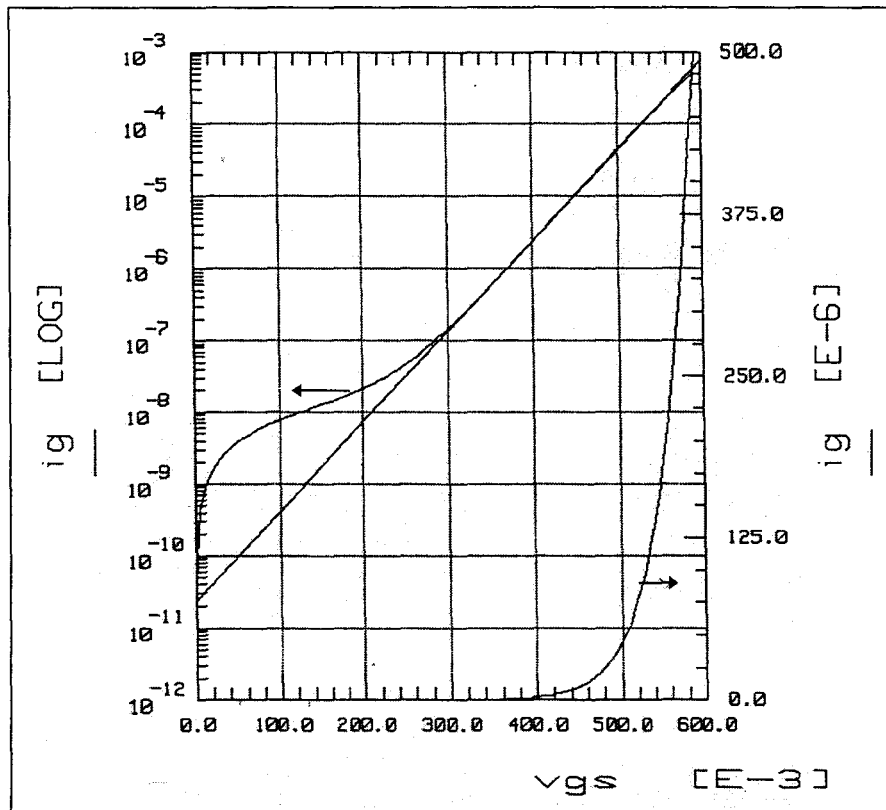


Figure III-6 : Caractéristiques I_g et $\text{Log}(I_g)$ en fonction de la tension V_{gs} du transistor FECTED_2 (I_g en A et V_{gs} en V).

pouvons aussi constater sur ces mêmes caractéristiques, pour des faibles valeurs de V_{gs0} , l'apparition d'une plage de fonctionnement instable caractéristique du phénomène de transfert électronique dans le transistor FECTED et qui est à l'origine des propriétés hyperfréquences de ce dernier.

Caractéristique $I_g = f(V_{gs})$ à $V_{ds} = 0$ Volts

Nous présentons sur la figure III-6 l'évolution du courant de grille I_g en fonction de la tension V_{gs} à tension drain-source nulle. Cette caractéristique permet de mesurer le coefficient d'idéalité ' η ' et la tension de built-in V_b . L'évaluation du paramètre η s'obtient par identification de la caractéristique $I_g(V_{gs})$ mesurée, avec la relation analytique reliant la tension appliquée à la grille V_g ($V_g = V_{gs}$ pour $V_{ds} = 0$ Volts) et le courant créé par effet thermoïonique I_{th} . Cette relation est la suivante :

$$I_{th} = I_s \cdot e^{\frac{qV_g}{\eta kT}}$$

où I_s : courant de saturation donné par la relation : $I_s = A \cdot T^2 \cdot S \cdot e^{\frac{qV_b}{kT}}$

A : constante de Richardson ($= 8.7 \text{ A/cm}^2/\text{K}^2$),

T : température absolue,

S : surface de la jonction grille ($= L_g * Z$).

A partir de la pente de la caractéristique $\ln(I_g) = f(V_{gs})$, on déduit η par la relation :

$$\eta = \frac{q}{kT} \cdot \frac{\Delta V_g}{\Delta(\ln(I_g))}$$

Ce coefficient donne une idée sur la qualité de l'interface métal/semi-conducteur, qui est d'autant meilleur que η est proche de l'unité. Dans notre cas, ce coefficient est égal à 1.3.

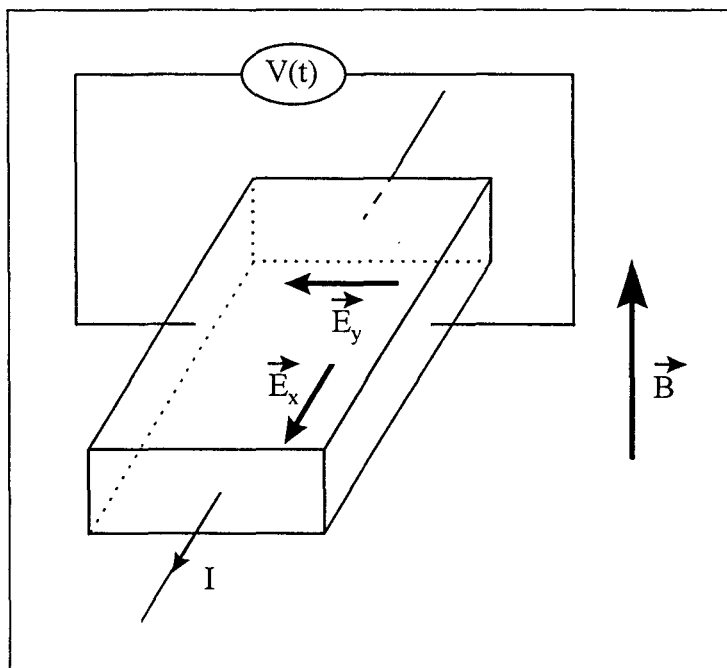


Figure III-7 : Schéma de principe de l'effet Hall sur un barreau de semi-conducteur.

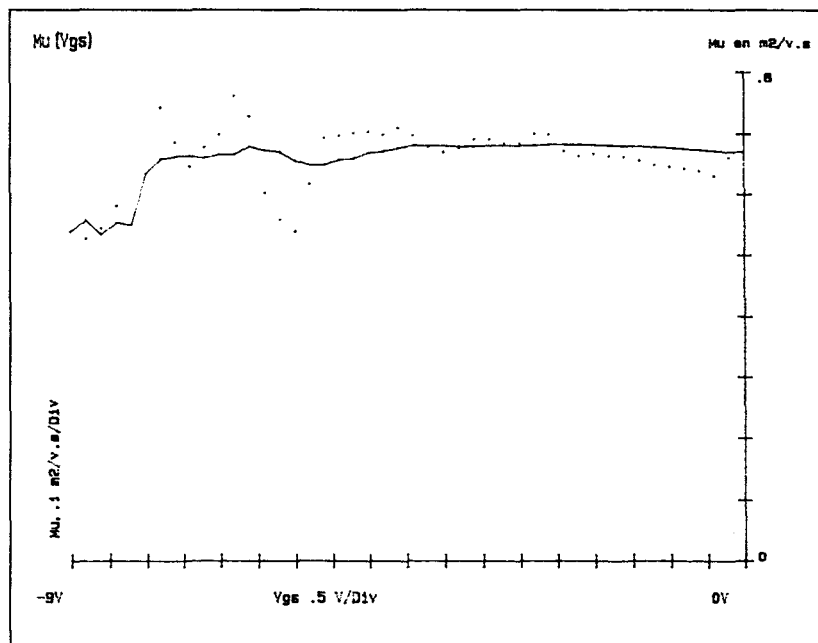


Figure III-8 : Mesure de la mobilité de Hall du transistor FECTED_2.

La tension de built-in V_b est donnée par :

$$V_b = \frac{kT}{q} \cdot \ln\left(\frac{A \cdot T^2 \cdot S}{I_s}\right)$$

Le courant de saturation I_s est obtenu par extrapolation de la caractéristique $\ln(I_g) = f(V_{gs})$ pour $V_{gs} = 0$ Volts. Le résultat obtenu est : $V_b = 0.77$ Volts.

2.1 Mesure de la mobilité de Hall

A l'issue de la caractérisation statique de nos transistors, nous avons pu déduire une première approximation du niveau de dopage réel de leur couche active. Le résultat obtenu semble présenter une concordance satisfaisante avec l'objectif fixé au départ, à savoir $2 \cdot 10^{22}$ at/m³. Compte tenu de l'importance de cette grandeur vis à vis des performances hyperfréquences du FECTED, une seconde évaluation du niveau de N_d a été effectué par une mesure de la mobilité de Hall.

Le principe de cette mesure consiste à faire circuler dans la couche active N de l'épitaxie, entre les deux contacts Ohmiques, un courant électrique alternatif basse fréquence. Le composant est de plus soumis à l'action d'un champ magnétique permanent perpendiculaire à la direction de ce courant (figure III-7). Ceci a pour effet de créer une force qui dévie les électrons, produisant ainsi un champ électrique qui exerce sur les électrons une force s'opposant à celle du champ magnétique. Avec cette méthode, il est possible de déterminer la mobilité de Hall, ainsi que la densité des porteurs majoritaires. Le niveau de dopage associé à cette mobilité peut alors être déduit directement à partir des résultats théoriques et expérimentaux qu'on peut trouver dans la littérature spécialisée [3].

Pour effectuer cette mesure, nous avons monté le transistor dans un boîtier type BMH60. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure III-8. Ceux-ci sont quasiment

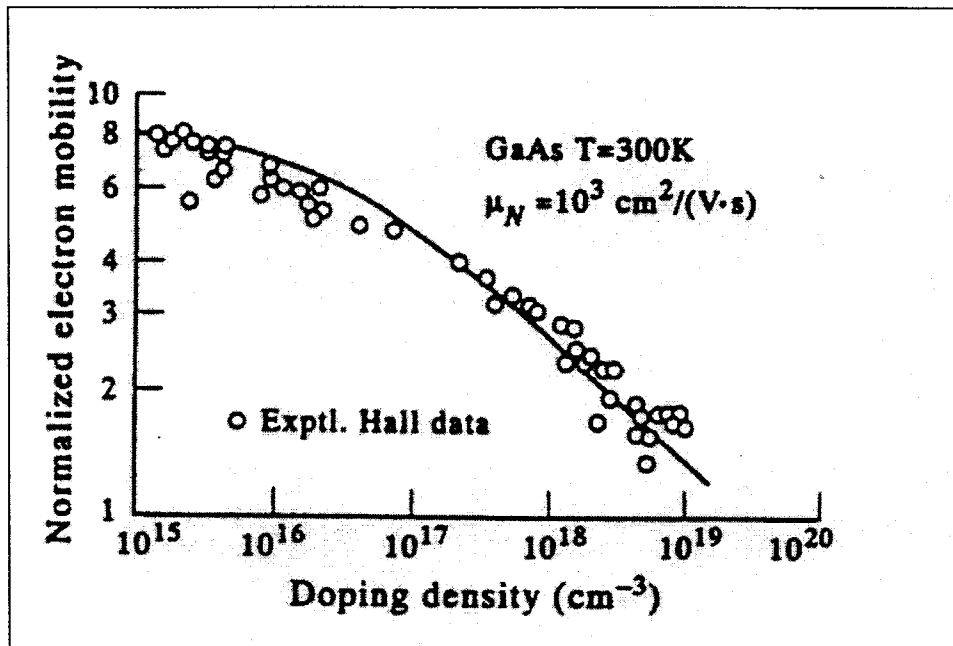


Figure III-9 : Evolution de la mobilité électronique à bas champ en fonction du niveau de dopage dans un échantillon de GaAs type N, figure extraite de la référence [3].

identiques pour plusieurs composants prélevés à des endroits différents de la plaquette. La mobilité mesurée est de l'ordre de $0.65 \text{ m}^2.V^{-1}.s^{-1}$. A partir des évolutions données sur la figure III-9 [3] de la mobilité électronique à bas champ en fonction du niveau de dopage dans un échantillon de GaAs type N, nous pouvons déduire que la mobilité électronique mesurée correspond à un niveau de dopage de l'ordre de $1*10^{22} \text{ at/m}^3$, ce qui correspond à la moitié de ce qui a été déduit des mesures de la tension de pincement et du courant continu circulant entre le drain et la source. Il convient cependant de noter que ces mesures sont normalement effectuées sur un dispositif semi-conducteur ne comportant que deux contacts Ohmiques. La présence de l'électrode de grille sur les transistors mesurés entraîne donc nécessairement une perturbation. Ce résultat doit ici être interprété comme une mesure de la "mobilité globale" du transistor non pas celle de la couche N uniquement.

3. Application en régime continu d'oscillations libres

La réalisation d'un oscillateur nécessite le couplage du transistor FECTED dans un circuit passif de charge permettant d'une part sa polarisation en continue et d'autre part de réaliser à la fois la condition d'oscillation à la fréquence de fonctionnement choisie et la condition d'adaptation optimale pour l'obtention d'un niveau de puissance délivrée maximal. L'optimisation de la configuration du circuit passif de charge du transistor doit tenir compte du caractère non-idéal du circuit (coefficient de qualité fini, présence d'éléments parasites etc..).

Dans un premier temps, nous avons effectué des simulations du fonctionnement du transistor monté dans un circuit de charge simplifié à éléments localisés. La conception du circuit réel est effectuée à partir des résultats d'optimisation obtenus à l'aide du logiciel de CAO commercial MDS. Trois types de structure de circuit passif de charge ont été choisies :

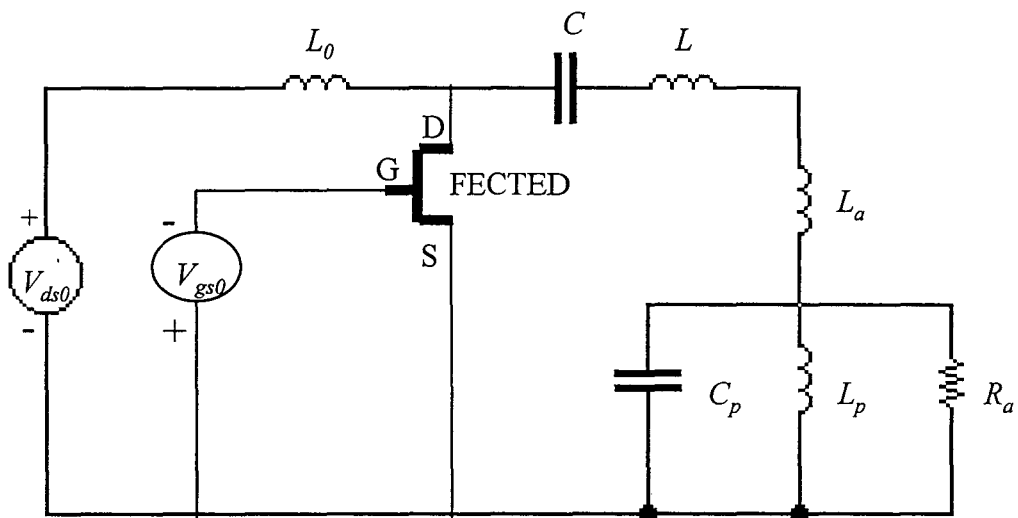


Figure III-10 : Circuit électrique équivalent de l'oscillateur à transistor FECTED.

- circuit en ligne microruban avec transition microruban/guide d'onde,
- circuit en ligne microruban avec transition microruban/guide coaxial,
- circuit en ligne coplanaire avec mesure sous pointes directe du niveau de sortie.

3.1 Circuit de charge à éléments localisés

3.1.1 fonctionnement du FECTED en présence de son circuit de charge

Monté dans un circuit de charge d'impédance $Z_c(w)$ ($Z_c(w) = R_c(w + j \cdot X_c(w))$, figure III-10), le composant optimisé précédemment ne peut osciller à la fréquence w_0 considérée que si, à cette fréquence, son impédance Z_d et celle du circuit remplissent la condition générale d'oscillations :

$$Z_c(w_0) + Z_d(w_0) = 0 \Leftrightarrow \begin{cases} R_d(w_0) + R_c(w_0) = 0 \\ X_d(w_0) + X_c(w_0) = 0 \end{cases} \quad (\text{III-1})$$

Le circuit passif de charge hyperfréquence présente la structure générale du circuit RLC série, décrit précédemment dans le premier chapitre, auquel nous avons ajouté un filtre (L_p , C_p) parallèle aux bornes de la résistance de charge, permettant de filtrer le signal de sortie à la fréquence désirée.

Dans une première approche du fonctionnement temporel global de l'oscillateur, les caractéristiques du circuit de charge sont déterminées en se basant sur le niveau d'impédance de sortie du transistor obtenu à l'aide du modèle temporel purement sinusoïdal. A titre d'exemple, pour la structure FECTED_2 :

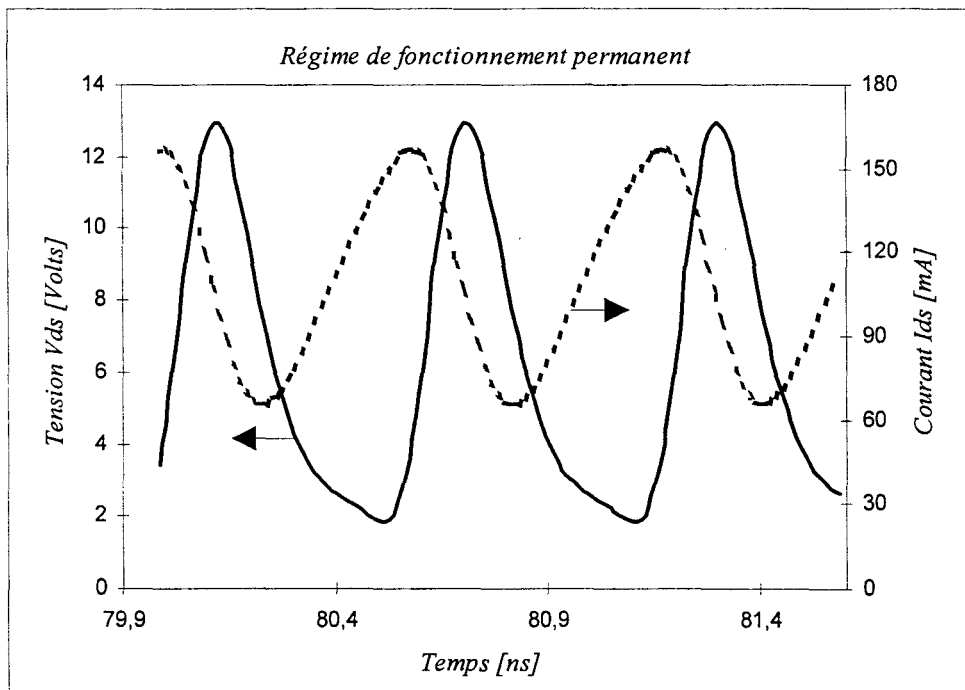


Figure III-11 : Exemple d'évolutions du courant et de la tension développée entre le drain et la source du transistor FECTED en régime de fonctionnement permanent.

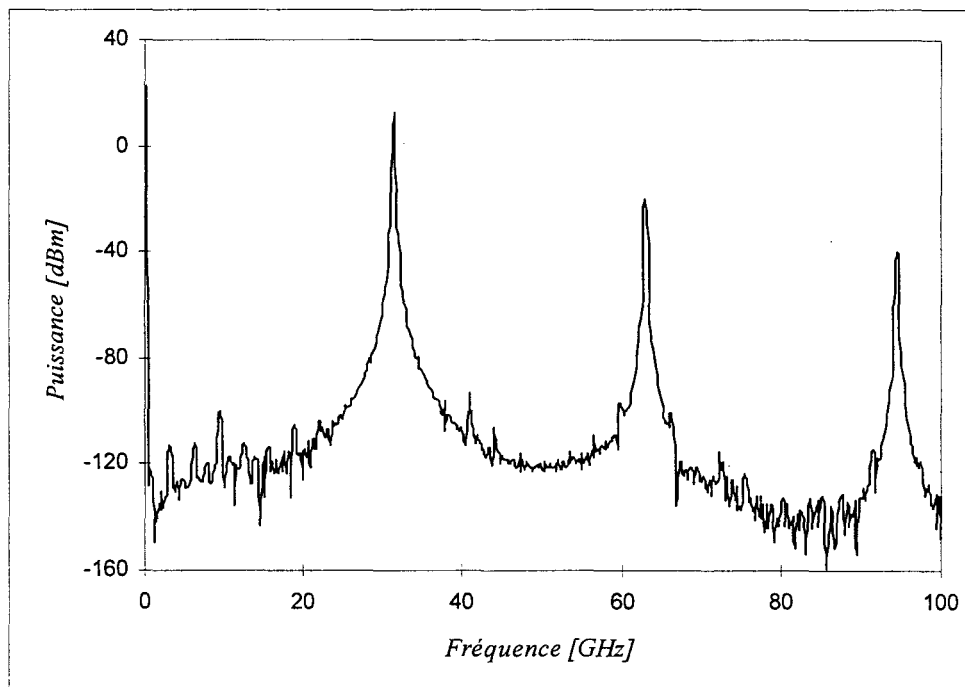


Figure III-12 : Spectre théorique de la puissance hyperfréquence de sortie du transistor FECTED.

$N_d = 2 \cdot 10^{22} \text{ at/cm}^3$	$T_f = 400 \text{ K}$	$R_d = -60 \Omega$
$L_{sg} = L_g = 0.5 \mu\text{m}$	$V_{ds0} = 7 \text{ Volts}$	$X_d = -125 \Omega$
$L_{gd} = 2.1 \mu\text{m}$	$V_{gs0} = 0 \text{ Volts}$	
$H_e = 0.8 \mu\text{m}$		
$Z = 500 \mu\text{m}$		

Pour ce composant, nous avons considéré le circuit suivant, permettant de vérifier la condition d'oscillation à la fréquence 33 GHz :

$$L_0 = 10 \text{ nH} \quad [2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot L_0 \gg (X_c^2 + R_c^2)^{1/2}]$$

$$L_a = 0.6 \text{ nH} \quad [2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot L_a = |X_d|]$$

$$R_a = 60 \Omega \quad [R_a = |R_d|]$$

$$L = 0.05 \text{ nH} \quad [L \cdot C \cdot 4 \cdot \pi^2 \cdot f_0^2 = 1]$$

$$C = 0.46 \text{ pF}$$

$$L_p = 0.1 \text{ nH} \quad [L_p \cdot C_p \cdot 4 \cdot \pi^2 \cdot f_0^2 = 1]$$

$$C_p = 0.23 \text{ pF}$$

où R_c et X_c sont respectivement la résistance et la réactance totale présentée par le circuit de charge hyperfréquence dans le plan de sortie du transistor.

La figure III-11 présente l'évolution temporelle de la tension développée aux bornes du transistor en régime permanent. La forme d'onde de cette tension n'est pas purement sinusoïdale comme il avait été supposé précédemment. Cet effet est clairement mis en évidence sur la figure III-12 présentant le spectre théorique de la puissance hyperfréquence P_{hf} développée à la sortie du transistor. Ce spectre montre la présence de signaux harmoniques. Ceux-ci résultent du fonctionnement non-linéaire du transistor. La puissance générée aux fréquences harmoniques décroît cependant très

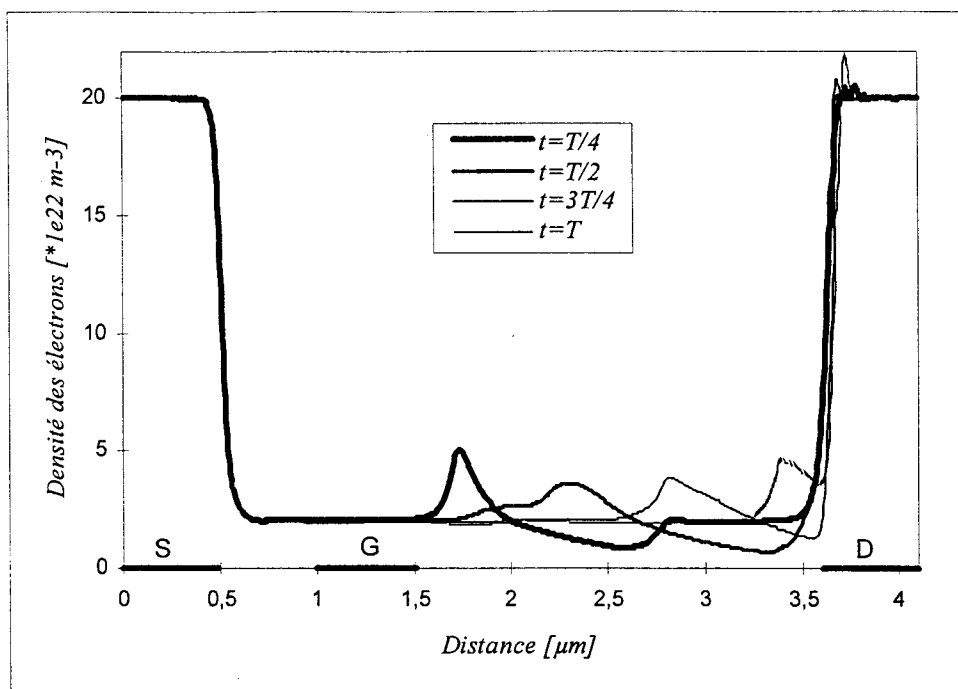


Figure III-13 : Evolutions spatio-temporelles de la densité des électrons dans le transistor FECTED chargé par un circuit passif à coefficient de qualité fini.

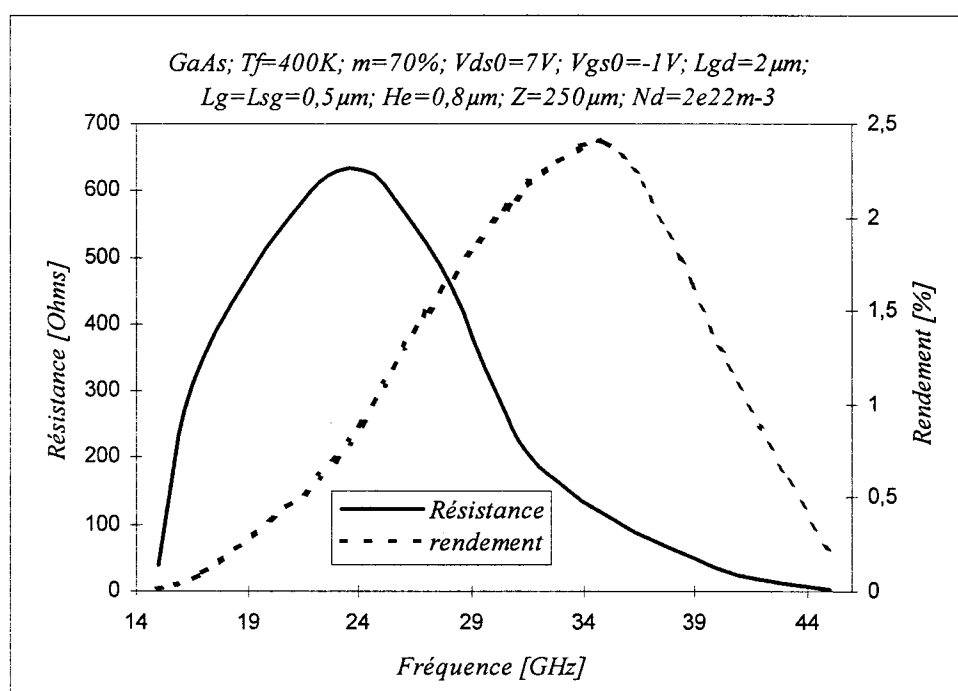


Figure III-14 : Exemple d'évolutions fréquentielles du rendement de conversion et de la résistance de sortie du transistor FECTED en régime de fonctionnement purement sinusoïdal.

rapidement. En effet, la non linéarité du transistor est naturellement faible. De plus, le circuit passif de charge tend à filtrer les signaux émis à ces fréquences.

D'autre part, contrairement à ce qui avait été supposé dans les simulations menées à l'aide du modèle sinusoïdal, l'influence de l'interaction entre le circuit de charge présentant un coefficient de qualité Q_{ext} fini et le transistor FECTED sur la fréquence fondamentale de fonctionnement de l'oscillateur n'est pas négligeable, et dépend de Q_{ext} . En effet, dans le cas du circuit simulé ci-dessus, la fréquence fondamentale est de 31.81 GHz au lieu des 33 GHz attendus. Cette légère différence ne modifie pas fondamentalement le fonctionnement interne du composant actif, qui présente toujours un mode à couche dipolaire et transit unique (figure III-13, cf figure II-3).

3.1.2 influence des différents éléments du circuit de charge sur les performances de l'oscillateur

3.1.2.1 La self de polarisation L_0

La self de polarisation L_0 située en parallèle avec le circuit de charge hyperfréquence, entraîne l'existence d'une fréquence de résonance parallèle f_p ($f_p < f_0$) pouvant favoriser la génération d'oscillations basse fréquence dans le cas où l'impédance dynamique du transistor permet de réaliser la condition d'oscillation à cette fréquence.

A titre d'exemple, l'évolution fréquentielle de la résistance dynamique R_d du transistor FECTED_2 présentée sur la figure III-14, obtenue à l'aide du modèle temporel purement sinusoïdal, montre que R_d présente une valeur négative couvrant une large bande de fréquence débutant à environ 15 GHz . Lorsque l'on considère le fonctionnement global de l'oscillateur (avec $L+L_a=0.5\text{ nH}$, $C=0.23\text{ fF}$, $L_p=0.1\text{ nH}$, $C_p=0.23\text{ pF}$, $R_a=50\ \Omega$, $T_f=400\text{ K}$, $V_{ds0}=7\text{ V}$ et $V_{gs0}=0\text{ V}$), nous pouvons constater que

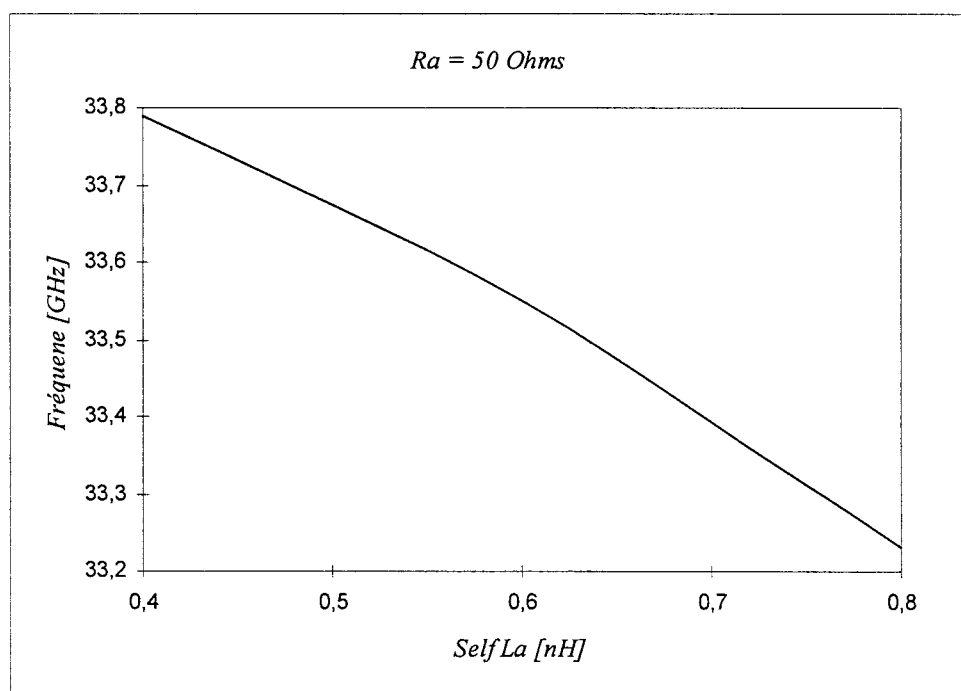
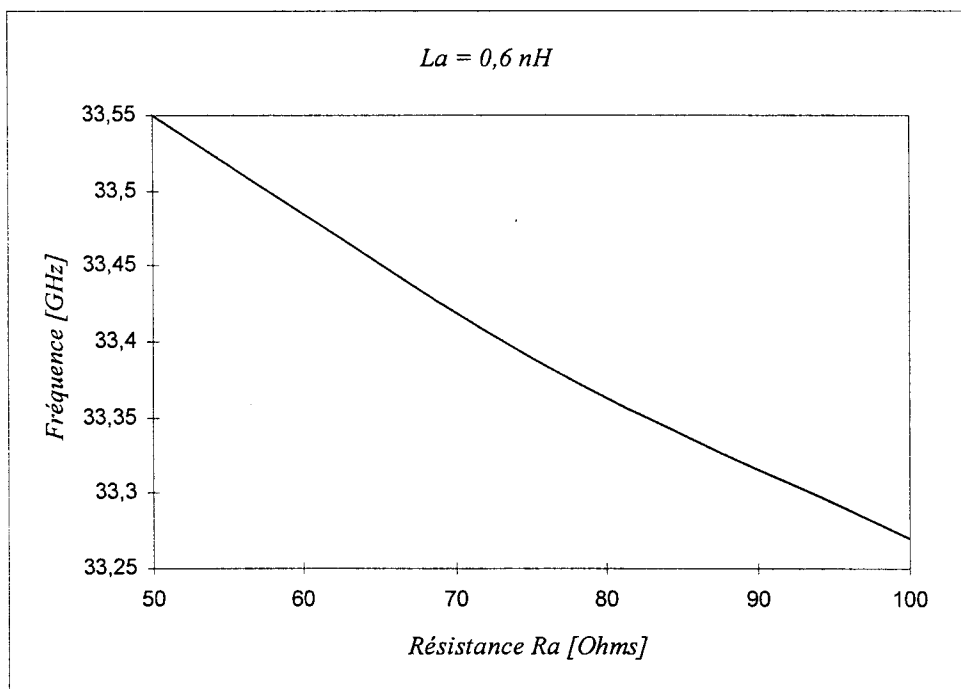


Figure III-15 : Evolutions de la fréquence d'oscillations du transistor FECTED en fonction respectivement de la valeur de la résistance R_a et de la self L_a .

pour deux valeurs différentes de L_0 , à savoir 10 et 5 nH, la fréquence fondamentale d'oscillations du circuit est capable de basculer respectivement de 38.30 à 16.33 GHz.

Le choix d'une valeur de L_0 élevée permet de baisser la fréquence de résonance f_p , ce qui tend à écarter celle-ci de la bande de fréquence où la résistance dynamique R_d du transistor est négative, et donc de diminuer le risque d'oscillations parasites.

3.1.2.2 Eléments d'accord R_a et L_a

La valeur du couple (L_a, R_a) permettant l'adaptation de l'impédance de sortie du transistor (R_d, X_d) à la fréquence fixée n'est pas unique. Ceci vient du fait que la fréquence d'oscillations varie à la fois avec L_a et R_a . En effet, soit l'exemple du circuit de la figure III-10 à transistor FECTED_2, avec $L_0=10$ nH, $L=4.6$ nH, $C=5$ fF, $L_p=0.1$ nH, $C_p=0.23$ pF, $T_f=400$ K, $V_{ds0}=7$ V et $V_{gs0}=0$ V. La figure III-15 montre que, d'une part, pour R_a fixe, lorsqu'on augmente la valeur de L_a , on observe une diminution de la fréquence d'oscillations f_0 . D'autre part, pour L_a fixe, une diminution de R_a entraîne une élévation de f_0 qui est cependant moins importante que celle obtenue avec la variation de L_a .

Une variation de la valeur de R_a ou de L_a influe aussi sur le coefficient de qualité externe de l'oscillateur Q_{ext} à la fréquence d'oscillations f_0 . En effet, soit l'expression de Q_{ext} [4]:

$$Q_{ext} = \frac{f_0}{2 \cdot R_c} \cdot \frac{dX_c}{df} + \frac{f_0}{2 \cdot R_c} \cdot \frac{dX_d}{df}$$

En faisant l'approximation suivante à la fréquence f_0 :

$$\omega_0 \cdot L_0 \gg (X_c^2 + R_c^2)^{1/2} \quad (\text{précédemment justifiée})$$

où $\omega_0 = 2 \cdot \pi \cdot f_0$

nous obtenons pour $f = f_0$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dX_c}{df} \# 4 \cdot \pi \cdot \left(L + L_a - \frac{1}{4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot L_p} \right) \\ \text{et} \\ R_c \# R_a \end{array} \right.$$

Tout calcul fait pour f tendant vers f_0 , nous trouvons l'expression suivante de Q_{ext} :

$$Q_{ext} \# \frac{2 \cdot \pi \cdot f_0}{R_a} \cdot \left(L + L_a - \frac{1}{4 \cdot \pi^2 \cdot L_p \cdot f^2} \right) + \frac{f_0}{2 \cdot R_a} \cdot \frac{dX_d}{df}$$

Nous pouvons alors constater que le coefficient Q_{ext} est d'autant plus important que R_a est faible et que les valeurs des selfs L , L_a et L_p sont élevées. La valeur de la résistance R_a doit cependant rester proche de la valeur optimale de $|R_d|$, obtenue à l'issue de l'optimisation de la structure du transistor.

3.1.2.3 Les filtres (L , C) et (L_p , C_p)

En plus du découplage des signaux électriques continus, le filtre (L , C) permet aussi, comme le filtre (L_p , C_p), de faire varier le coefficient de qualité externe Q_{ext} de l'oscillateur à la fréquence de fonctionnement. L'oscillateur sera d'autant plus stable, et présentera moins de pertes que le coefficient Q_{ext} est grand.

L'augmentation des valeurs de L et L_p (tout en vérifiant les conditions : $L \cdot C \cdot \omega_0^2 = 1$ et $L_p \cdot C_p \cdot \omega_0^2 = 1$) entraîne à la fois une élévation du coefficient Q_{ext} et de la fréquence de résonance parallèle. Ce dernier effet doit être éventuellement compensé si L_0 est assez élevée.

3.1.3 Optimisation du circuit à la fréquence 33 GHz

A l'issue d'une étude systématique portant sur l'optimisation du circuit de charge de l'oscillateur, nous présentons ci-dessous les performances hyperfréquences théoriques optimales obtenues avec les trois transistors FECTED_2, FECTED_3 et FECTED_4 à une fréquence voisine de 33 GHz (les oscillations à cette fréquence sont obtenues en ajustant la valeur de la self d'accord L_a) :

Composant	T_f (K)	V_{ds0} (V)	R_a (Ω)	L_a (nH)	f_0 (GHz)	P_{hf} (mW)	η_{HF} (%)	Z_d (Ω)
FECTED_2	400	7	50	0.65	33.04	41	5.3	-49 -j116
//	//	//	75	0.55	33.03	37	4.6	-72 -j94
//	//	//	100	0.45	32.99	31	3.8	-96 -j71
FECTED_3	440	8	50	0.80	33.04	31	3.8	-49 -j146
//	//	//	75	0.70	33.09	22	2.6	-71 -j130
//	//	//	100	0.65	33.06	18	2.1	-96 -j115
FECTED_4	480	9	50	0.70	33.11	15	2.7	-48 -j164
//	//	//	75	0.65	33.09	13	1.9	-74 -j143
//	//	//	100	0.60	33.02	8	1.1	-94 -j118

Pour chacun des trois composants simulés, l'optimisation du circuit est effectuée, d'une part, à la température pour laquelle la longueur de transit L_{gd} associée a été optimisée en vue d'un fonctionnement à la fréquence 33 GHz, d'autre part, pour trois valeurs de la résistance de charge R_a , à savoir 50, 75 et 100 Ω . Les valeurs suivantes des éléments des deux filtres sélectifs, de la self de polarisation et de la tension continue de polarisation de la grille ont été prises identiques pour les différents points de fonctionnement considérés ci-dessus :

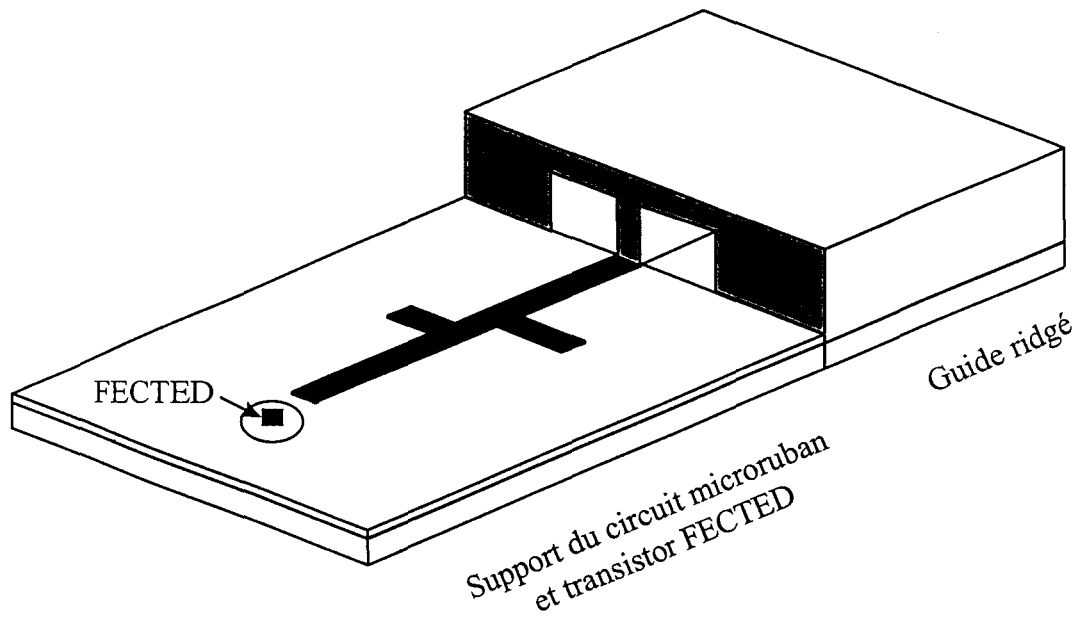


Figure III-16 : Structure de l'oscillateur FECTED avec transition de sortie microruban/guide d'onde.

$$\begin{array}{lll}
 L = 1 \text{ nH} & L_p = 0.3 \text{ nH} & L_0 = 10 \text{ nH} \\
 C = 23 \text{ fF} & C_p = 77 \text{ fF} & V_{gs0} = 0 \text{ Volts}
 \end{array}$$

Les résultats de cette optimisation montrent que, pour les trois composants simulés, l'augmentation du niveau de la résistance de charge R_a entraîne une baisse de la puissance hyperfréquence et du rendement de conversion émis, avec une diminution de la réactance de sortie du transistor et donc de la self d'accord L_a . De plus, conformément aux résultats de simulations effectuées en régime purement sinusoïdal, les meilleures performances hyperfréquences émises par l'oscillateur sont celles obtenues avec le transistor FECTED_2 optimisé pour un fonctionnement à la température 400 K.

3.2 Caractérisation des performances en oscillations à la fréquence de 33 GHz

En ce qui concerne l'application du transistor FECTED en oscillations libres, nous avons considéré trois types de circuit passif de charge de structure hybride. Ceux-ci diffèrent principalement par le type de transition de sortie :

- circuit avec transition de sortie microruban/guide d'onde,
- circuit avec transition de sortie microruban/guide coaxial,
- circuit en ligne coplanaire permettant une mesure sous pointe directe à l'aide du système Cascade-Microtech.

3.2.1 Circuit avec transition de sortie microruban/guide d'onde

Ce circuit est composée des deux éléments suivants (figure III-16) :

- le support du composant et du circuit microruban,
- la transition de sortie constituée d'un guide d'onde ridgé.

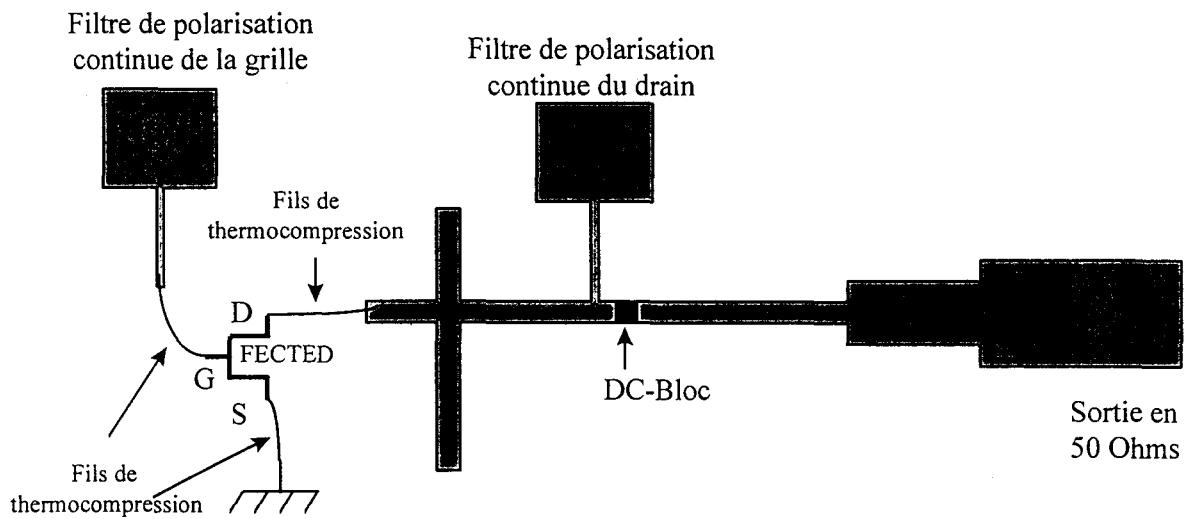


Figure III-17 : Configuration des circuits d'adaptation et de polarisation en structure microruban.

3.2.1.1 Description du circuit d'adaptation en structure microruban

En ce qui concerne la réalisation de notre circuit d'adaptation, nous avons choisi une configuration (figure III-17) en structure microruban sur substrat Duroïd possédant les caractéristiques suivantes :

$H_s = 254 \mu m$: épaisseur du substrat,

$t = 17.5 \mu m$: épaisseur du ruban métallique,

$\epsilon_r = 2.21$: permittivité diélectrique relative du substrat.

Cette configuration permet d'obtenir, sur une large bande de fréquence (quelques GHz) centrée sur la fréquence d'oscillation fixée (33 GHz), un comportement électrique fréquentiel équivalent à celui du circuit de charge hyperfréquence à éléments localisés théorique considéré dans le paragraphe 2.1 . Le filtre (L_p, C_p) est réalisé par les deux stubs, et le filtre (L, C) est représenté par la self équivalente des fils de thermocompression et la capacité du DC-Bloc. De plus, cette configuration offre dans une certaine mesure la possibilité de faire varier la valeur des éléments réactifs du circuit. Cette variation peut être obtenue en jouant sur la longueur des deux stubs et le nombre de fils de connexion du transistor. La possibilité de faire varier le niveau de résistance de charge de façon significative ne peut être obtenu que par l'utilisation de transformateur d'impédance $\lambda_g/4$. Ainsi, nous avons réalisé trois circuits qui se distinguent par le niveau de résistance équivalente ramené dans le plan de sortie du transistor, à savoir 50 - 75 et 100 Ω .

La réalisation du DC-Bloc a été envisagée de deux façons différentes : la première, à l'aide d'une capacité interdigitée réalisée sur la ligne de sortie 50 Ω ; la seconde, en intercalant une capacité chip (de l'ordre de 10 pF) entre la ligne microruban et le fil de thermocompression relié au drain du transistor. L'expérience a montré que des pertes hyperfréquences non négligeables sont occasionnées par l'insertion de la capacité interdigitée dans le circuit, ce qui nous a convaincu, finalement, d'opter pour la seconde solution. Enfin, le montage de la puce du transistor dans le circuit est effectuée

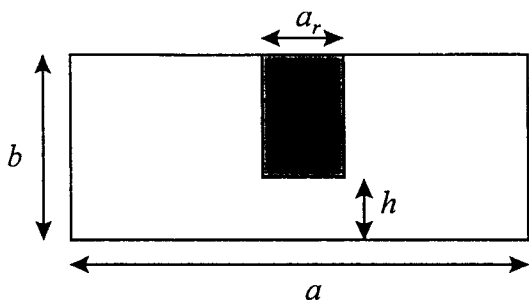


Figure III-18 :
Vue de face du guide ridgé.

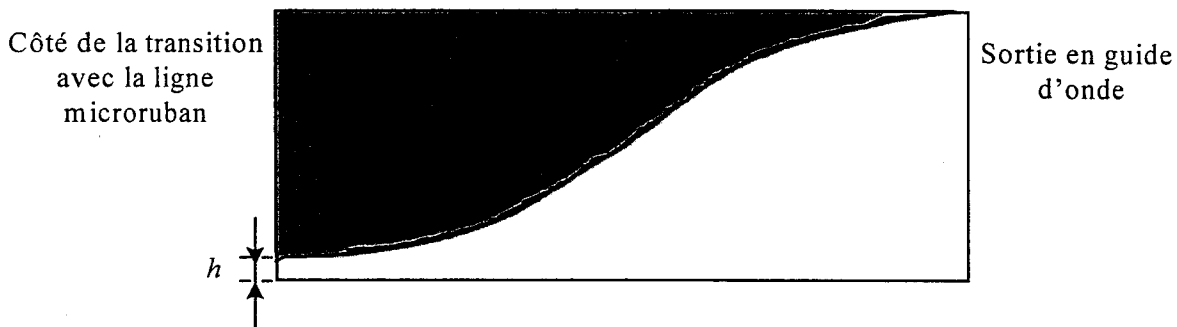


Figure III-19 : Profil en cosinus du ridge le long du guide d'onde.

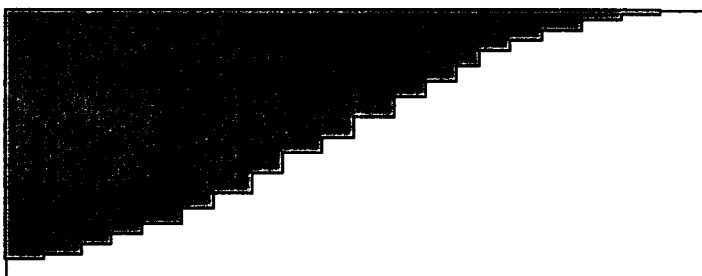


Figure III-20 :
Approximation de la forme cosinus du ridge en marche d'escalier.

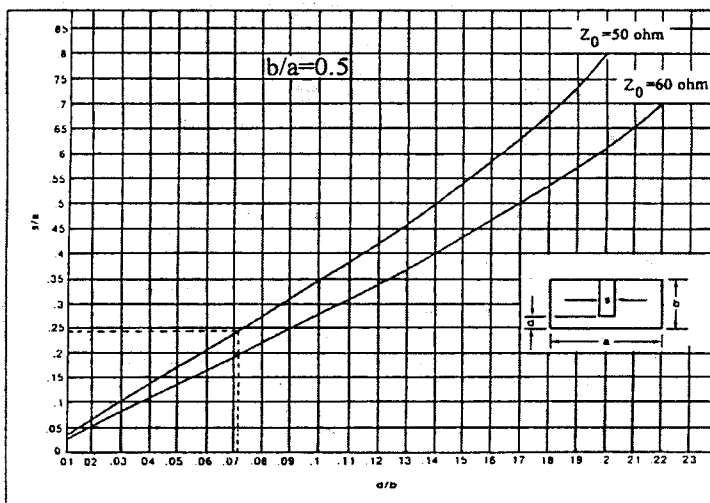


Figure II-21 :
Abaque permettant la détermination de l'impédance caractéristique sous le ridge (d'après Singh [6]).

en collant celle-ci au bout d'une vis, se vissant directement dans le support de cuivre. Ceci permet de faciliter le changement des composants. La polarisation du drain et de la grille est appliquée via deux filtres passe-bas en technologie microruban. Les différentes dimensions géométriques de l'ensemble du circuit microruban ont été calculées puis optimisées à l'aide du logiciel de CAO commercial des circuits microondes MDS.

3.2.1.2 Description du guide ridgé

La transition de sortie ligne microruban/guide d'onde est constituée d'un tronçon de guide d'onde à l'intérieur duquel est centrée une arrête métallique de faible largeur (a_r) comparativement au grand côté du guide rectangulaire (a) (figure III-18). Le guide ridgé a la propriété d'abaisser l'impédance caractéristique du mode fondamental TE_{10} se propageant à l'intérieur du guide [5]. Celle-ci est une fonction de la largeur du ridge (a_r) et de la hauteur entre le bas du ridge et le fond du guide (h). La transition entre le guide d'onde rectangulaire et la ligne microruban doit permettre une transformation progressive de l'impédance caractéristique élevée du guide à celle de la ligne de sortie du circuit microruban fixée à 50Ω . L'utilisation d'un ridge ayant la forme d'un cosinus (figure III-19), permet d'obtenir des performances hyperfréquences optimales [5]. Dans un souci de simplicité de réalisation mécanique, nous avons adopté une solution en marche d'escalier reproduisant le mieux possible le profil en cosinus.

La figure III-20 présente le ridge réalisé. Chacune des marches présente une longueur de 1 mm . La hauteur h est fixée par l'épaisseur totale du substrat microruban (H_s) et de sa métallisation (t), qui doivent légèrement pénétrer dans le guide en dessous du ridge. La valeur de cette hauteur, compte tenu les caractéristiques de notre substrat, est de $300 \mu\text{m}$. Quant à la largeur du ridge (a_r), elle est choisie de façon à obtenir, sous la dernière marche du ridge, une impédance caractéristique égale à 50Ω . Celle-ci peut être calculée à partir de l'abaque donnée par D. R. Singh [6] (figure III-21). Ainsi, avec les dimensions du guide en bande Ka ($a = 7.11 \text{ mm}$ et $b = 3.56 \text{ mm}$), la longueur du ridge est alors de 1.5 mm .

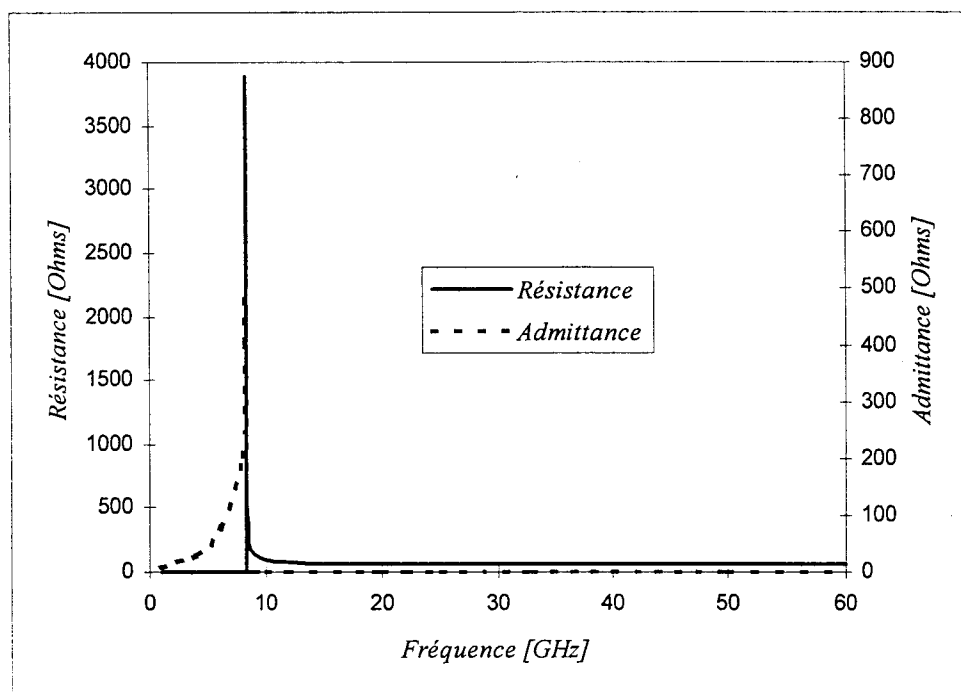


Figure III-22 : Evolution fréquentielle de l'impédance caractéristique présentée en dessous de la dernière marche du guide ridgé.

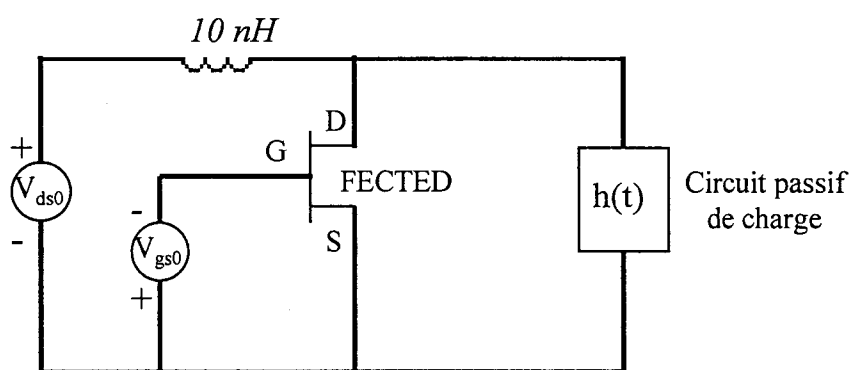


Figure III-23 : Oscillateur FECTED avec un circuit de charge hyperfréquence caractérisé par sa réponse impulsionnelle.

A l'aide du logiciel de simulation électromagnétique HFSS , nous avons pu déterminer l'évolution fréquentielle de l'impédance caractéristique présentée en dessous de la dernière marche du guide ridgé. Les résultats obtenus (figure III-22) montrent, d'une part, que pour des fréquences supérieures à la fréquence de coupure de ce dernier, l'impédance caractéristique du guide ridgé est purement résistive et se stabilise à environ 57Ω , valeur suffisamment proche des 50Ω désirés. D'autre part, ces résultats montrent que le ridge présente une fréquence de coupure de l'ordre de 8.23 GHz . Comparée à la fréquence de coupure du mode TE_{10} d'un guide non ridgé en bande Ka :

$$f_c = \frac{c}{\lambda_c} = 21.1 \text{ GHz} \quad \text{avec : } c = 3.10^{+8} \text{ m/s : vitesse de la lumière,}$$

λ_c : longueur d'onde de coupure,

$$\lambda_c (\text{TE}_{10}) = 2.a$$

le ridge permet donc aussi de diminuer la fréquence de coupure du guide. En dessous de cette fréquence de coupure, le guide ridgé présente un comportement purement selfique dont il faudrait tenir compte dans notre modélisation du circuit.

3.2.1.3 Simulation temporelle du circuit de l'oscillateur

Pour effectuer la simulation la plus réaliste possible de l'oscillateur, nous avons utilisé le modèle dans lequel le circuit passif de charge est globalement modélisé à l'aide d'un dipôle équivalent caractérisé par sa réponse impulsionnelle (cf chapitre I). La définition de cette grandeur nécessite dans un premier temps de déterminer, à l'aide du logiciel HFSS, l'évolution fréquentielle de l'impédance équivalente du guide ridgé adapté en sortie, que nous plaçons ensuite comme charge du circuit microruban. L'évolution fréquentielle de l'impédance d'entrée équivalente $Z_c(f)$ du circuit passif complet est alors calculée à l'aide du simulateur MDS. Nous déduisons ensuite l'admittance du circuit $Y_c(f)$ dont la transformée de Fourier inverse constitue la réponse impulsionnelle $h(t)$ du circuit de charge hyperfréquence du transistor. La figure III-23

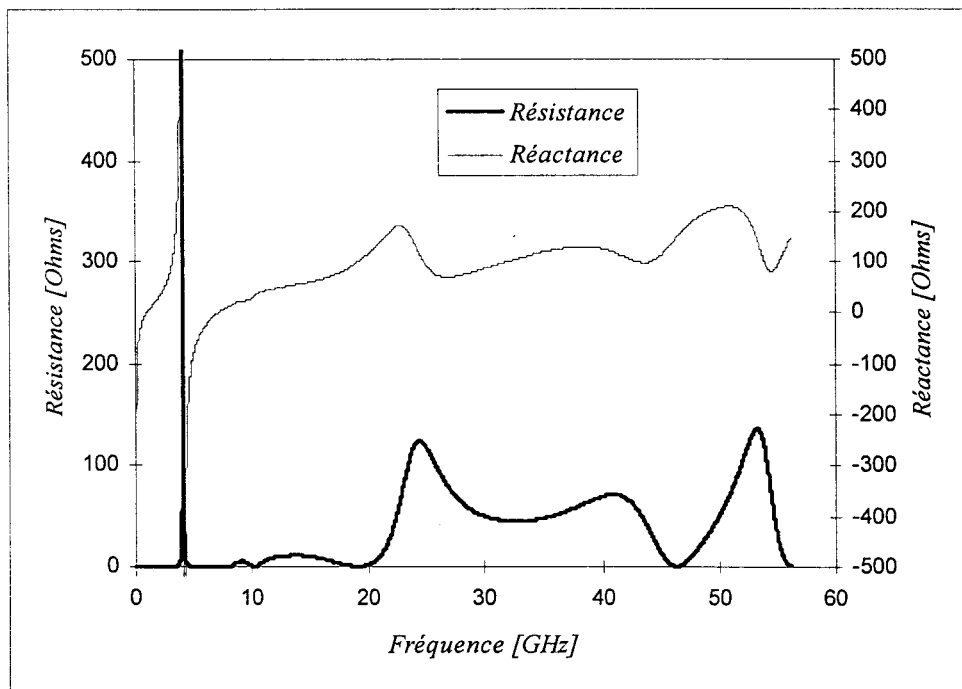


Figure III-24 : Evolution fréquentielle de l'impédance équivalente du circuit d'adaptation en structure microruban chargé par le guide ridgé.

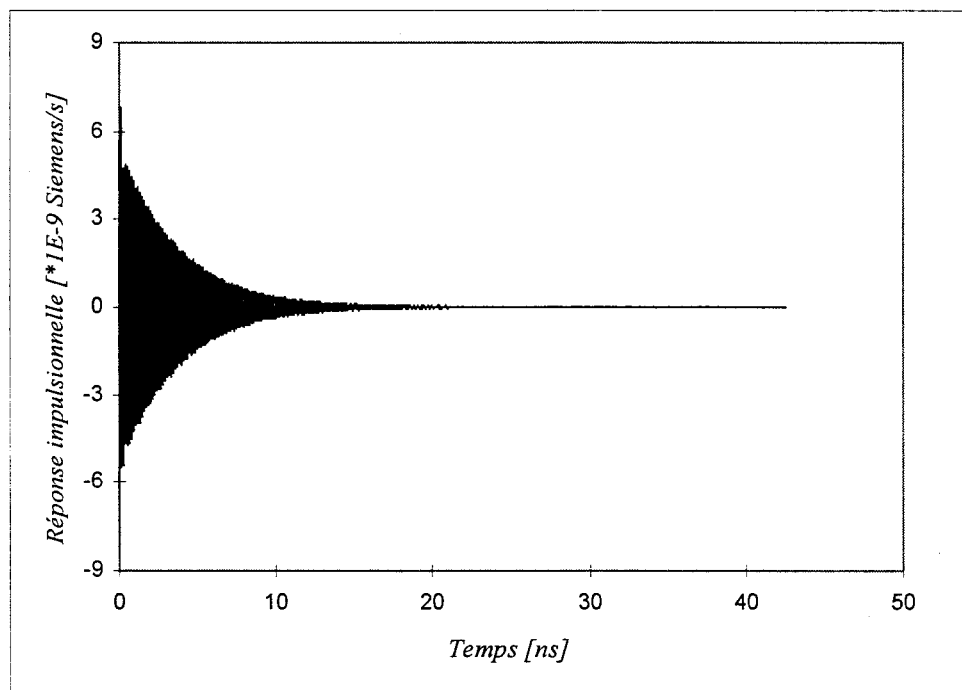


Figure III-25 : Evolution temporelle de la réponse impulsionnelle du circuit passif en structure microruban chargé par le guide ridgé.

présente la configuration du circuit simulé par le modèle électrique temporel. La valeur de la self de polarisation L_0 est choisie assez élevée ($L_0 = 10 \text{ nH}$) de façon à ce que l'impédance équivalente du circuit de charge vue à la sortie du transistor reste très proche de Z_c .

La figure III-24 présente l'évolution fréquentielle de l'impédance équivalente du circuit microruban chargé par le guide ridgé. Celle-ci correspond à un circuit optimisé pour avoir à la fréquence 33 GHz une impédance $Z_c = 50 + j110 \ \Omega$, déterminée précédemment par le modèle temporel électrique à éléments localisés pour un fonctionnement optimal du composant FECTED_2 à la température 400 K . De par les limites fréquentielles du logiciel MDS, nous avons limité le calcul de $Z_c(f)$ à une fréquence f_m inférieure à 45 GHz . La fréquence f_m est choisie de façon à ce que la valeur de l'admittance associée $Y_c(f_m)$ présente un niveau minimal afin de minimiser l'effet de troncature de $Y_c(f)$ sur le calcul de sa transformé de Fourier inverse.

A cause des résonances basses fréquences que présente le circuit réel, l'évolution temporelle de la réponse impulsionnelle ainsi obtenue (figure III-25) doit être définie sur une durée beaucoup plus importante que dans le cas du simple circuit RLC série (figure III-26). Cet effet a pour conséquence, vu la faible valeur de l'incrément temporel dt imposé par le modèle temporel du composant semi-conducteur ($10^{-15} < dt < 10^{-14}$), d'augmenter considérablement la durée de simulation du fonctionnement de l'oscillateur et donc du temps de calcul. En effet, le régime permanent de l'oscillateur présenté sur la figure III-23 est atteint au bout d'une durée de simulation de 22 ns nécessitant un temps de calcul de plus de 300 heures sur une station de travail, actuellement de bas de gamme, de type IBM RS 6000 / 3CT 66 MHz. En comparaison avec la réponse impulsionnelle du circuit RLC série, une durée de simulation de 2 ns effectuée en moins d'une heure est largement suffisante pour atteindre ce régime. Ce handicap constitue actuellement, avec la méthode que nous avons utilisé, un obstacle majeur pour une étude systématique de l'interaction entre le circuit de charge réel et le transistor FECTED sur le fonctionnement global de l'oscillateur et par voie de conséquence sur ses performances. Néanmoins, les résultats de simulation du circuit de la figure III-23

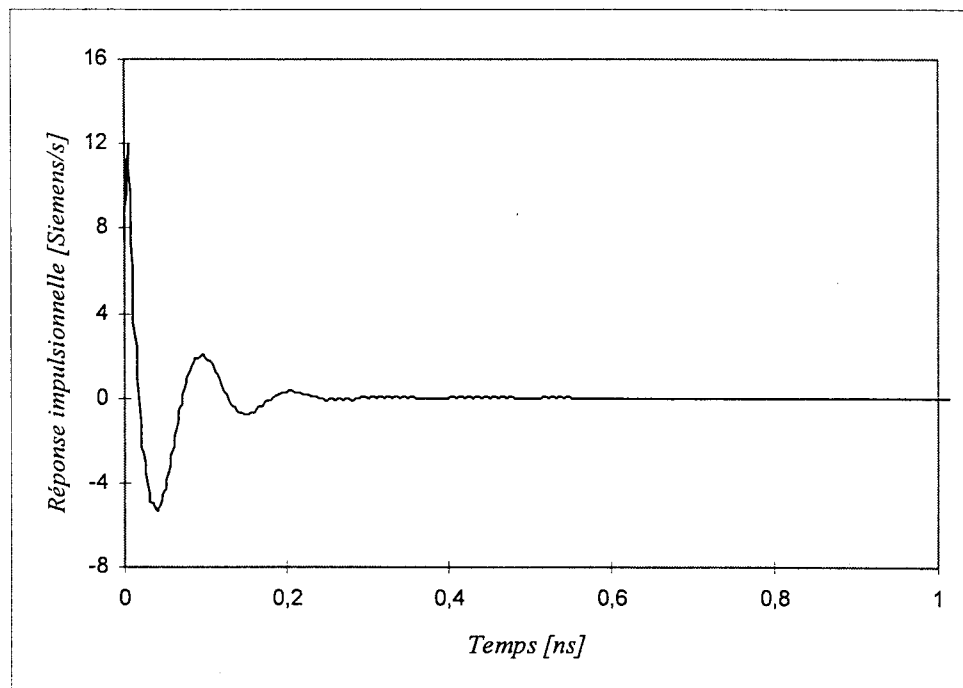


Figure III-26 : Evolution temporelle de la réponse impulsionnelle du circuit passif à éléments localisés.

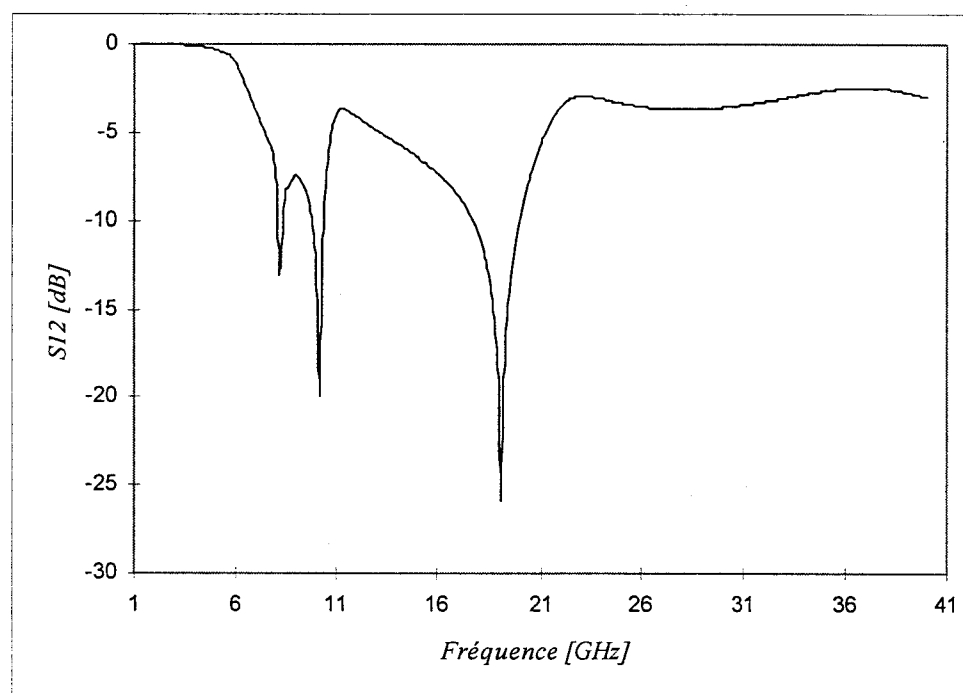


Figure III-27 : Evolution fréquentielle théorique des pertes d'insertion du circuit passif en structure microruban chargé par le guide ridgé.

donnent une fréquence d'oscillations égale à 33.26 GHz et une puissance hyperfréquence à la sortie du transistor de 40 mW (16 dBm), performances assez proches de celles obtenus (pour les même conditions de fonctionnement : $T_f = 400 \text{ K}$, $V_{ds0} = 7 \text{ V}$ et $V_{gs0} = 0 \text{ V}$) avec le modèle électrique à éléments localisés. En tenant compte des pertes d'insertion théoriques du circuit de charge au voisinage de 33 GHz ($|S_{12}| \# 3 \text{ dB}$, figure III-27), le niveau de puissance théorique évalué à la sortie du guide ridgé est de 20 mW (13 dBm).

3.2.1.4 Résultats de mesures en oscillations

Dans un premier temps, nous avons caractérisé les performances de l'oscillateur en fonction des tensions continues de polarisation V_{ds0} et V_{gs0} . Ces mesures ont été effectuées avec le composant FECTED_2 monté dans le circuit microruban présentant un niveau de résistance de charge de $R_c = 50 \Omega$. Les résultats de ces mesures sont reportés sur la figure III-28.

Nous pouvons constater que globalement, les fréquences d'oscillations obtenues en fonction de V_{ds0} sont relativement très proche de la fréquence fixée dans notre cahier de charge (33 GHz), avec une très légère décroissance d'environ 15 MHz/Volts . Cependant, si l'évolution de la puissance délivrée présente un optimum pour une valeur de V_{ds0} de l'ordre de 6 Volts , conformément aux résultats théoriques obtenus en régime purement sinusoïdal, les niveaux correspondants à celle-ci (inférieurs à 0 dBm) sont loin de répondre aux prévisions théoriques espérés de l'ordre de 13 dBm .

En fonction de V_{gs0} , la fréquence d'oscillation f_0 est une fonction croissante, avec une pente quasiment linéaire de 150 MHz/Volts pour $-1 < V_{gs0} < 0 \text{ Volts}$. Pour des valeurs de V_{gs0} inférieures à -2.5 Volts , l'oscillateur ne génère plus de puissance hyperfréquence. Ces résultats sont relativement cohérents avec les résultats de simulation du circuit à transistor FECTED_2 présenté sur la figure III-10, où la

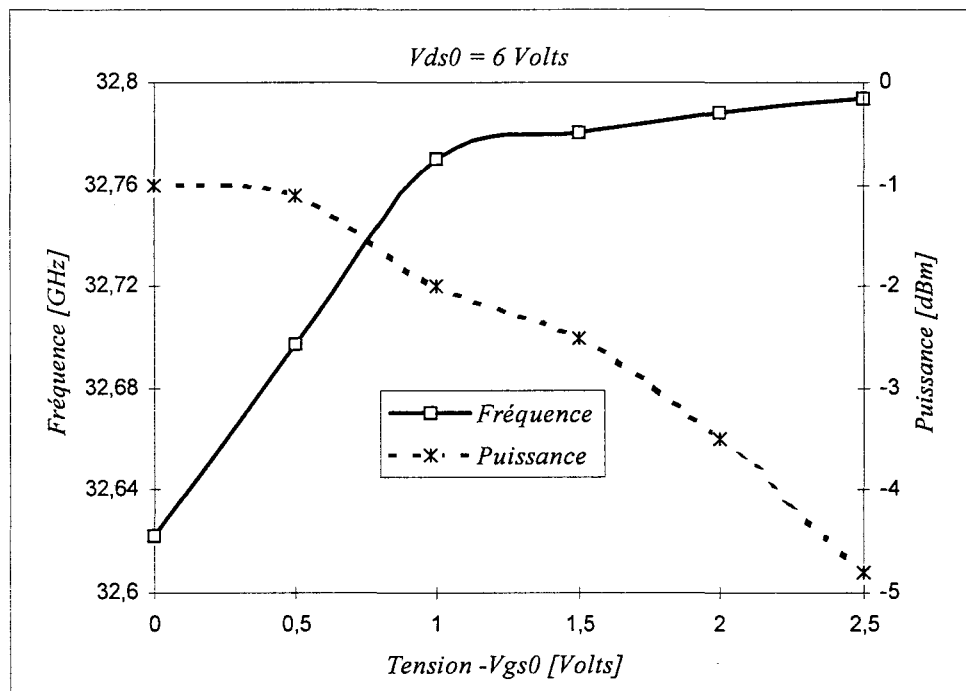
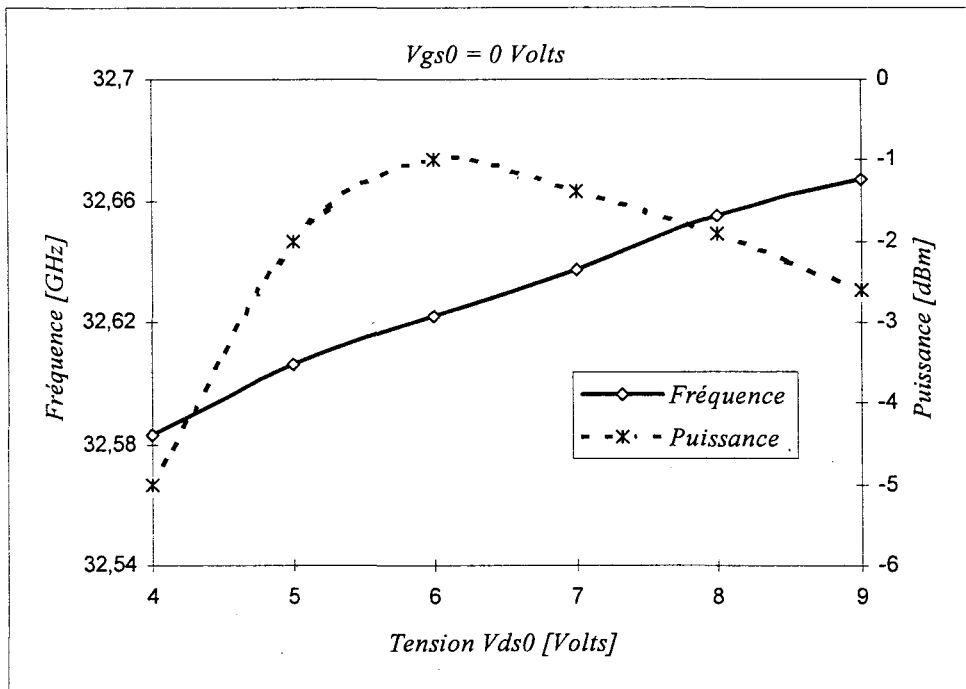


Figure III-28 : Evolutions expérimentales de la fréquence de fonctionnement et de la puissance délivrée par l'oscillateur FECTED_2 respectivement en fonction de la tension V_{ds0} et V_{gs0} .

cohérence thermique est prise en compte (figure III-29). Quant à la puissance délivrée, son niveau est toujours très faible, et tend à décroître avec V_{gs0} .

Pour chacun des trois composants FECTED_2, FECTED_3 et FECTED_4, nous avons présenté sur la figure III-30 le spectre de puissance de sortie obtenu dans des conditions d'oscillations optimales. Cette optimisation est effectuée d'une façon systématique en montant la même structure de composant successivement dans les trois types de circuit microruban réalisés (impédance de charge de 50, 75 et 100 Ω), et en jouant dans chaque cas de montage sur la variation du nombre de fils thermocompressés de façon à obtenir la fréquence de fonctionnement la plus proche de 33 GHz avec un niveau de puissance délivrée le plus élevé possible. Pour les trois composants mesurés, les points de fonctionnement optimaux sont obtenus avec le circuit correspondant à un niveau de résistance de charge de 50 Ω , ce qui est cohérent avec les résultats de simulation. Ceci dit, nous constatons que les niveaux de puissance affichés, à savoir 0 dBm au maximum, reste largement en dessous des résultats théoriques qui prévoient des puissances de 13 dBm. Cependant, les fréquences d'oscillations (f_0) mesurées sont cohérentes avec les longueurs de transit (L_{gd}) respectives des transistors :

Composant	L_{gd} (μm)	f_0 (GHz)
FECTED_2	2.1	32.622
FECTED_3	1.9	33.972
FECTED_4	1.7	35.720

L'écart important entre les niveaux de puissance théoriques et expérimentaux peut être soit d'origine intrinsèque au composant lié aux caractéristiques technologiques réelles de celui-ci, et plus particulièrement du dopage de sa couche active, ou bien alors d'origine extrinsèque, et donc du circuit de charge, impliquant ainsi l'adaptation de l'impédance de sortie du transistor. Il est aussi possible que d'éventuelles oscillations basse fréquence, entraînant un pompage de la puissance émise, puissent être à l'origine

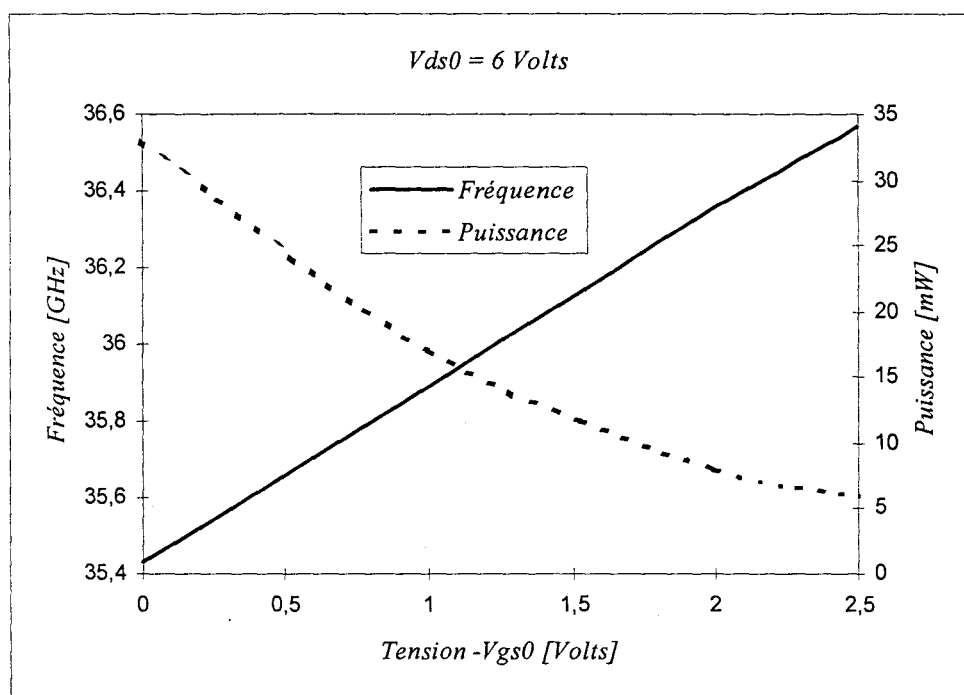


Figure III-29 : Evolutions théoriques de la fréquence de fonctionnement et de la puissance délivrée par l'oscillateur FECTED_2 en fonction de la tension V_{gs0} .

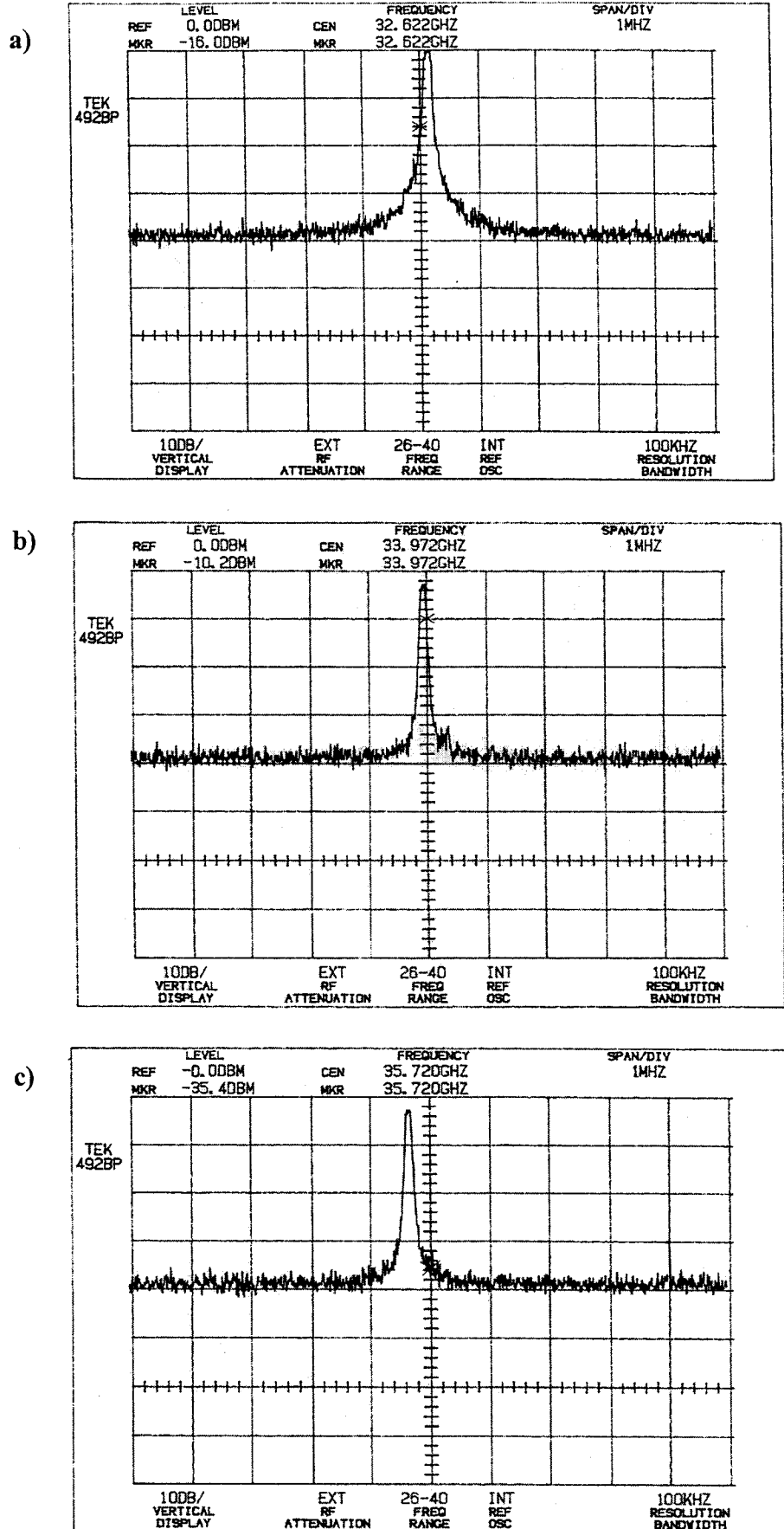


Figure III-30 : Spectres expérimentaux de la puissance délivrée par les oscillateurs FECTED_2 (a), FECTED_3 (b) et FECTED_4 (c) à circuit de charge avec transition de sortie microruban/guide d'onde.

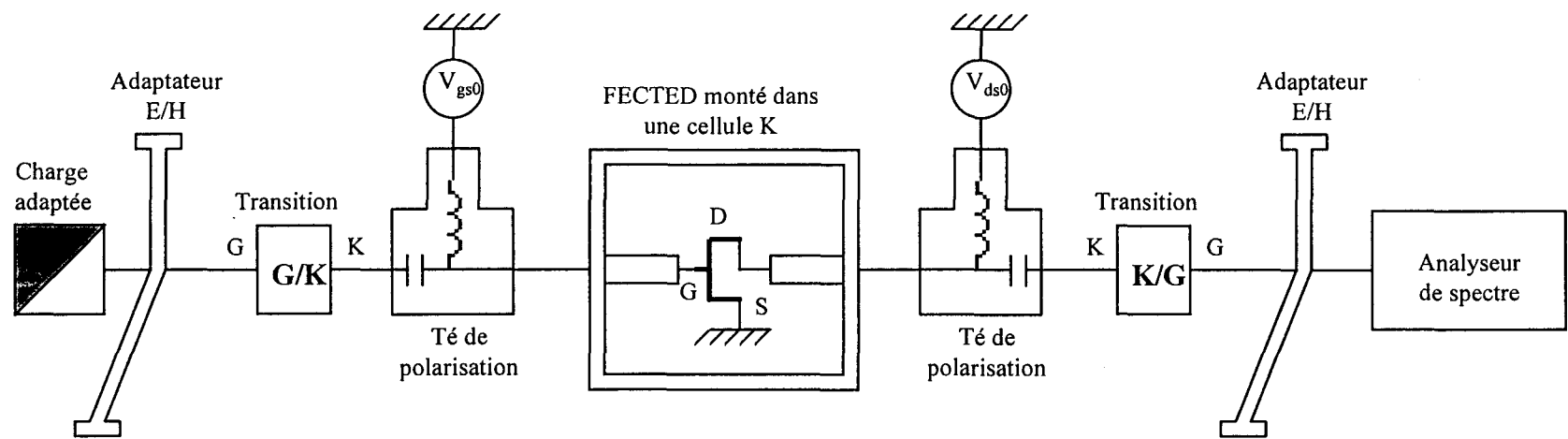


Figure III-31 : banc de mesure, avec transition microruban/connecteur K, de l'oscillateur FETED dans la bande Ka.

de cet écart. Il était donc naturellement primordial pour les transistors testés, de vérifier ces deux dernières éventualités.

Un des inconvénients des circuits passifs en technologie microruban, se situe au niveau de leur structure relativement figée. Ainsi, il est difficile de faire varier de façon systématique l'impédance de charge du transistor, notamment de sa résistance, ce qui empêche une optimisation "pratique" des conditions d'adaptation. De plus, la transition de sortie de l'oscillateur en guide d'onde ne permet la visualisation du spectre de puissance émise que dans la bande passante du guide, en l'occurrence $26.5 - 40 \text{ GHz}$, masquant ainsi d'éventuelles oscillations basse fréquence. Ces inconvénients nous ont amenés à essayer d'autres structures de circuit passif de charge.

3.2.2 Circuit avec transition de sortie microruban/guide coaxial

3.2.2.1 Description du circuit

L'oscillateur est en fait ici constitué par "un banc de mesure" du transistor FECTED en oscillations libres dans la bande Ka ($26.5 - 40 \text{ GHz}$) représenté sur la figure III-31. Ce banc comprend les éléments suivants :

- Deux adaptateurs mécaniques variables (tuner plan E/H) en structure guide d'onde WR28, couvrant la bande $26.5 - 40 \text{ GHz}$ permettant l'adaptation d'impédance en sortie du FECTED entre le drain et la source, ainsi qu'entre la grille et la source ;
- Deux transitions WR28/connecteur K ;
- Deux tés de polarisation adaptés à la bande $26.5 - 40 \text{ GHz}$;
- La cellule de mesure avec transition microruban/connecteur K dans laquelle le transistor est monté.

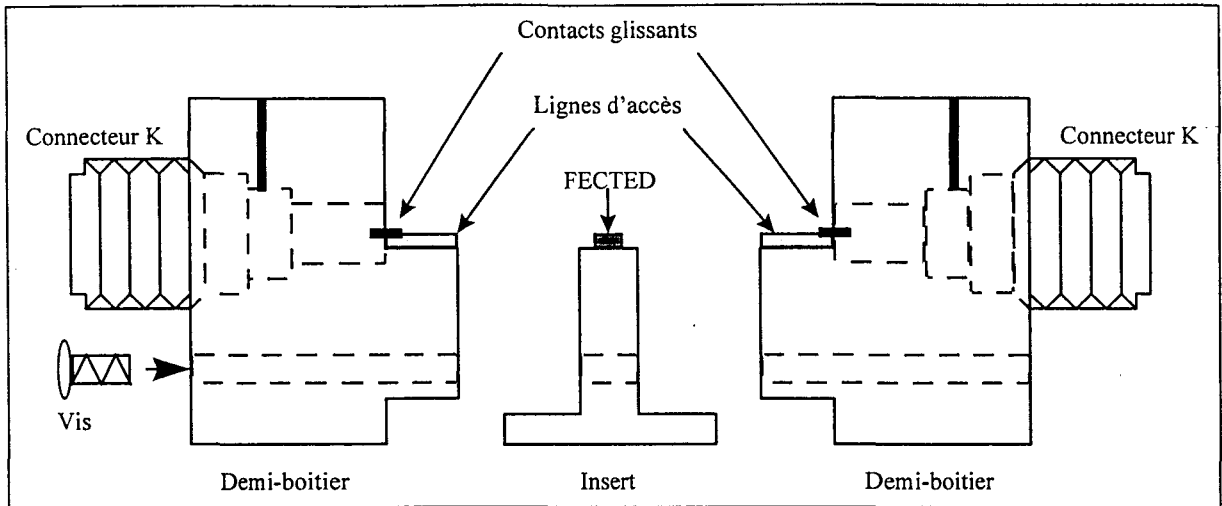


Figure III-32 : Cellule de mesure avec transition microruban/connecteur K.

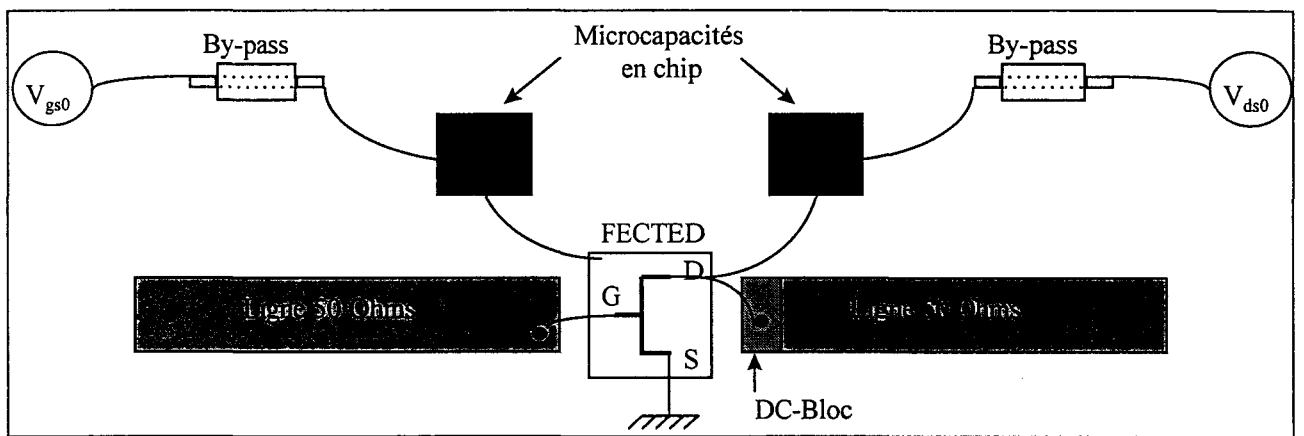
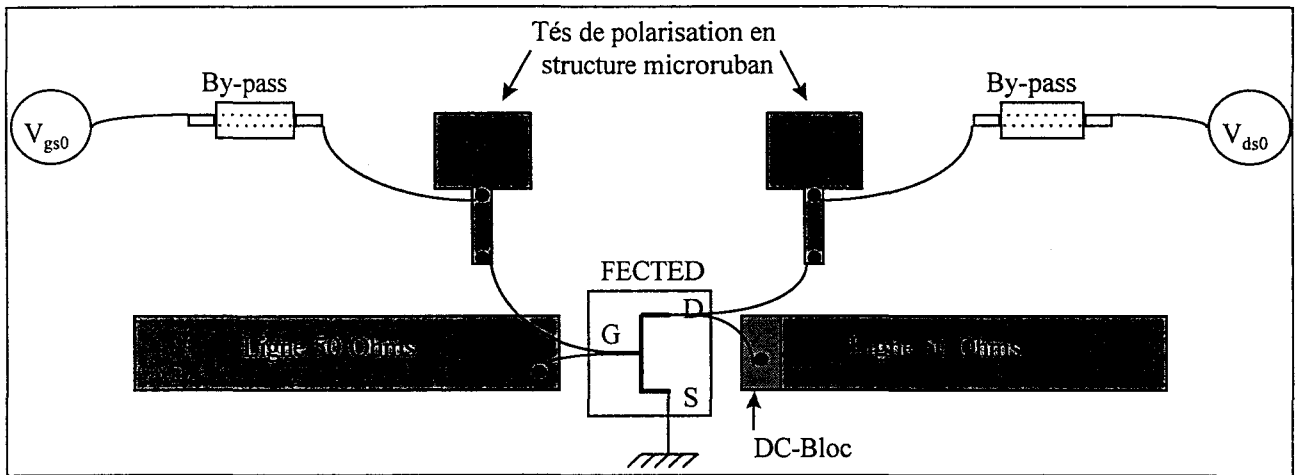


Figure III-33 : Polarisation continue du transistor FECTED par le biais du "By-pass" en utilisant soit un filtre en technologie microruban, ou bien une microcapacité millimétrique en chip.

3.2.2.2 Description de la cellule avec transition microruban/connecteur K

Cette cellule de mesure, que nous avons présentée sur la figure III-32, a été conçue antérieurement au laboratoire par G. Dambrine [7] dans le but de caractériser les transistors dans une bande de fréquence allant de 1 à 40 GHz. C'est une structure en boîtier constituée de trois éléments avec deux sorties coaxiales en connecteurs K permettant de réaliser des mesures hyperfréquences jusqu'à 40 GHz. Elle comprend :

- Deux supports formant chacun une "demi-cellule". Ceux-ci comportent la transition microruban/coaxial ainsi qu'une ligne microruban de 50Ω réalisée sur substrat d'alumine d'épaisseur $H_s = 254 \mu m$ et de permittivité diélectrique relative $\epsilon_r = 9.6$ avec une métallisation de $t = 5.1 \mu m$. L'alumine est un isolant difficile à découper mais en contrepartie, les lignes réalisées sur ce type de substrat ne se dégradent pas sous l'effet de multiples thermocompressions, ce qui permet de tester de nombreux composants sans dégradation des lignes d'accès 50Ω .
- Un support mécanique pour le transistor appelé "insert". Ce support est réalisé de telle sorte que le composant se trouve toujours au même niveau que les lignes d'accès. Ceci permet de minimiser les longueurs de connexions reliant le composant, et par conséquent les selfs équivalentes.

Dans cette approche, de par la possibilité d'adapter l'impédance du transistor grâce aux deux plans E/H, le circuit d'adaptation en structure microruban est constitué par une simple ligne 50Ω de longueur $1.9 \mu m$. Cependant, il est tout à fait possible de remplacer celle-ci, notamment dans le cas où les adaptateurs plan E/H ne sont pas utilisés, par un circuit d'adaptation en structure microruban analogue à ceux réalisés précédemment sur substrat Duroïd.

Concernant les tests de polarisation continue du drain et de la grille, nous avons aussi expérimenté d'autres solutions à base de "by-pass" comme le montre la figure III-33, une fois en utilisant des filtres en technologie microruban, une autre à l'aide d'une

microcapacité millimétrique en chip (de quelques dizaines de pF) collée d'un côté à la masse et de l'autre à un fil d'or (de quelques mm) soudé par thermocompression entre la face supérieure de la microcapacité et la ligne d'accès 50Ω . Néanmoins, les expérimentations ont démontré l'avantage des tés commerciaux dans ce type d'application. Il réside dans leur emplacement éloigné de la sortie du transistor, qui minimise leur influence sur le mode de fonctionnement du composant.

3.2.2.3 Résultats de mesures en oscillations

La procédure de mesure avec ce système consiste à régler les adaptateurs plan E/H des circuits de drain et de grille afin d'obtenir le maximum de puissance hyperfréquence à la sortie de l'oscillateur.

Ce banc de mesure avec transition microruban/coaxiale présente un second avantage par rapport au circuit avec transition microruban/guide d'onde. Il réside dans la possibilité de visualiser le spectre de puissance d'émission sur toute la bande de fréquence allant de 1 à $40 GHz$, permettant de vérifier l'existence d'éventuelles oscillations basses fréquences. Cependant, son inconvénient réside dans le fait que pour une position donnée des adaptateurs plan E/plan H, il est pratiquement difficile de connaître les impédances équivalentes du circuit de charge ramenées au plan de sortie du transistor. Ceci qui rend donc difficile une corrélation des résultats obtenus avec ceux issus de la modélisation.

Pour des tensions de polarisation continues V_{ds0} et V_{gs0} constantes, nous avons pu constater que le réglage des positions des adaptateurs plan E/plan H, et plus particulièrement celui placé à la sortie du transistor, entraîne une variation importante du niveau de puissance émise ($\pm 30 dB$), accompagnée d'un glissement de la fréquence d'oscillation de quelques centaines de MHz .

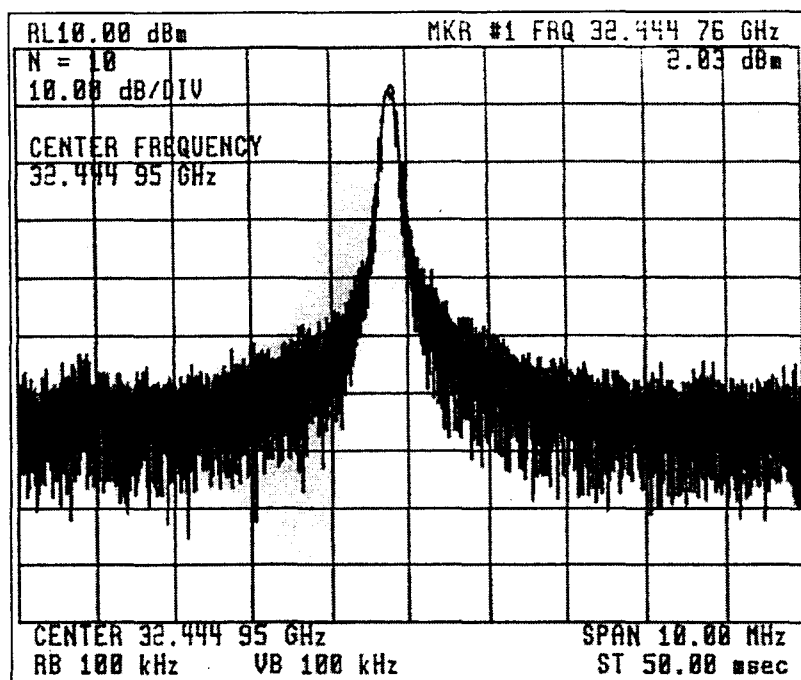


Figure III-34 : Spectre expérimental de la puissance délivrée par l'oscillateur FECTED_2 à circuit de charge avec transition microruban/connecteur K.

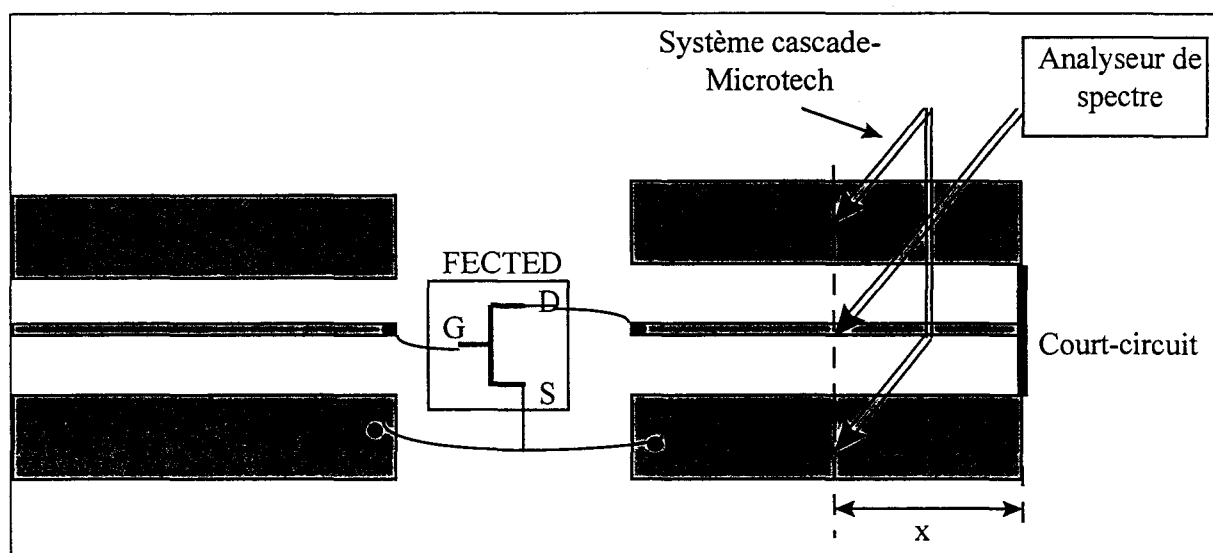


Figure III-35 : Circuit en ligne coplanaire avec mesures directes sous pointes.

Au point de fonctionnement optimal, les fréquence d'oscillations obtenues avec les trois transistors sont relativement proches de celles affichées avec la cellule à transition microruban/guide d'onde :

Composant	Circuit avec transition microruban/guide d'onde	Circuit avec transition microruban/connecteur K
FECTED_2	32.622 GHz	32.444 GHz
FECTED_3	33.972 GHz	33.832 GHz
FECTED_4	35.720 GHz	35.580 GHz

Quant au niveau de puissance émise, un maximum de 2 dBm, soit un gain d'environ 2 dB par rapport au circuit précédemment décrit, a été obtenu, mais il ne permet tout de même pas d'atteindre les niveaux théoriques prévus. A titre d'exemple, nous avons présenté sur la figure III-34 le spectre de puissance obtenu avec le FECTED_2.

En connectant la sortie de la transition microruban/connecteur K directement à l'analyseur de spectre nous n'avons observé aucune raie d'oscillation à basses fréquences.

3.2.3 cellule en ligne coplanaire avec mesures directes sous pointes

Cette cellule de mesure est composée, comme le montre la figure III-35, de deux tronçons de ligne coplanaire d'impédance caractéristique 50Ω réalisées sur un substrat d'alumine de permittivité diélectrique relative $\epsilon_r = 9.6$ et d'épaisseur $H_s = 254 \mu m$. Le transistor est monté entre ces deux lignes auxquelles sont connectées d'un côté la grille et de l'autre le drain par des fils d'or thermocompressés. L'extrémité de la ligne connectée à la grille reste en circuit ouvert mais peut éventuellement servir à polariser la grille. La ligne connectée au drain du transistor est fermée sur un court-circuit. Une variation de l'impédance équivalente ramenée au plan de sortie du transistor est obtenue en déplaçant la position de la sonde de mesure sous pointe le long de la ligne coplanaire

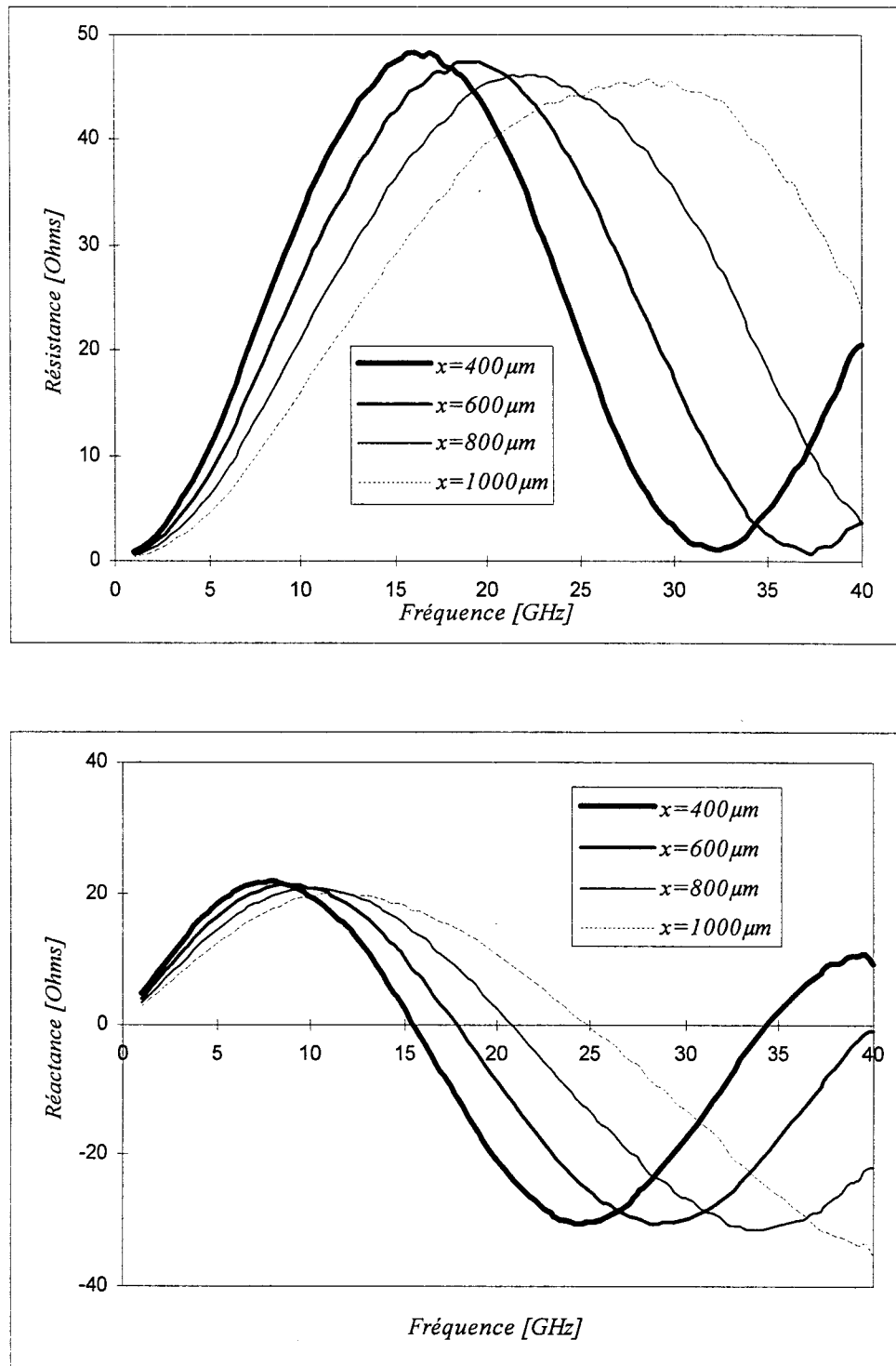


Figure III-36 : Evolutions fréquentielles de l'impédance équivalente du circuit coplanaire pour différentes position de la sonde de mesure sous point le long de la ligne coplanaire.

entre le court circuit et la sortie du composant. En effet, la figure III-36 montre l'évolution fréquentielle, dans la bande 1 - 40 GHz, de cette impédance mesurée pour différentes positions de la sonde.

Avec ce système de mesure, le spectre de puissance de sortie de l'oscillateur peut être visualisé sur toute la bande de fréquence allant de 1 à 40 GHz. Les fréquences d'oscillation obtenues pour les trois structures de transistor mesuré sont relativement proches de celles obtenues avec les deux circuits précédents :

Composant	Circuit avec transition microruban/guide d'onde	Circuit avec transition microruban/connecteur K	Circuit coplanaire
FECTED_2	32.622 GHz	32.444 GHz	32.476 GHz
FECTED_3	33.972 GHz	33.832 GHz	33.752 GHz
FECTED_4	35.720 GHz	35.580 GHz	35.326 GHz

Cependant, les niveaux de puissances affichés (inférieurs à -5 dBm) restent toujours très en deçà des performances théoriques, et sont même inférieurs à ceux obtenus avec les deux autres types de circuit. Par conséquent, avec ce système de mesure, on n'arrive pas à adapter de façon optimale le composant.

3.2.4 Conclusion

De gros efforts théoriques ont été apportés d'une part à l'étude et à l'optimisation du fonctionnement du transistor FECTED, et d'autre part à la conception des circuits de charge et à l'étude du fonctionnement global du circuit.

Les résultats expérimentaux obtenus avec les trois systèmes de mesure considérés ont montré des fréquences de fonctionnement satisfaisantes. L'évolution de ces fréquences avec la longueur de transit (L_{gd}) du transistor est cohérente avec les résultats de simulation. Cependant, les niveaux de puissance générée par ces transistors sont

restés faibles, d'une part, par rapport aux performances théoriques, d'autre part en comparaison avec les niveaux de puissance mesurés avec les transistors FECTEDs réalisés par l'équipe de Thim [8].

Il convient cependant de noter que les résultats obtenus dans le cadre de ce travail ne sont le fruit que d'un seul essai de réalisation de transistor. Ils sont encourageants mais insuffisants. Il conviendrait pour au moins obtenir des résultats équivalents à ceux obtenus par l'équipe de Thim de mener une étude technologique plus poussée.

Les transistors disponibles ne nous ont pas permis de mener de façon exhaustive toutes les expérimentations souhaitées. Ils nous ont quand même permis de montrer la faisabilité de nouvelles applications purement hyperfréquences mais aussi optoélectroniques que nous allons décrire maintenant.

4. Nouvelles applications du transistors FECTED

4.1 Applications optoélectroniques

4.1.1 Eclairage du transistor FECTED par un faisceau optique

L'éclairage de la zone active du transistor FECTED par un faisceau optique d'énergie $h\nu$ ($=\frac{hc}{\lambda}$) peut provoquer le passage d'électrons de la bande de valence à la bande de conduction générant ainsi des paires électron-trou. Ce phénomène ne se produit toutefois que sous réserve que l'énergie du photon soit au moins égale à celle de la largeur de la bande interdite du matériau semi-conducteur (E_g). Il existe ainsi, pour chaque matériau semi-conducteur, une longueur d'onde de coupure λ_c à partir de laquelle le phénomène de photo-génération peut se produire : $\lambda_c = \frac{1.24}{E_g}$ (λ_c en μm et E_g en eV). Nous donnons dans le tableau suivant les longueurs d'onde de coupure et le gap,

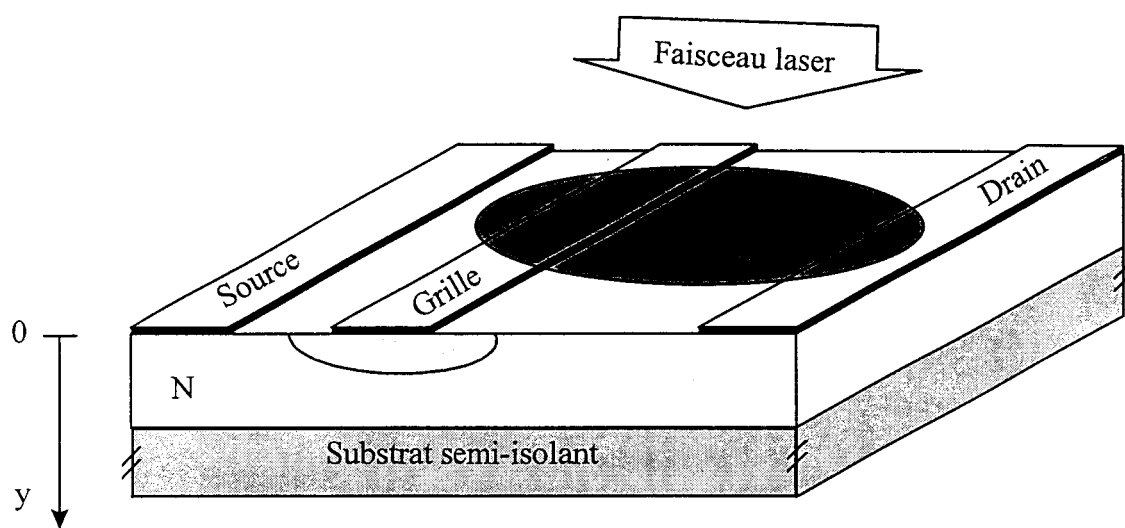


Figure III-37 : Le mode d'éclairage du transistor FECTED par un faisceau laser.

correspondant à la température 300 K, des trois matériaux auxquels nous nous sommes intéressé :

Matériau	GaAs	InP	GaInAs
E_g (eV)	1.42	1.35	0.75
λ_c (μm)	0.87	0.92	1.65

Si la condition de photo-génération est réalisée ($h\nu \geq E_g$), les photons incidents n'engendrent pas tous nécessairement la création d'une paire d'électron-trou. En effet, soit la figure III-37 présentant le mode d'éclairage de la structure du FECTED, le taux de génération de paires électron-trou est égal au taux de photons absorbés à l'intérieur de la zone éclairée. L'expression du taux de photo-génération est donnée par l'expression :

$$g(y) = -\frac{d\phi(y)}{dy}$$

où $\phi(y)$ est le flux de photons à une épaisseur y dans le matériau. Celui-ci décroît au fur et à mesure qu'il pénètre dans le matériau suivant la loi de Lambert :

$$\phi(y) = \phi_0 \cdot (1-r) \cdot \exp(-\alpha \cdot y)$$

avec : $\phi_0 = \frac{P_{opt}}{h \cdot \nu \cdot S} = \frac{P_{opt} \cdot \lambda}{h \cdot c \cdot S}$ où ϕ_0 est le flux de photons incidents,

P_{opt} est la puissance lumineuse incidente,

$S = Z \cdot (L_{sg} + L_{gd})$ est la surface éclairée (dans nos simulations du fonctionnement du transistor FECTED illuminé par un faisceau optique, l'éclairage est supposé uniforme le long du développement de grille),

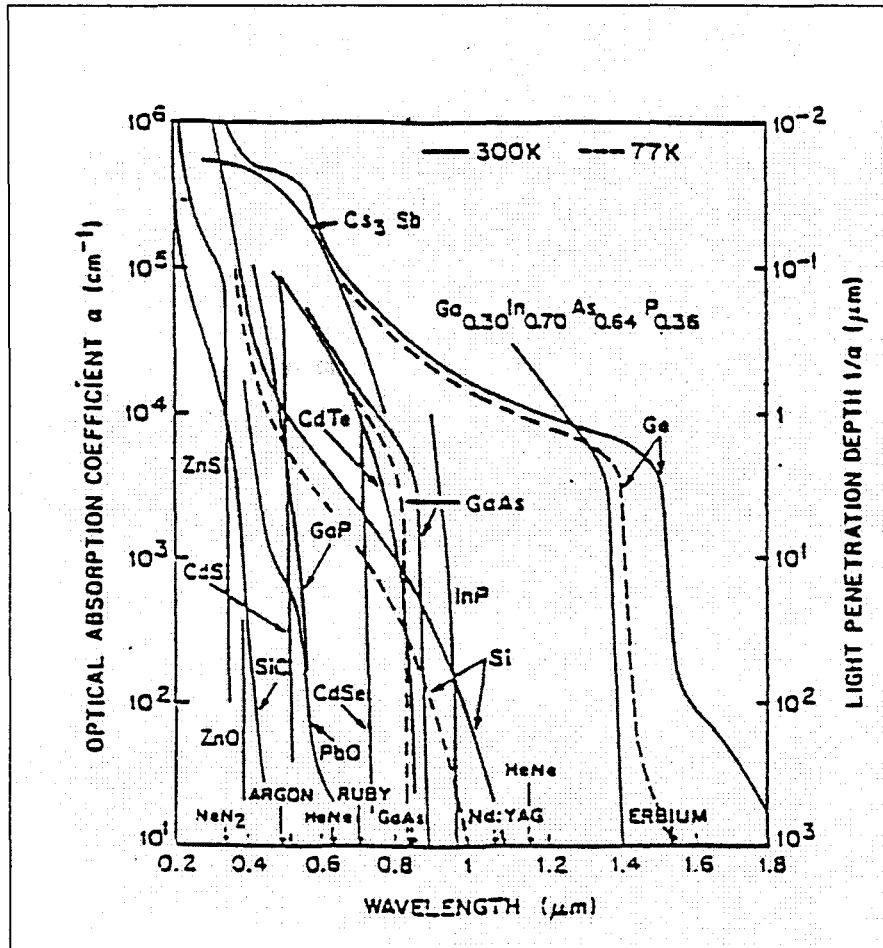


Figure III-38 : Variation du coefficient d'absorption α en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs matériaux semi-conducteurs [10].

r est le coefficient de réflexion à l'interface air/semi-conducteur qui peut être exprimé par la relation suivante [9] : $r = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$, où n est l'indice de réfraction du matériau semi-conducteur compris généralement entre 3 et 3.5, ce qui correspond à un coefficient de réflexion maximal de 30 %.

α est le coefficient d'absorption du matériau, donné dans la figure III-38 en fonction de la longueur d'onde du rayonnement incident pour différents semi-conducteurs [10].

Ainsi, le taux de génération moyen dans l'épaisseur H_e de la couche active est donné par la formule :

$$G_0 = \frac{1}{H_e} \cdot \int_0^{H_e} g(y) \cdot dy$$

d'où :

$$G_0 = \frac{P_{opt} \cdot \lambda \cdot (1-r)}{h \cdot c \cdot S \cdot H_e} \cdot (1 - \exp(-\alpha \cdot H_e))$$

A titre d'exemple, pour $r = 0.3$, λ (GaAs) = $0.87 \mu m$, α (GaAs, $\lambda=0.87$) # $0.7 \mu m^{-1}$, $P_{opt} = 1 mW$ et une structure du FECTED_2, la valeur de G_0 calculée est de $2.5 * 10^{30} m^{-3} \cdot s^{-1}$.

La prise en compte de cette injection dans le modèle physique électrique temporel du transistor est effectuée en ajoutant, dans les équations de continuité (cf chapitre I), le taux G_0 au taux de génération par ionisation par choc.

L'éclairement du transistor FECTED par un faisceau optique induit donc un photocourant au sein de sa zone active. Ce courant est susceptible d'interagir avec le courant hyperfréquence issu de l'effet Gunn. De par la non linéarité du fonctionnement électrique dynamique du transistor, l'interaction entre le photocourant induit et le courant hyperfréquence peut être mis à profit dans le cadre d'applications

optoélectroniques basées sur l'utilisation d'un oscillateur hyperfréquence à transistor FECTED éclairé par un faisceau laser. Nous avons ainsi étudié respectivement la faisabilité de réalisation :

- D'une liaison optique/microonde émettrice permettant la transposition directe de la composante modulée d'un signal optique sur la porteuse hyperfréquence émise par l'oscillateur FECTED.
- D'un oscillateur-mélangeur optique/microonde qui permettrait la transposition directe de la composante modulée d'un signal optique à la fréquence intermédiaire déterminée par la fréquence de fonctionnement de l'oscillateur FECTED jouant le rôle d'oscillateur local.
- D'un oscillateur hyperfréquence verrouillé par injection optique et donc commandable optiquement.

Notons en premier lieu que ces applications constituent une voie de recherche nouvelle et originale. Signalons de plus qu'elles ont préalablement fait l'objet d'investigation directement à l'aide de notre modèle temporel de circuit avant d'être confirmées expérimentalement avec les composants disponibles tout au moins en ce qui concerne la faisabilité de réalisation d'une liaison optique/microonde émettrice.

4.1.2 Effets résultant de l'éclairement du transistor FECTED par un faisceau laser continu

L'illumination de la structure du transistor FECTED peut concerner, à la fois ou séparément, la zone d'échauffement comprise entre la source et la grille, et la zone de transit comprise entre la grille et le drain. Ainsi, afin de pouvoir déterminer l'effet d'une injection optique de porteurs dans chacune de ces deux zones, nous avons effectué des simulations avec trois modes d'injection différents, à savoir une injection entre la source et la grille, entre la grille et le drain, et la troisième effectuée simultanément dans ces

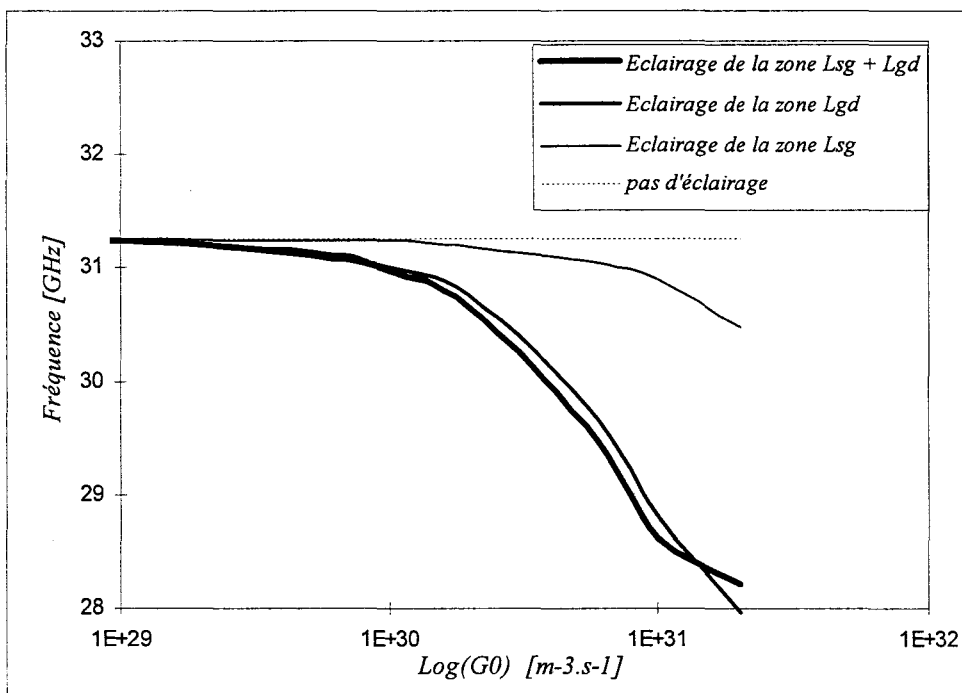
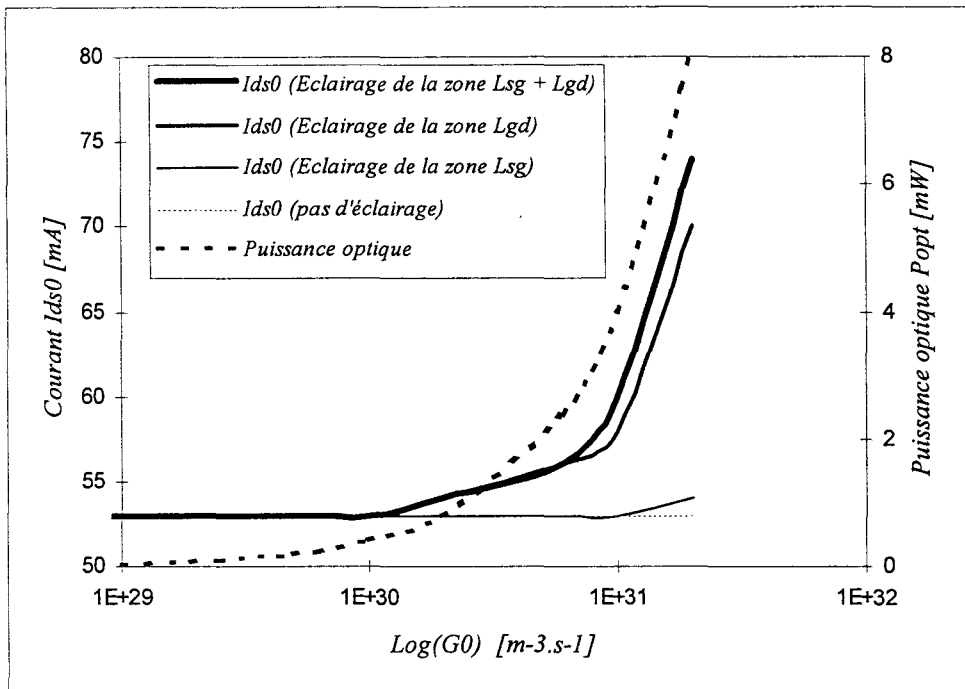


Figure III-39-a-b : Evolutions théoriques du niveau du courant I_{ds0} et de la fréquence de fonctionnement de l'oscillateur FECTED en fonction du taux de génération optique G_0 (éclairage en régime continu).

deux zones. La figure III-39 présente l'essentiel des résultats de ces simulations effectuées avec le circuit dont la structure a été décrite sur la figure III-10.

Nous pouvons constater que pour des taux de génération G_0 très faibles (en l'occurrence $G_0 < 10^{+29} m^{-3}.s^{-1}$), correspondant à des niveaux de puissance optique P_{opt} très faibles devant le niveau de puissance hyperfréquence délivré par l'oscillateur FECTED en l'absence d'excitation optique P_{hf0} , le fonctionnement dynamique de l'oscillateur reste quasiment insensible à l'injection optique de porteurs. Cependant, pour des taux G_0 correspondant à des puissances P_{opt} avoisinant P_{hf0} , nous pouvons distinguer deux types d'évolutions selon la zone de la couche active où le faisceau optique est appliqué.

Lorsque la génération optique de porteurs libres se produit uniquement entre la source et la grille, les effets obtenus sur le fonctionnement de l'oscillateur sont relativement faibles. Ceci peut s'expliquer, comme le montre l'évolution du courant I_{ds0} associée à ce cas d'injection, par le fait que le courant moyen injecté est limité par le contact de grille. On ne commence à observer une influence notable que pour des taux de photo-génération supérieurs à $10^{+31} m^{-3}.s^{-1}$.

Par contre, si l'injection est effectuée dans la zone de transit ou simultanément dans les deux zones de la couche active, nous constatons que le courant I_{ds0} est une fonction croissante de G_0 , ce qui entraîne une modification des conditions d'oscillations du transistor. Ces effets se traduisent par une diminution de la fréquence d'oscillations f_0 avec G_0 , ainsi qu'une variation de la résistance de sortie impliquant naturellement une variation de la puissance émise P_{hf} .

Pour des taux de génération G_0 assez élevés (supérieur à $10^{+32} m^{-3}.s^{-1}$), la densité des porteurs de charge photo-générés devient assez importante pour perturber la propagation du domaine dipolaire généré sous la grille. Ce phénomène entraîne un fonctionnement instable de l'oscillateur.

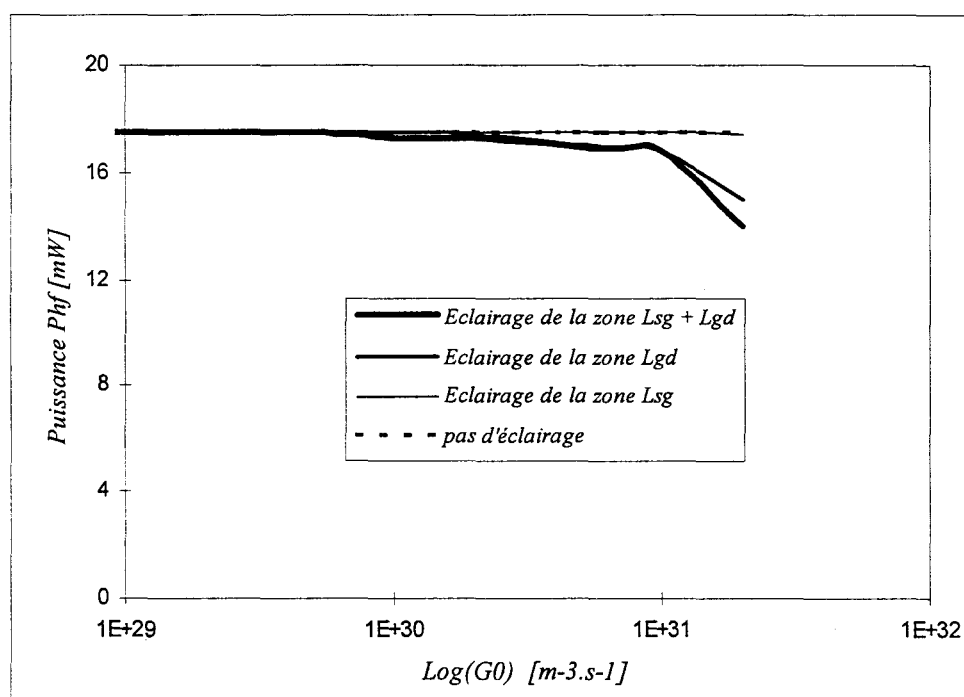
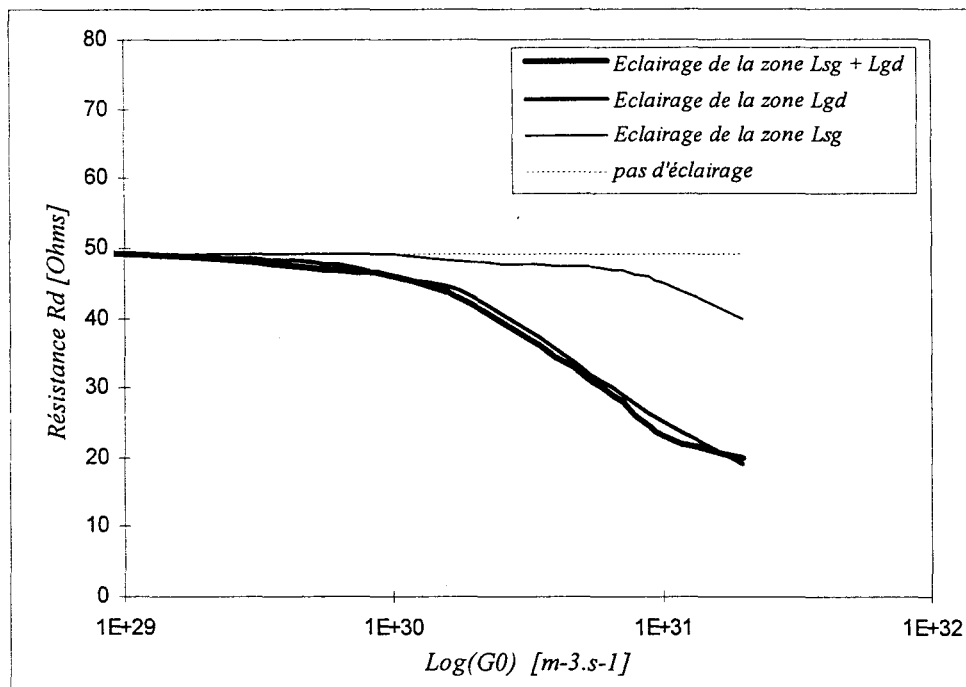


Figure III-39-c-d : Evolutions théoriques du niveau de la résistance R_d et de la puissance P_{hf} de l'oscillateur FECTED en fonction du taux de génération optique G_0 (éclairage en régime continu).

4.1.3 verrouillage par injection optique

Le verrouillage du fonctionnement de notre oscillateur à transistor FECTED consiste à imposer la fréquence d'oscillations de celui-ci par injection d'un photocourant modulé à la fréquence voulue, proche de la fréquence d'oscillations libres du circuit. Cette application peut être effectuée soit par une injection optique modulée directement à la fréquence de verrouillage, ou bien, de par la non linéarité de fonctionnement du transistor FECTED, par une injection sous harmonique, qui consiste à moduler le faisceau optique à une fréquence sous multiple de la fréquence de verrouillage désirée. Ce phénomène est traduit au niveau du modèle du composant actif par l'introduction d'un taux de génération $G(t)$ de la forme :

$$G(t) = G_0 \cdot \sin(\omega_{rf} \cdot t) \quad \text{où } \omega_{rf} = 2 \cdot \pi \cdot f_{rf}$$

f_{rf} : fréquence de modulation du signal optique.

dans les équations de continuités.

La figure III-40 représente les résultats de simulation du fonctionnement de l'oscillateur décrit dans la figure III-10, à transistor FECTED_2, en régime de verrouillage par injection optique modulé directement à la fréquence d'oscillations imposée. Sur cette figure, nous avons présenté, en fonction de la fréquence de verrouillage, les évolutions du taux de photo-génération G_0 minimum nécessaire au verrouillage, ainsi que les niveaux, associés, de la puissance optique incidente (P_{opt}) et celui de la puissance hyperfréquence émise à la fréquence de verrouillage (P_{hf}). Nous avons aussi reporté sur cette figure l'évolution des pertes de conversion optique/hyperfréquence (I_c), associées à ces points de fonctionnement. I_c est définie comme étant le rapport entre la puissance hyperfréquence générée par le transistor FECTED à la fréquence de verrouillage et la puissance optique incidente ($I_c = \frac{P_{hf}}{P_{opt}}$).

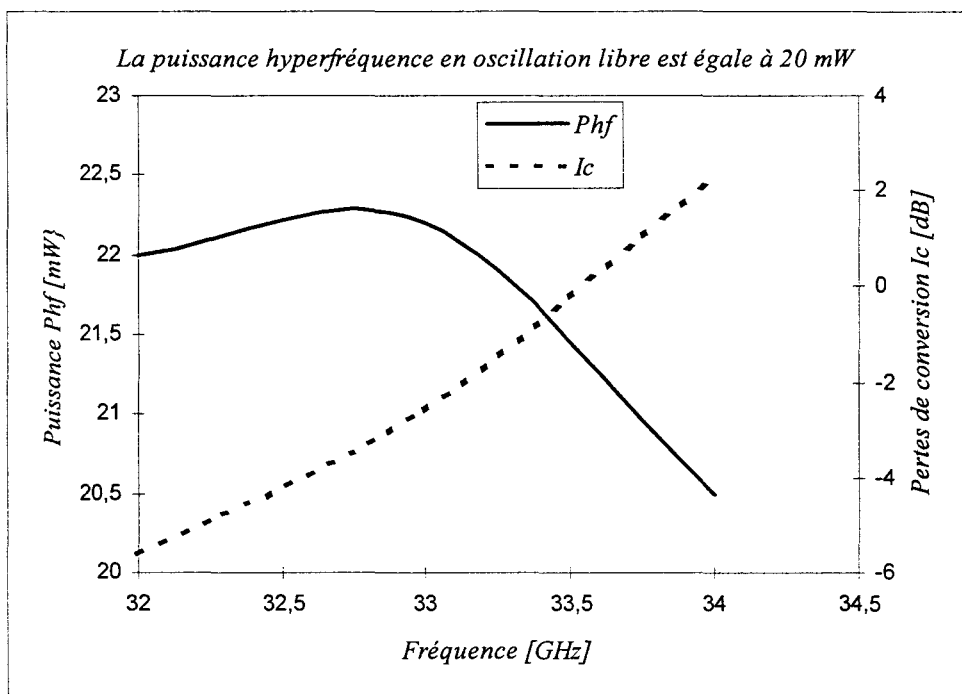
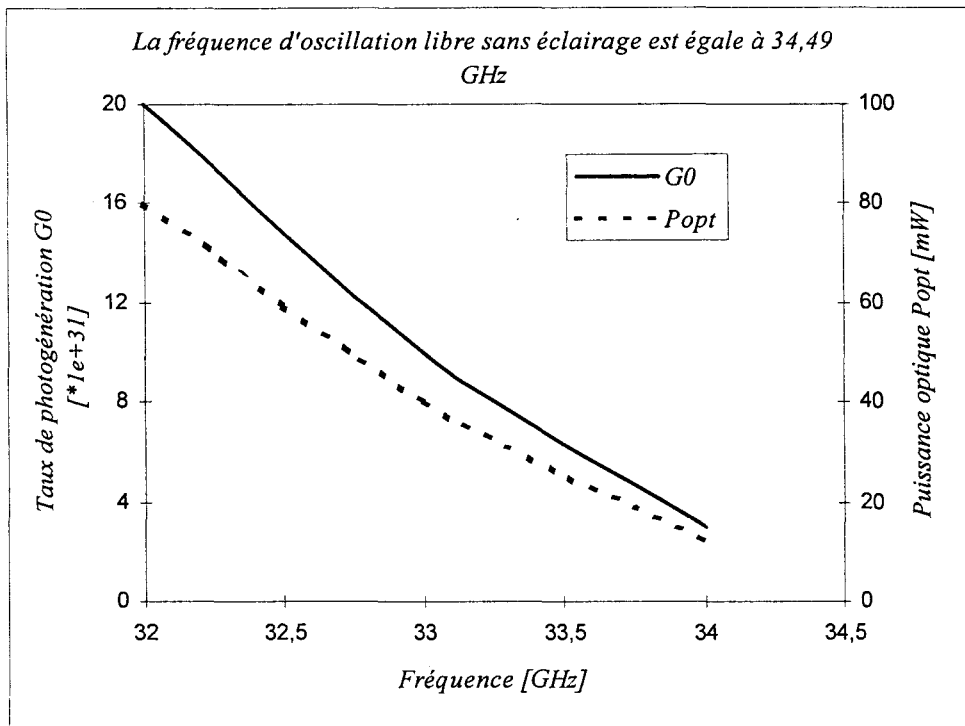


Figure III-40 : Résultats de simulations du fonctionnement de l'oscillateur FECTED en régime de verrouillage par injection optique.

Nous pouvons constater que cette opération de verrouillage nécessite l'application de niveaux de puissance optique, et donc de taux de génération G_0 , suffisamment élevés, avec une croissance d'autant plus importante que l'écart entre la fréquence imposée et la fréquence d'oscillations libres du circuit augmente. De plus, le niveau de la puissance hyperfréquence émise à la fréquence de verrouillage diminue avec cet écart, induisant ainsi des pertes de conversions de plus en plus élevées. Ce comportement est cohérent avec la formule classique issue de la théorie analytique du fonctionnement des oscillateurs :

$$\Delta f = \frac{2 \cdot f}{Q_{ext}} \cdot \sqrt{\frac{P_{syn}}{P_{oscil}}}$$

où Δf : bande de fréquence maximale de verrouillage par injection,

P_{syn} : est la puissance du signal de synchronisation, égale dans notre cas à P_{opt} ,

P_{oscil} : est la puissance générée par l'oscillateur (P_{hf}).

Dans le cas d'une injection sous harmonique, l'étude que nous avons menée sur cet aspect nous a montrée que plus le rang du sous harmonique de la fréquence d'injection est élevé, plus la puissance optique d'injection nécessaire au verrouillage croît d'une façon exponentielle. Ceci est dû principalement au phénomène de pompage de la puissance hyperfréquence aux harmoniques inférieures à la fréquence de verrouillage. A titre d'exemple, le taux de génération G_0 minimal permettant un verrouillage à la fréquence 33 GHz à partir d'un faisceau laser modulé à la fréquence 16.5 GHz est de $4 \cdot 10^{+32} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui correspond à une puissance optique de l'ordre de 160 mW (pour une structure du FECTED_2 au GaAs à développement de grille $Z = 250 \text{ }\mu\text{m}$, et à coefficient $r = 0.3$). Ainsi, nous pouvons constater que, déjà, pour une injection à moitié fréquence de verrouillage, le niveau de puissance optique nécessaire au verrouillage est relativement considérable par rapport à celui de la puissance émise à la fréquence d'oscillations libres. Ceci est à priori du au fait que la non-linéarité de

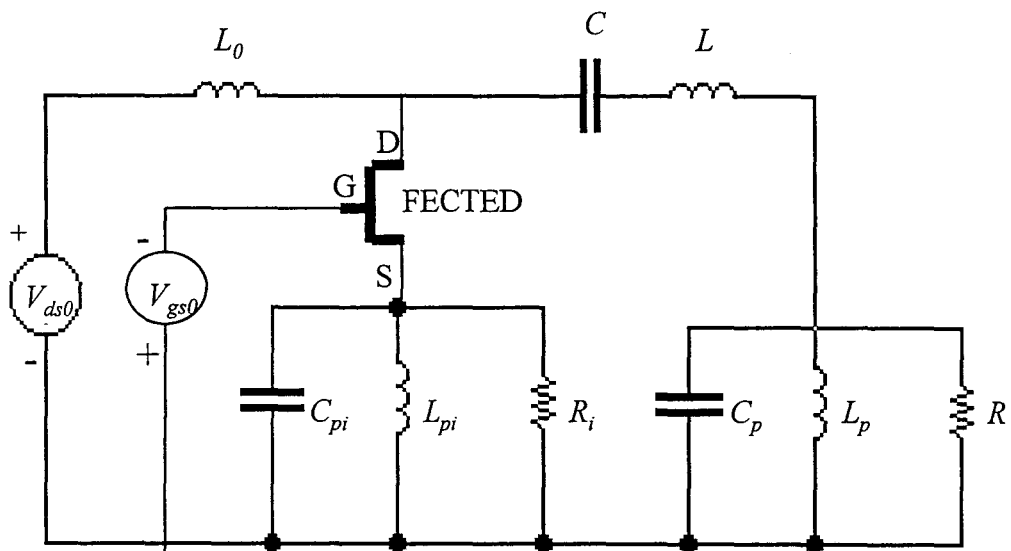


Figure III-41 : Circuit électrique équivalent de l'oscillateur/mélangeur à transistor FECTED.

l'oscillateur n'est pas assez importante pour envisager un verrouillage par sous harmonique de rang élevé.

Ces travaux théoriques ne concernent que la faisabilité. Ils n'ont pas pu être confirmés expérimentalement compte tenu des performances insuffisantes des transistors réalisés et du matériel disponible en particulier de sources optiques modulées à très haute fréquence compatibles avec nos oscillateurs GaAs.

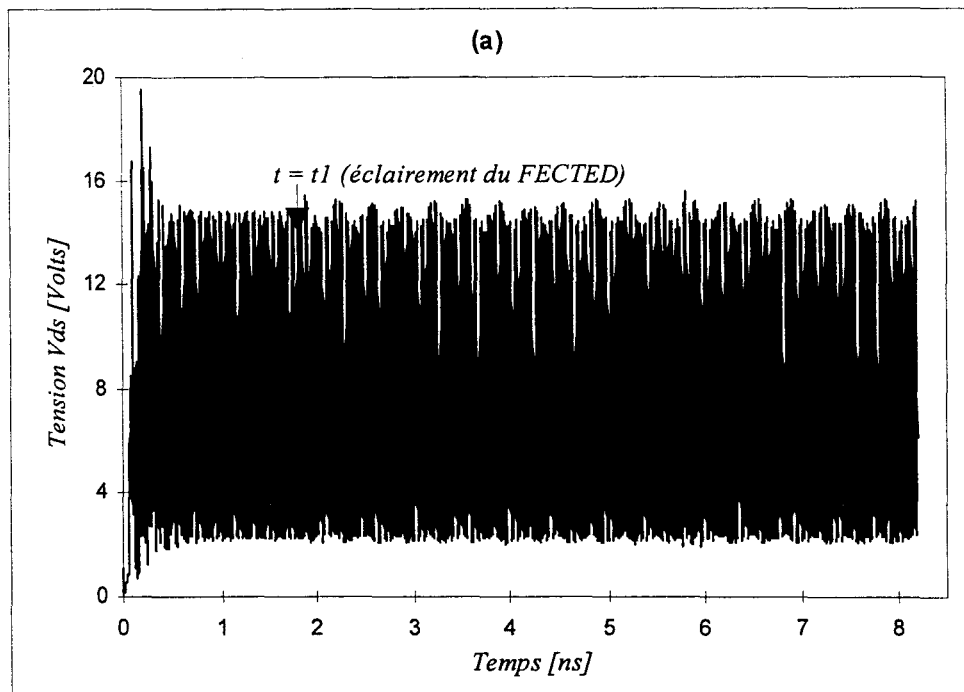
4.1.4 Oscillateur-mélangeur optique/microonde

Cette application consiste à illuminer l'oscillateur à transistor FECTED par un laser modulé à une fréquence f_{rf} proche de sa fréquence d'oscillations libres f_{ol} , puis de récupérer directement le signal électrique à la fréquence intermédiaire $f_{if} = f_{ol} - f_{rf}$.

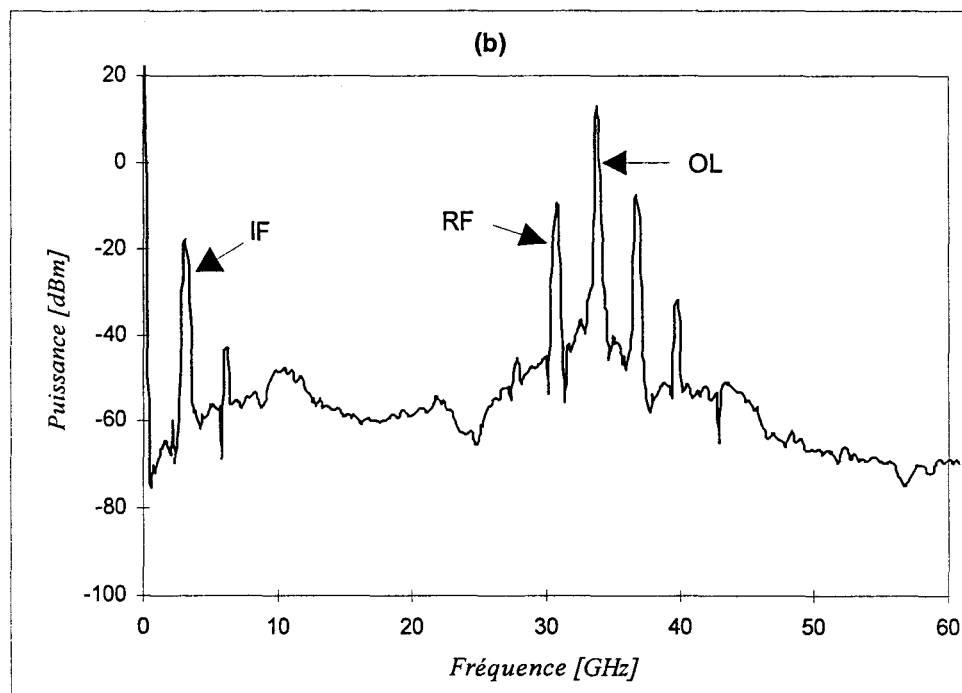
Dans ce mode de fonctionnement, le transistor remplit à la fois les fonctions d'oscillateur local, de convertisseur optoélectronique/hyperfréquence et de mélangeur. Nous désignons par la grandeur I_m les pertes de conversion de notre oscillateur-mélangeur définies comme étant le rapport entre la puissance hyperfréquence (P_{if}) générée par le

transistor à la fréquence intermédiaire f_{if} , et la puissance optique (P_{opt}) :
$$I_m = \frac{P_{if}}{P_{opt}}.$$

L'extraction du signal hyperfréquence à la fréquence intermédiaire peut être effectuée soit au niveau du circuit de drain, soit à la source. Or, afin de pouvoir bénéficier, à la sortie du dispositif, d'une meilleure isolation du signal IF vis à vis des signaux OL et RF, il est plus intéressant d'extraire le signal IF à l'aide d'un circuit placé dans la branche de source. La figure III-41 présente le schéma électrique du circuit équivalent à éléments localisés simulé avec le modèle temporel pour cette application en oscillateur-mélangeur. Outre les éléments du circuit de charge à la fréquence d'oscillation microonde (OL) de la figure III-10, ce circuit présente à la source du transistor un circuit de charge à la fréquence intermédiaire, composée d'une résistance R_i en série avec une self L_i , et d'un filtre (L_{pi} , C_{pi}) parallèle permettant de filtrer les signaux électriques dans une bande étroite de fréquence centrée sur f_{if} , ceci afin de ne



a) Evolution temporelle de la tension V_{ds} développée entre le drain et la source du transistor FECTED en régime d'oscillation/mélange optique/microonde



b) Spectre de puissance de sortie en régime permanent d'oscillation/mélange.

Figure III-42

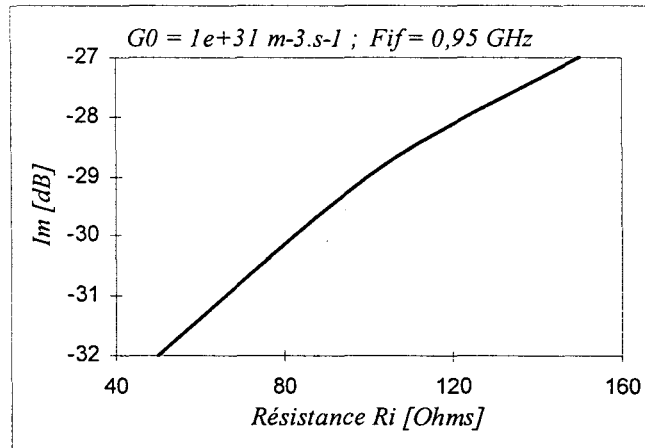
pas perturber le régime de fonctionnement du circuit en oscillations. Pour chacune des fréquences f_{if} considérées, la valeur du couple (L_{pi} , C_{pi}) est ajustée de façon à avoir l'égalité suivante : $L_{pi} \cdot C_{pi} \cdot (2 \cdot \pi \cdot f_{if})^2 = 1$.

La figure III-42-a présente l'évolution temporelle de la tension V_{ds} développée entre le drain et la source du transistor FECTED pour cette application. Dans cette simulation, l'oscillateur est initialement à l'état relaxé. Les résultats montrent la phase transitoire de mise en oscillation du circuit jusqu'à l'obtention du régime permanent d'oscillations libres. A l'instant $t = t_1$, l'oscillateur FECTED est éclairé par un faisceau optique. Le spectre de puissance de sortie en régime permanent de mélange est présenté sur la figure III-42-b. On distingue clairement les trois raies correspondant respectivement aux fréquences d'oscillations libres (f_{ol}), du signal modulant l'onde optique (f_{rf}) et du signal intermédiaire (f_{if}).

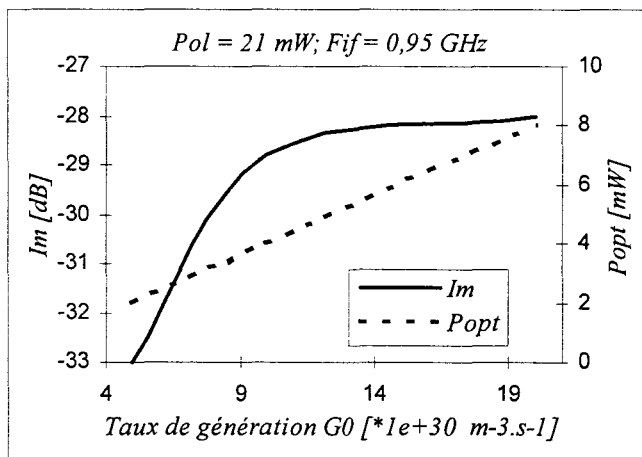
Le but que nous nous sommes fixé dans nos simulations, consiste à déterminer, pour un point de fonctionnement en oscillations libres, l'influence de la résistance de charge à la fréquence intermédiaire (R_i), du taux de photo-génération G_0 traduisant la variation du niveau de puissance du signal optique RF, et en fin de la fréquence f_{rf} .

La figure III-43 illustre les résultats de ces différentes simulations. Nous pouvons constater tout d'abord sur la figure III-43-a, où la fréquence f_{rf} est choisie de façon à obtenir une fréquence intermédiaire de l'ordre de 1 GHz , que les pertes de conversion I_m sont inversement proportionnelles au niveau de la résistance équivalente de charge à la fréquence intermédiaire.

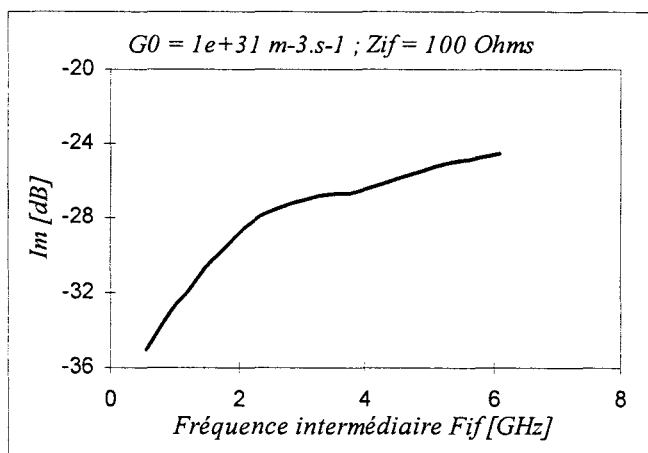
En fonction du taux de photo-génération G_0 , pour une fréquence intermédiaire de l'ordre de 1 GHz , la figure III-43-b montre que les pertes de conversion sont une fonction décroissante de G_0 avec une tendance vers une saturation pour des valeurs de G_0 supérieures à $10^{+31} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$, correspondantes à des niveaux de puissance optique supérieurs à 4 mW .



a) Evolution des pertes de conversion I_m avec la résistance R_i .

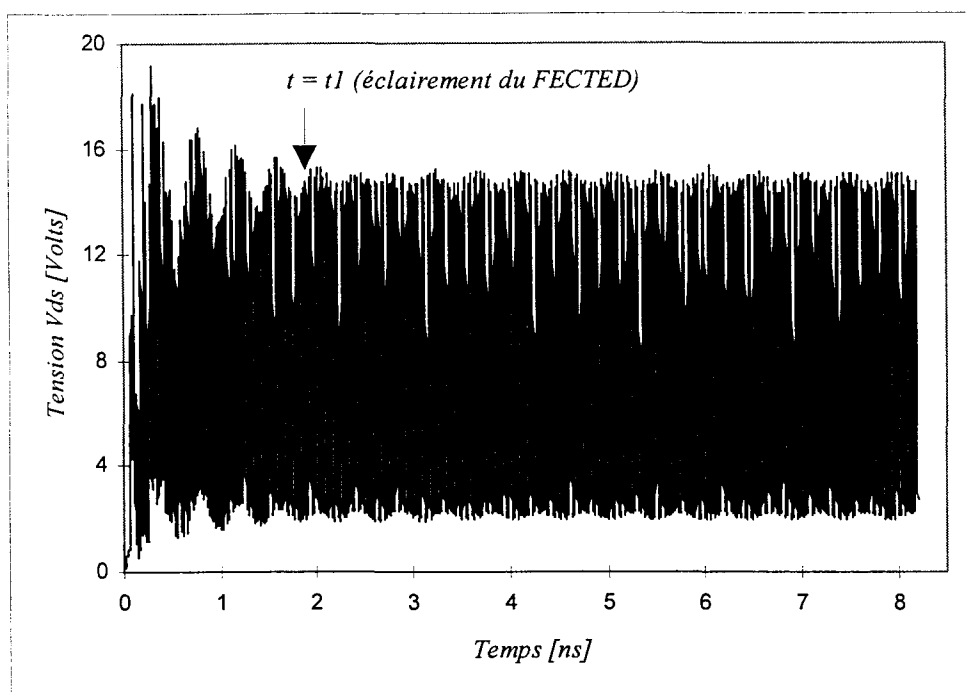


b) Evolutions des pertes de conversions I_m et de la puissance optique P_{opt} avec G_0 .

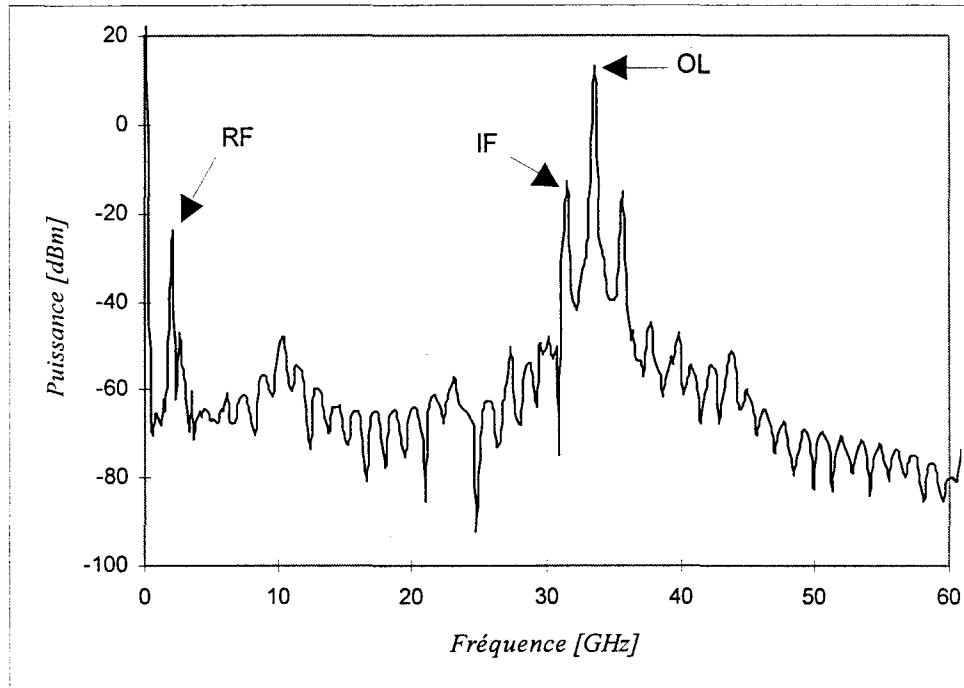


c) Evolution des pertes de conversion I_m avec la fréquence intermédiaire f_{if} .

Figure III-43 : Résultats théoriques en régime permanent d'oscillation/mélange.



a) Evolution temporelle de la tension V_{ds} en régime de transposition optique/microonde.



b) Spectre de puissance délivrée en régime permanent de transposition optique/microonde.

Figure III-44

Quant à la figure III-43-c, elle montre que, pour des valeurs constantes du taux de photo-génération G_0 et d'impédance de charge à la fréquence du signal intermédiaire f_{if} (en l'occurrence $G_0 = 10^{+31} m^{-3}.s^{-1}$ et $Z_{if} = 100 \Omega$), le niveau des pertes de conversion I_m diminue avec la fréquence f_{if} . D'où l'intérêt de choisir f_{rf} de façon à travailler à des fréquences intermédiaires élevées (quelques GHz).

Enfin, nous pouvons constater que les niveaux théoriques des pertes de conversion associés à cette application du transistor FECTED en oscillation/mélange sont très faibles. Ceci revient principalement à la contribution de deux types de pertes de conversion au calcul de la valeur de I_m :

$$I_m = \frac{P_{if}}{P_{opt}} = \frac{P_{if}}{P_{rf}} \cdot \frac{P_{rf}}{P_{opt}} \quad (\text{III-2})$$

où P_{rf} est la puissance hyperfréquence générée par le transistor FECTED à la fréquence f_{rf} modulant l'onde optique.

Le rapport $\frac{P_{rf}}{P_{opt}}$ de l'expression (III-2) exprime les pertes de conversion optique/hyperfréquence du signal RF, et le rapport $\frac{P_{if}}{P_{rf}}$ représente les pertes de conversion RF/IF du mélange.

4.1.5 Liaison optique/microonde émettrice de courte portée

De façon duale à l'application du transistor FECTED en oscillateur-mélangeur optique/microonde, on peut envisager des applications réalisant la fonction de "transposition" optique/microonde. Celle-ci consiste à transposer une composante basse fréquence (f_{rf}), modulant le signal optique, à une fréquence (f_{if} , $f_{if} = f_{ol} - f_{rf}$) élevée voisine de la fréquence d'oscillations libres de l'oscillateur (f_{ol}). La figure III-44 présente

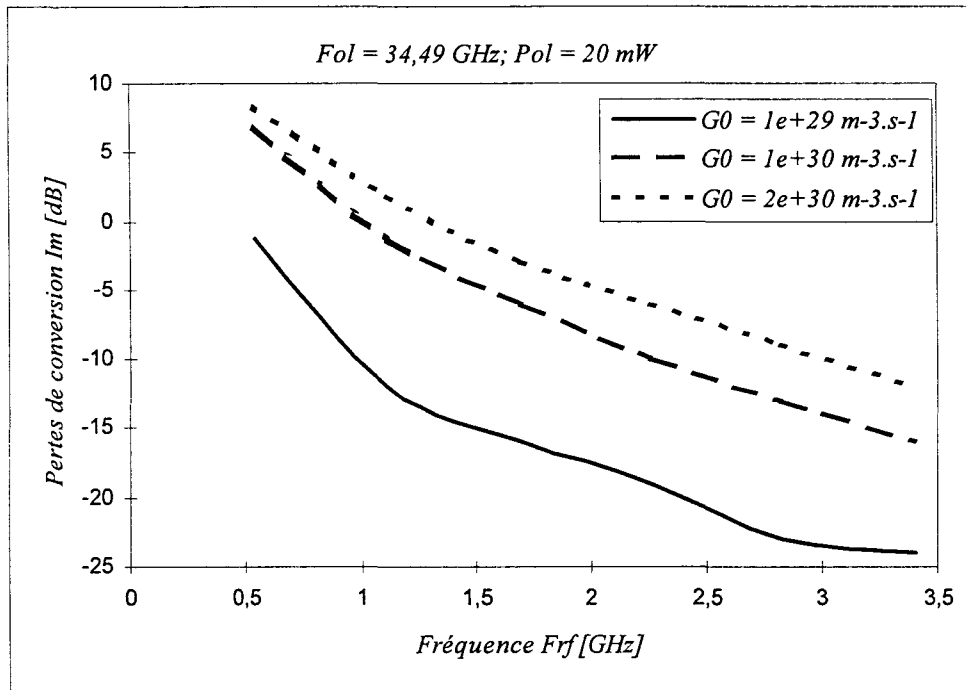
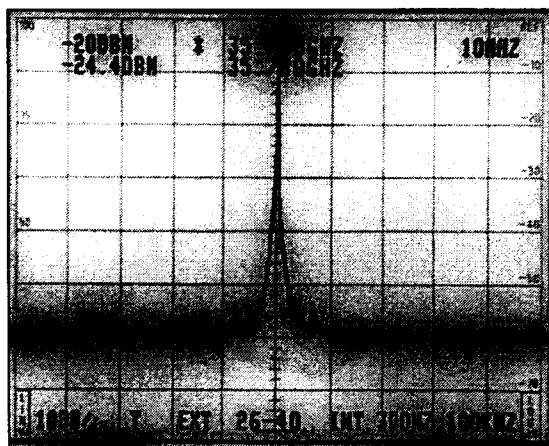


Figure III-45 : Evolutions des pertes de conversion du circuit à transistor FECTED fonctionnant en régime de transposition, en fonction de la fréquence f_{rf} pour différentes valeurs de taux de génération optique G_0 .

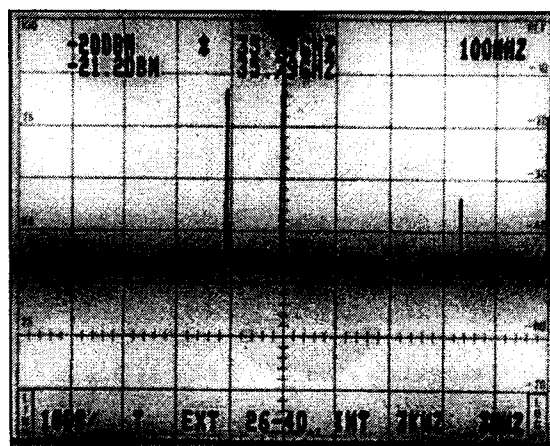
un exemple de l'évolution temporelle de la tension $V_{ds}(t)$ développée aux bornes du transistor FECTED du circuit de la figure III-41 fonctionnant en mode de "transposition", ainsi que le spectre de puissance associé au régime permanent de celle-ci.

Sur la figure III-45, nous avons tracé les évolutions des pertes de conversion I_m ($I_m = \frac{P_{if}}{P_{opt}}$) en fonction de la fréquence f_{rf} , modulant le signal optique, pour différentes valeurs du taux de photo-génération G_0 . Nous pouvons alors constater que, pour une valeur de G_0 constante, le niveau de I_m est d'autant plus élevé que la fréquence f_{rf} est basse. Ceci se traduit par une fréquence intermédiaire f_{if} de plus en plus proche de la fréquence d'oscillation f_{ol} correspondante au point de fonctionnement optimal du circuit. Pour une fréquence f_{rf} constante, la valeur de I_m est une fonction croissante du niveau de G_0 . Sa valeur maximale est limitée par le risque de verrouillage de l'oscillateur local, et elle est dépendante de la fréquence f_{rf} . Les niveaux du taux de photo-génération G_0 nécessaire pour cette application (inférieurs à $10^{+30} m^{-3} \cdot s^{-1}$, correspondants à des niveaux de puissance optique inférieur à $1 mW$) sont relativement assez faibles dans la bande de fréquence de modulation considérée (de quelques centaines de MHz à quelques GHz).

Des mesures expérimentales en transposition ont été effectuées avec l'oscillateur à transistor FECTED_4 [11]. Dans un premier temps, le transistor a été monté dans le circuit à transition de sortie microruban/connecteur K (cf figure III-32). Après l'avoir mis en oscillations libres, le transistor a été illuminé par une source laser, de longueur d'onde $0.8 \mu m$, à l'aide d'une fibre optique de $70 \mu m$ de diamètre de manière à éclairer la plus grande surface possible de la zone active du transistor. La source laser a été modulée en amplitude à des fréquences variant de 10 à $500 MHz$. Sa puissance optique était inférieure à $2 mW$. Notons que les expérimentations effectuées ont montré que l'illumination du transistor ne nécessite pas de positionnement précis de la fibre, ce qui peut être considéré comme un avantage intéressant. De plus, les transistors utilisés ne sont pas à priori optimisés pour les applications optoélectroniques, notamment en ce qui concerne leur topologie. Celle-ci pourrait éventuellement faire l'objet d'une optimisation



Oscillations libres (10 MHz/div)



Oscillations libres (100 MHz/div)

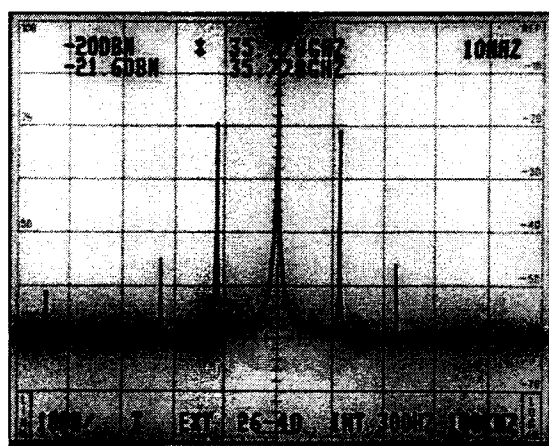
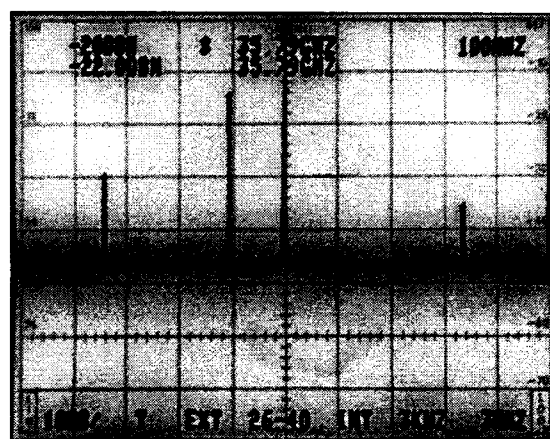
Transposition, avec $f_{rf} = 10 \text{ MHz}$
(10 MHz/div)Transposition, avec $f_{rf} = 340 \text{ MHz}$;
(100 MHz/div)

Figure III-46 : Spectres expérimentaux de la puissance délivrée par le circuit à transistor FECTED avec transition de sortie microruban/connecteur K.

dans le but de pouvoir capter au niveau de la zone active du transistor le maximum de la lumière contenue dans la zone éclairée par le faisceau optique. Les spectres de puissance mesurés à la sortie du circuit pour des fréquences de modulation du signal optique de 10 MHz et de 340 MHz (figure III-46) confirment la transposition de la composante modulée du signal optique, et mettent en évidence la diminution du niveau de puissance émise à la fréquence transposée en fonction de la fréquence de modulation.

D'autres expérimentations, toujours en transposition, ont été effectuées à l'aide d'un dispositif émetteur à 33 GHz (figure III-47). Celui-ci est constitué du transistor FECTED_2 connecté à une antenne plaquée annulaire entre lesquels est inséré le circuit microruban d'adaptation. Le signal hyperfréquence émis est capté à l'aide d'un cornet puis transmis à l'analyseur de spectre. La figure III-48 montre le spectre du signal émis par le dispositif en oscillations libres, et ceux correspondant aux cas où le transistor est illuminé par une source laser modulée à 10 MHz et à 30 MHz . Ces résultats font clairement apparaître les raies relatives à la composante modulée du signal optique. Signalons à ce niveau qu'il devrait être possible d'utiliser directement ce dispositif en réception. Le but serait de récupérer la composante modulée basse fréquence d'un signal hyperfréquence en utilisant ses propriétés en oscillateur/mélangeur dans le but par exemple de commander une source laser.

A cause des très faibles niveaux de puissance délivrés par les transistors que nous possédions, ces expérimentations ont dû se limiter à celles décrites dans ce paragraphe. Des améliorations significatives peuvent être attendues avec des transistors GaAs en procédant à une optimisation de leur processus technologique de réalisation. De plus, dans le but d'améliorer d'une part les niveaux de puissance émise, et d'autre part d'étendre le champ d'application de ces dispositifs en termes de bande de fréquences d'utilisation, il conviendrait aussi d'expérimenter l'utilisation de transistors FECTEDs en GaInAs et InP.

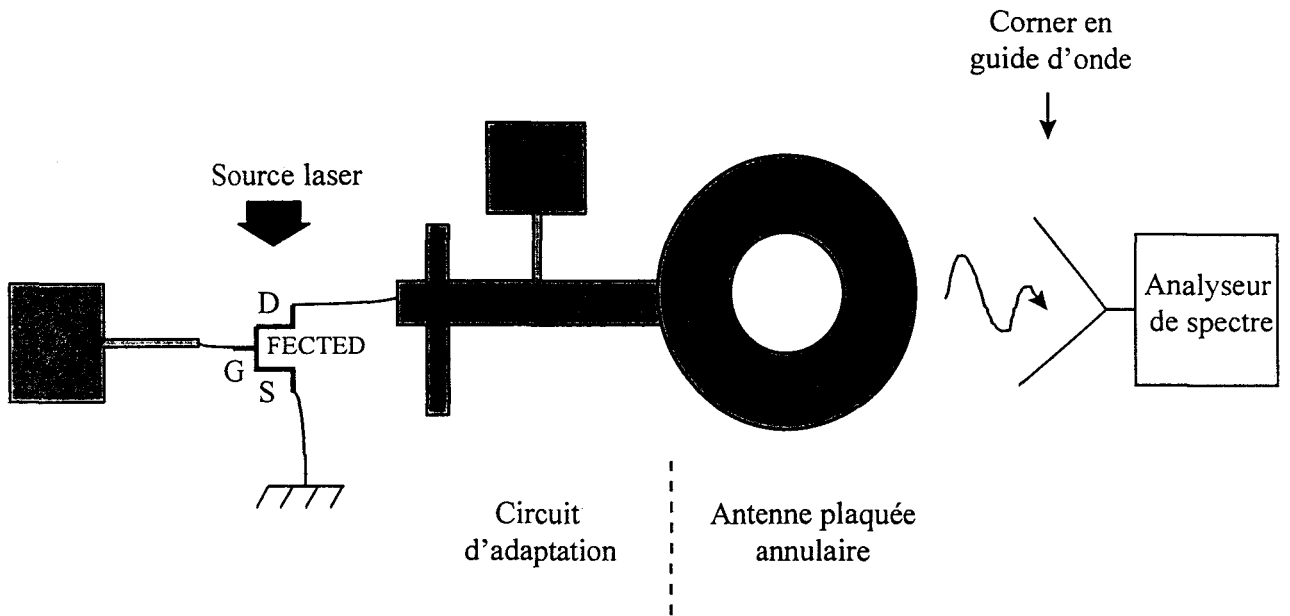
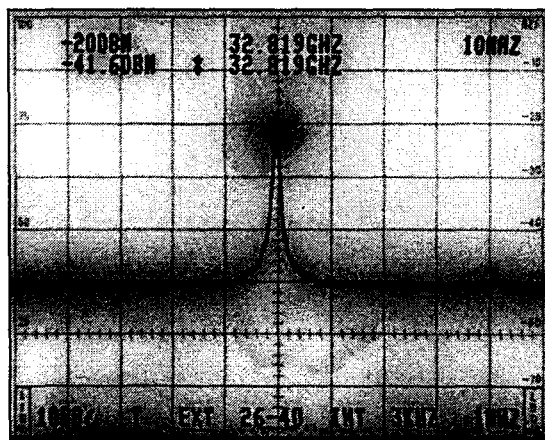
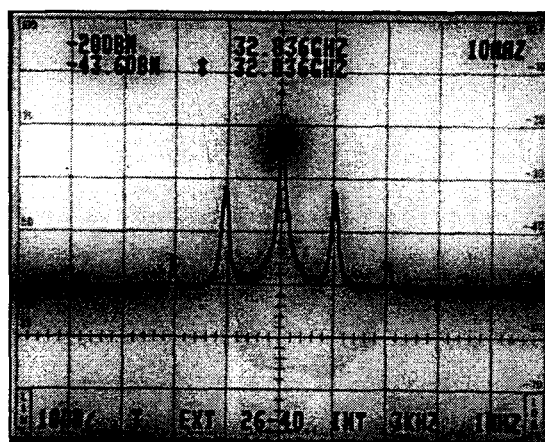


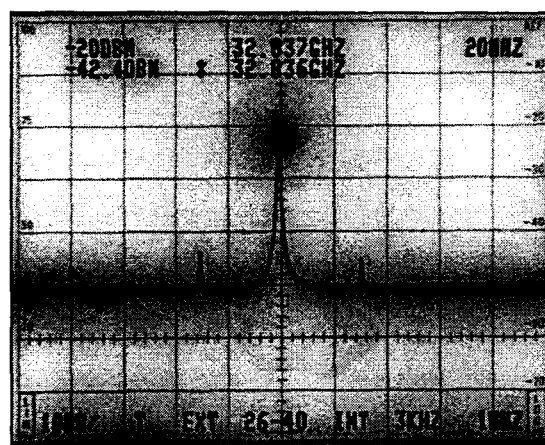
Figure III-47 : Dispositif émetteur à 33 GHz à transistor FECTED.



FECTED
non illuminé



FECTED
illuminé par un
laser modulé à
10 MHz



FECTED
illuminé par un
laser modulé à
30 MHz

Figure III-48 : Spectres expérimentaux de la puissance émise par le dispositif émetteur à transistor FECTED.

4.2 Applications hyperfréquences : radars millimétriques à émission

continue

Jusqu'ici nous avons montré, en ce qui concerne les applications purement microonde, que la principale fonction du transistors FECTED est la réalisation d'oscillateurs millimétriques de moyenne puissance. De par son comportement non linéaire intrinsèque, nous avons aussi mis en évidence, la possibilité d'un fonctionnement en oscillateur/mélangeur. De plus, l'oscillateur à transistor FECTED possède l'avantage de voir sa fréquence d'oscillations facilement contrôlée par une simple variation de la tension de polarisation de sa grille V_{gs} .

Ces différentes possibilités peuvent être mises à profit dans la réalisation de radars millimétriques de courte portée de conception simple. En effet, ces dispositifs seraient basés sur l'utilisation d'un seul élément actif réalisant à la fois les fonctions hyperfréquences d'émission et de réception. Leur faisabilité n'a pu être abordée que d'un point de vue théorique dans notre travail. En effet, si les fonctions de génération de puissance et de commande de fréquence sont clairement établies d'un point de vue expérimental, nous n'avons pas pu mener d'investigations du fonctionnement en oscillateur-mélangeur, et donc de réaliser un prototype complet de radar. Ceci est dû notamment aux performances intrinsèques insuffisantes en terme de puissance des transistors FECTED disponibles ainsi qu'aux pertes des circuits en structure microruban qui conduisent à une portée de l'émetteur, pour l'instant, non significative. Il convient cependant de noter que les travaux expérimentaux menés précédemment par Friscourt et Rolland avaient démontré la faisabilité de fonctionnement en oscillateur-mélangeur du transistor FECTED. Ainsi, en se basant sur les performances des transistors réalisés par l'équipe de Thim et les résultats obtenus dans notre laboratoire, on peut raisonnablement affirmer que la réalisation de radars millimétriques à transistor FECTED est digne d'intérêt et justifie des efforts à mener dans l'optimisation et la réalisation de nouveaux transistors et circuits associés.

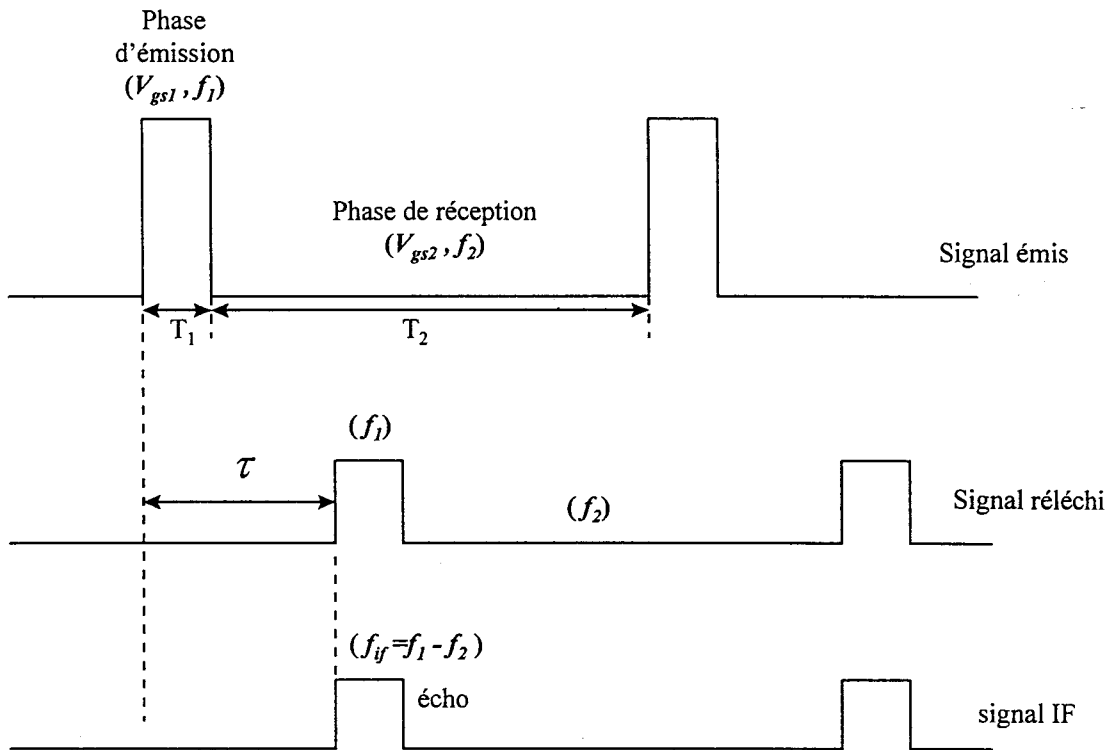


Figure III-49 : Principe du radar EC-MF à transistor FECTED à saut de fréquence.

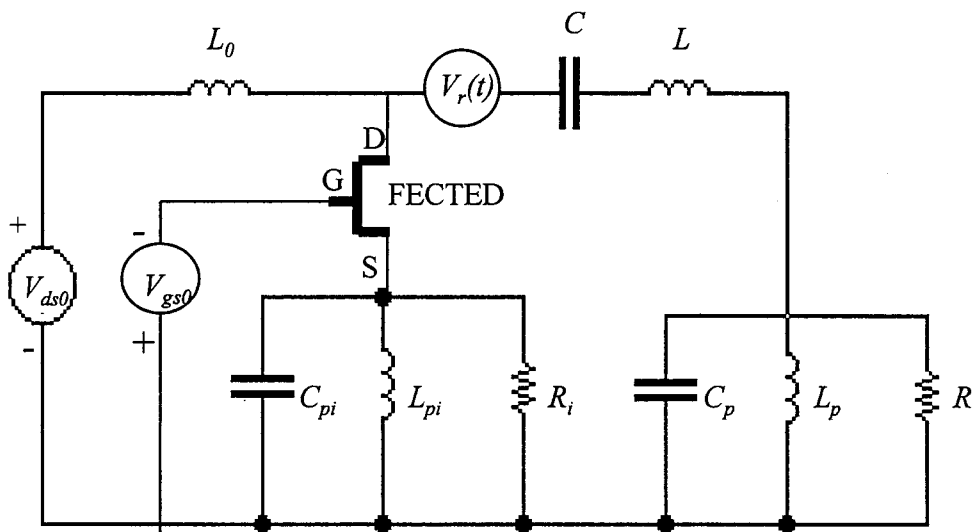


Figure III-50

Ainsi, nous avons décidé d'étudier, d'un point de vue uniquement théorique, la faisabilité de réalisation de radars millimétriques à émission continue et modulation de fréquence (EC-MF) de courte portée. Pour cette application, deux types de modulation de fréquence, auxquels correspondent respectivement deux types de modulation de la tension grille-source du transistor (V_{gs}), ont été envisagés :

- modulation par saut de fréquence,
- modulation linéaire (de type en dent de scie (simple rampe), ou en toit (double rampe)).

L'étude de faisabilité théorique de tels radars a été abordée à l'aide de simulations de leur fonctionnement temporel global incluant les différentes phases de fonctionnement en émission et en réception.

4.2.1 Radar EC-MF à modulation par saut de fréquence

4.2.1.1 Principe de fonctionnement du transistor FECTED en radar EC-MF par saut de fréquence

La figure III-49 illustre le principe de fonctionnement d'un radar EC-MF à saut de fréquence. Durant la phase d'émission, la grille du transistor FECTED est polarisée à une tension V_{gs1} sur une courte durée T_1 , et le circuit oscille à une fréquence f_1 . Pendant la phase de réception qui suit, la tension appliquée à la grille est modifiée et prend une valeur V_{gs2} . La fréquence d'oscillation varie et se stabilise alors à une valeur f_2 . La durée T_2 de cette seconde phase correspond à la portée maximale du radar. Lorsque l'onde émise à la fréquence f_1 est réfléchiée par un obstacle, le signal écho correspondant est mélangé avec le signal d'oscillation à la fréquence f_2 . Un signal intermédiaire IF est alors développé dans le circuit à la fréquence $f_{if} = |f_2 - f_1|$. La mesure du retard τ de

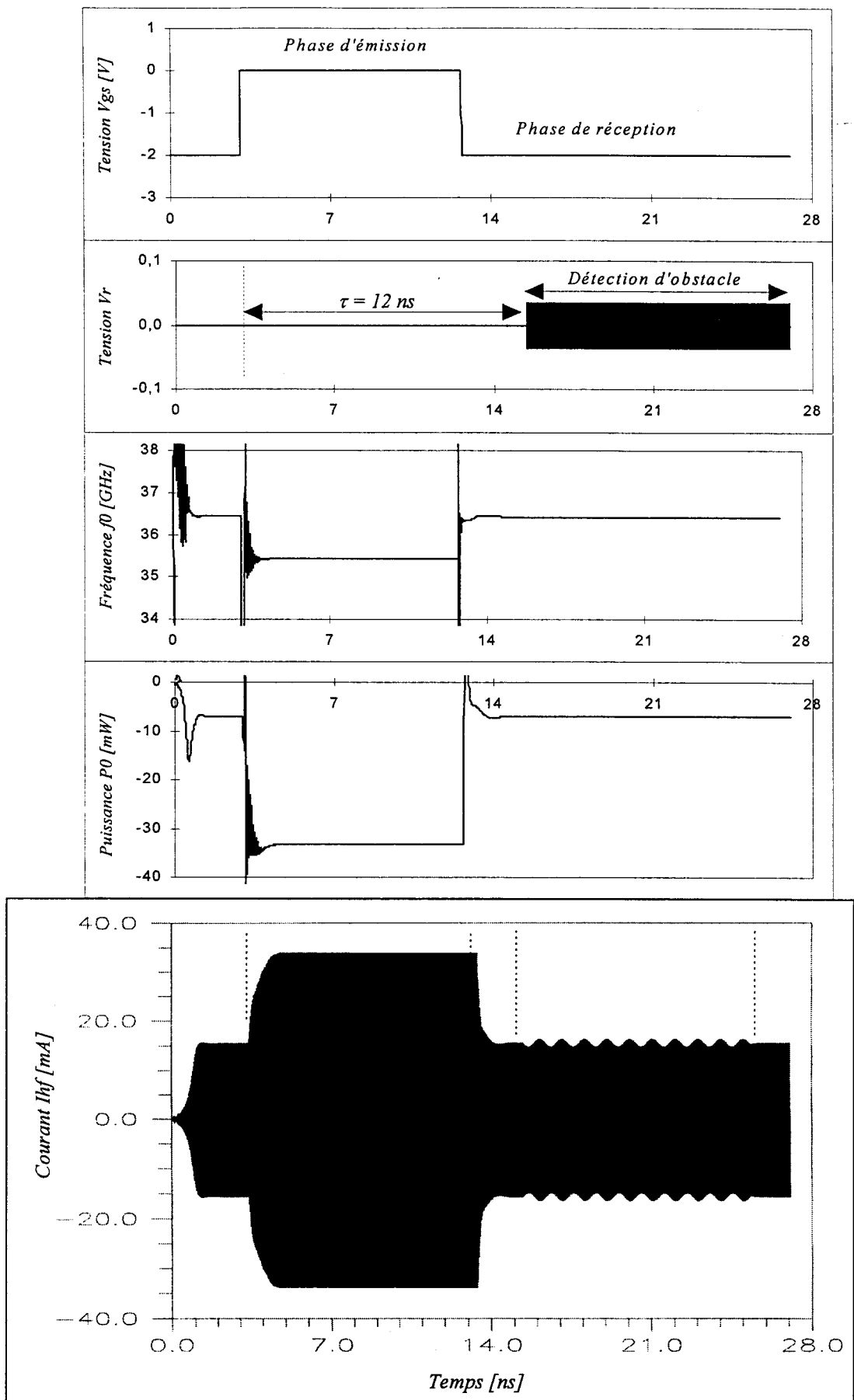


Figure III-51 : Fonctionnement globale du radar EC-MF à transistor FECTED à saut de fréquence.

l'impulsion émise à la fréquence f_i captée par le radar permet de remonter à la distance D de la cible par la simple relation : $D = \frac{c \cdot \tau}{2}$.

4.2.1.2 Simulation du fonctionnement dynamique du radar EC-MF à transistor FECTED à saut de fréquence

Le schéma électrique général du circuit simulé à l'aide de notre modèle temporel est présenté sur la figure III-50. Celui-ci comporte deux circuits d'adaptation, un à la fréquence d'oscillations libres de l'oscillateur situé dans la branche du drain du transistor, et l'autre à la fréquence intermédiaire situé dans la branche de sa source. Le générateur de tension $V_r(t)$ permet de simuler le signal écho d'un obstacle éventuel. Cette source de tension est définie d'une part par le retard τ égal à la durée que met l'onde hyperfréquence pour parcourir deux fois la distance séparant l'antenne d'émission et l'obstacle à détecter, et d'autre part par un facteur d'atténuation de l'amplitude de l'onde émise. La structure du transistor FECTED et la valeur des éléments de circuit ont ici été optimisées pour un fonctionnement du radar à des fréquences de l'ordre de 35 GHz.

La figure III-51 présente un exemple typique de résultat de simulation du fonctionnement global du radar montrant ses deux phases de fonctionnement, à savoir successivement la phase d'émission et de réception. Elle montre à la fois l'évolution temporelle du courant hyperfréquence drain-source instantanée (I_{hf}) circulant dans le transistor, celle de la fréquence fondamentale instantanée (f_0) en oscillations du circuit ainsi que celle du niveau de puissance émis correspondant (P_0). Le début de cette simulation ($t = 0$ à 3.5 ns) montre la mise en oscillation progressive du circuit et la stabilisation de son fonctionnement à une fréquence f_2 de 36.44 GHz. La tension V_{gs} est ici égale à -2 V. Cette phase de fonctionnement peut être assimilée à la fin d'une phase de réception. A l'instant $t = 3.5$ ns, une impulsion de durée $T_I = 10$ ns et d'amplitude $V_{gsI} = 0$ V, correspondant à la phase d'émission du radar, est ensuite appliquée à la grille du transistor. La fréquence d'oscillation est alors modifiée et se stabilise à une nouvelle valeur égale à $f_1 = 35.43$ GHz. A la fin de cette impulsion (à $t = 13.5$ ns), la polarisation

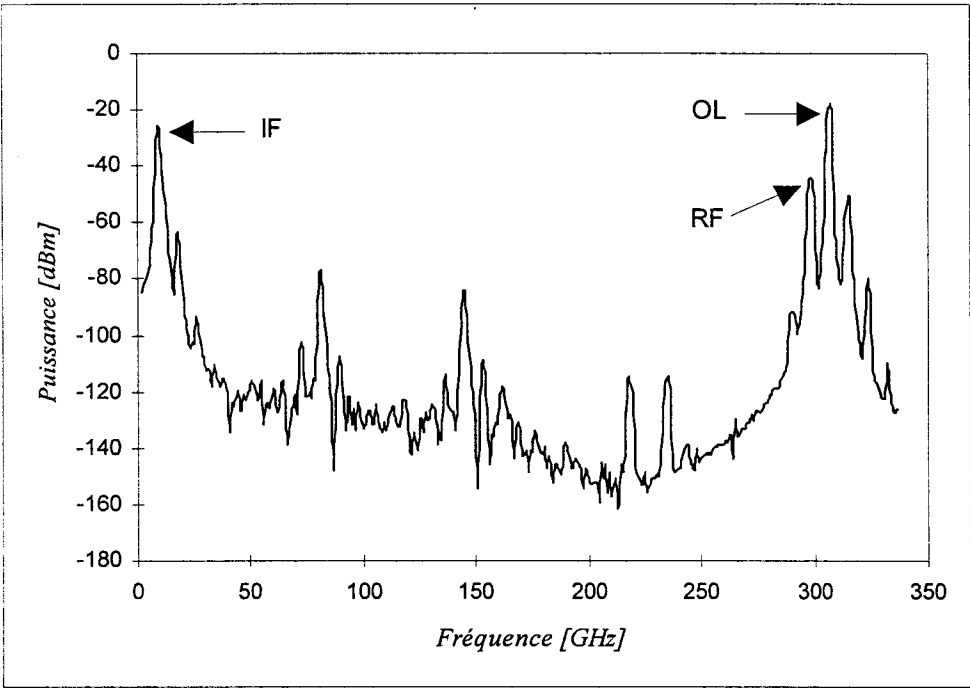


Figure III-52 : Spectre théorique de la puissance dissipée dans la résistance R_i .

de la grille est à nouveau remise à la valeur $V_{gs2} = -2 \text{ Volts}$. Cet instant marque une nouvelle phase de réception. La fréquence de fonctionnement se stabilise à nouveau à la valeur f_2 . La durée simulée de cette phase de réception sans détection d'obstacle, égale à 2 ns , a ici été arbitrairement considérée comme très faible de façon à limiter le temps total de calcul CPU (dans ce cas de 44 heures sur une station IBM RISC 6000/520 CW=33MHz). A partir de l'instant $t = 15.5 \text{ ns}$, le générateur $V_r(t)$ présente des valeurs non nulles définies par : $V_r(t) = k \cdot V_{ds}(t - \tau)$. Il symbolise ici la réception d'un signal renvoyé par un obstacle avec un retard $\tau = 12 \text{ ns}$ et une atténuation en amplitude de 20 dB . On remarque sur l'évolution du courant instantané I_{hf} que compte tenu de la durée totale simulée, ici de 27 ns , il n'est plus possible de distinguer individuellement les périodes du signal hyperfréquence. L'enveloppe de ce courant met par contre, très clairement, en évidence la phase de détection d'un obstacle par l'intermédiaire de la modulation basse fréquence apparaissant sur son évolution. Le spectre de la puissance dissipée dans la résistance de charge à la fréquence intermédiaire (R_i) fait apparaître la raie relative au signal engendré par la détection de la présence de l'obstacle (figure III-52). On observe aussi la présence des raies RF ($f = f_1$) et OL ($f = f_2$) qui résultent d'un filtrage imparfait du circuit sélectif à la fréquence intermédiaire. On remarque d'autre part que l'on observe pas de verrouillage de l'oscillateur par le signal réfléchi par l'obstacle.

4.2.2 Radar EC-MF à modulation linéaire en toit

4.2.2.1 Principe de fonctionnement du radar EC-MF à modulation linéaire en toit

Ce type de radar repose sur le principe consistant à réaliser une modulation linéaire de la fréquence du signal émis (f_e), avec deux pentes identiques, mais opposées, de période T_m (figure III-53). Pendant chaque moitié de la période T_m , la fréquence émise doit varier linéairement de $\pm \Delta f_0$ autour d'une valeur moyenne f_0 . Le signal réfléchi par une cible, située à une distance D de l'antenne d'émission, présente à sa réception un

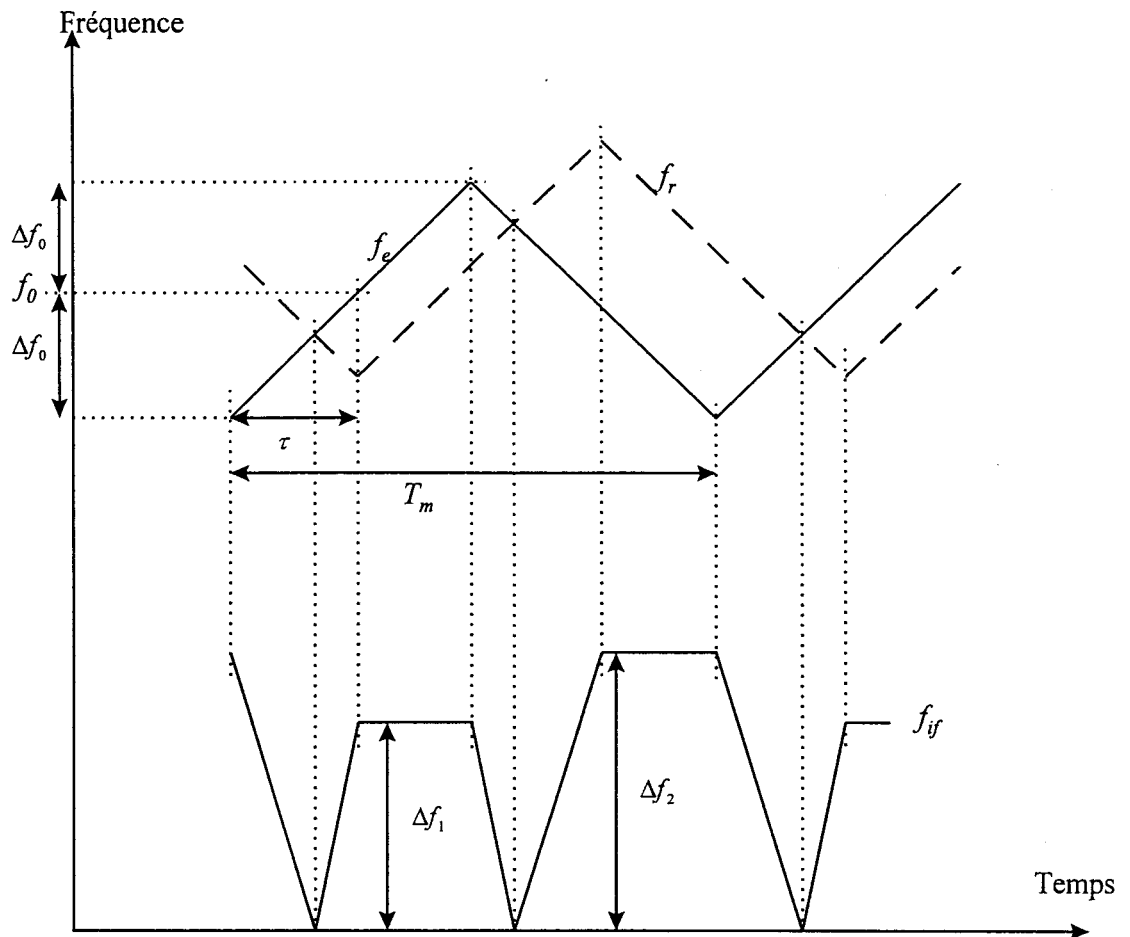


Figure III-53 : Principe du radar EC-MF à transistor FETED à modulation en toit.

glissement en fréquence par rapport au signal émis. Nous avons présenté sur la figure III-53 la fréquence de battement entre le signal émis et le signal reçu dans le cas d'une cible mobile. On montre facilement que [12] :

$$\Delta f_1 = 8 \cdot \frac{\Delta f_0}{T_m} \cdot \frac{D}{c} + 2 \cdot f_0 \cdot \frac{V_r}{c}$$

$$\Delta f_2 = 8 \cdot \frac{\Delta f_0}{T_m} \cdot \frac{D}{c} - 2 \cdot f_0 \cdot \frac{V_r}{c}$$

avec c : est la célérité de la lumière,

V_r : est la vitesse radiale de la cible.

Ainsi, la mesure de la distance de la cible D et sa vitesse V_d peuvent être déduite par une mesure des fréquences de battement Δf_1 et Δf_2 :

$$D = \frac{c \cdot T_m}{16} \cdot \frac{\Delta f_1 + \Delta f_2}{\Delta f_0}$$

$$V_d = \frac{c}{4} \cdot \frac{\Delta f_1 - \Delta f_2}{f_0}$$

Dans le cas d'une cible fixe ($V_d = 0$), une seule fréquence de battement est alors mesurée et est égale à $\Delta f = 8 \cdot \frac{\Delta f_0}{T_m} \cdot \frac{D}{c}$. A titre d'exemple, pour $\Delta f_0 = 100 \text{ MHz}$,

$T_m = \frac{8}{3} \mu\text{s}^{-1}$ et $D = 10 \text{ m}$, on trouve $\Delta f = 10 \text{ MHz}$, et pour $D = 100 \text{ m}$ on a $\Delta f = 100 \text{ MHz}$.

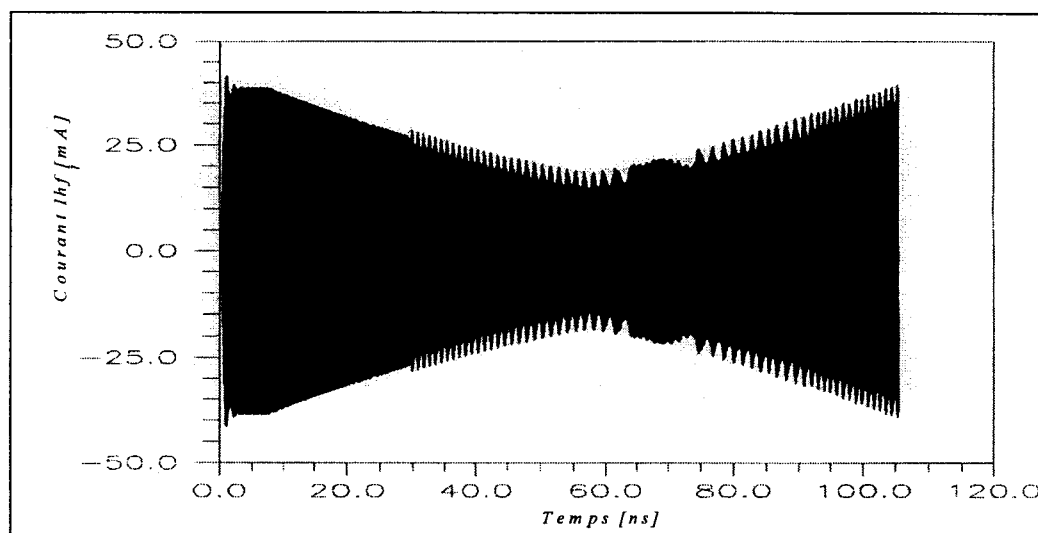
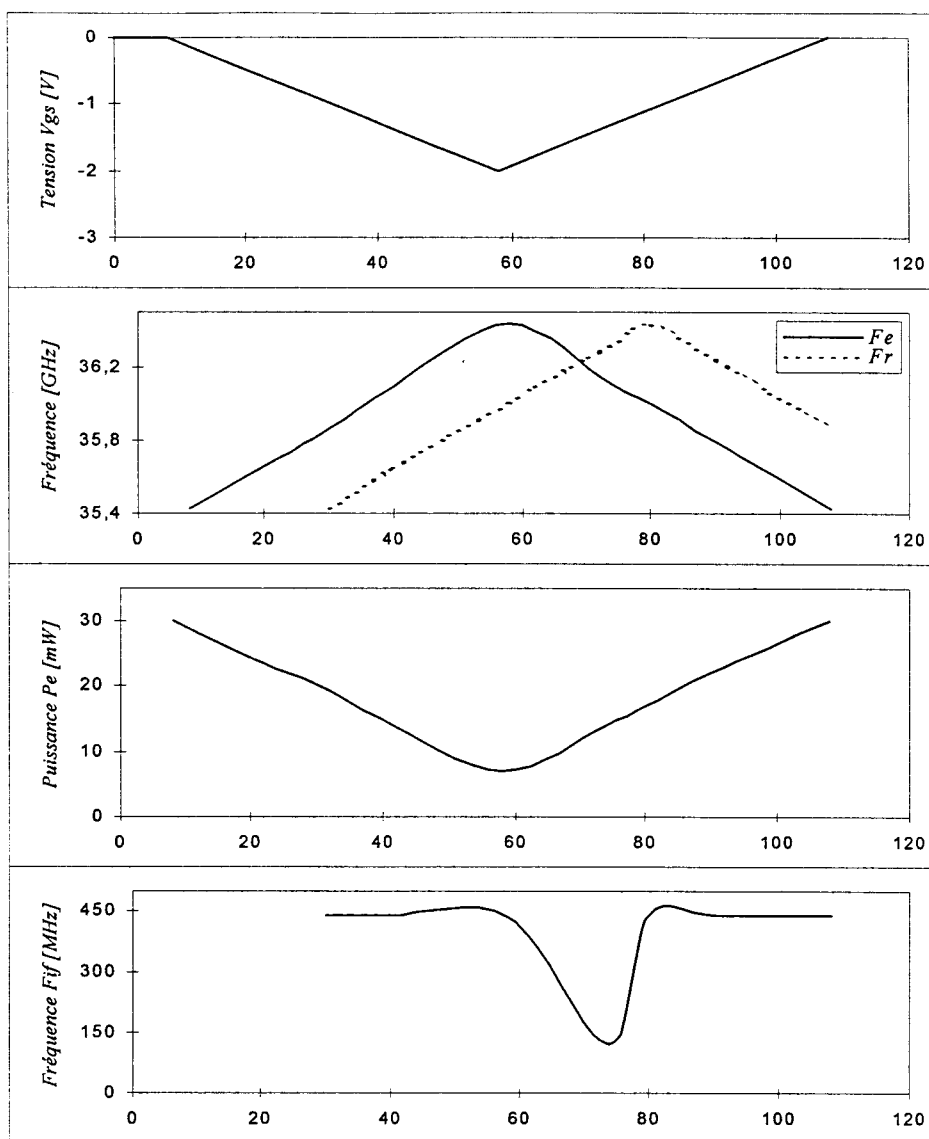


Figure III-54 : Fonctionnement global du radar EC-MF à transistor FECTED à modulation linéaire en toit.

4.2.2.2 Simulation du fonctionnement du circuit à FECTED en radar EC-MF à modulation linéaire en toit

Le circuit défini précédemment (cf figure III-50) a été utilisé pour effectuer la simulation des différentes phases de son fonctionnement en radar EC-MF à modulation linéaire en toit. En effet, le mode de fonctionnement radar du circuit est ici simplement imposé par la forme d'onde du signal de grille du transistor FECTED. Le générateur de tension sert ici à simuler le signal écho réfléchi par une cible immobile par rapport au radar.

La figure III-54 présente à la fois les évolutions temporelles du courant hyperfréquence (I_{hf}) circulant dans le transistor, de la fréquence fondamentale instantanée en oscillation du circuit (f_e) et du niveau de puissance émis correspondant (P_e), de la fréquence fondamentale instantanée du signal réfléchi (f_r) et de celle du signal IF (f_{if}), ainsi que de la tension de commande de grille (V_{gs}). Dans cette simulation, le circuit, initialement au repos, est mis en régime d'oscillations libres ($V_{gs} = 0$ et $V_r(t) = 0$). Une fois le régime permanent établi, un signal $V_{gs}(t)$ en toit de période $T_m = 100$ ns et d'amplitude variant de 0 à -2 V est appliqué à partir de l'instant $t = 8$ ns. A partir de cet instant, l'évolution temporelle de la tension $V_{ds}(t)$ développée entre le drain et la source du transistor est mémorisée, puis réappliquée sous forme du signal écho $V_r(t)$ avec un retard $\tau = 22$ ns, simulant le temps parcouru par l'onde émise puis réfléchi par une cible donnée, avec une atténuation en amplitude d'un facteur de 100 (20 dB). L'évolution de la fréquence fondamentale instantanée en oscillation montre une bonne linéarité par rapport à celle de la tension de commande V_{gs} avec une variation d'environ 500 MHz/Volts. L'évolution de la fréquence fondamentale instantanée du signal IF présente une évolution cohérente avec le décalage en fréquence associé au signal réfléchi par l'obstacle. Notons que comme dans le cas précédent, on observe pas de verrouillage de l'oscillateur par le signal réfléchi par l'antenne.

Signalons à ce niveau que des simulations du fonctionnement en radar EC-MF d'un circuit présentant une configuration identique à celle considérée figure III-50 ont

aussi été effectuées à 77 GHz [13]. Celles-ci ont montré un comportement électrique du circuit parfaitement analogue à celui présenté dans cette partie de chapitre.

5. Conclusion

Nous avons décrit au début de ce chapitre la procédure de réalisation technologique de nos premiers transistors FECTED GaAs destinés à un fonctionnement en régime continu d'oscillation au voisinage de 33 GHz . Les résultats de mesures expérimentales se sont révélés satisfaisants en ce qui concerne la fréquence de fonctionnement, mais insuffisants en terme de niveau de puissance émise.

Nous avons ensuite étudié principalement d'un point de vue théorique la faisabilité de réalisation de circuits optoélectroniques à base d'oscillateur FECTED ainsi que celle de radars millimétriques de courte portée. Ces applications résultent des avantages liés aux propriétés électriques et optiques de ce composant semi-conducteur actif qu'il peut être intéressant de rappeler à ce stade de notre étude. Celles-ci résultent de :

- La stabilité intrinsèque du fonctionnement en oscillation des composants semi-conducteurs à transfert électronique;
- La possibilité de réalisation de structures délivrant des niveaux de puissance théoriques se comptabilisant en dizaines de mW jusqu'au moins 100 GHz ;
- La structure planaire du transistor FECTED compatible avec la technologie de réalisation des circuits intégrés monolithiques;
- Un processus de réalisation technologique relativement simple tant en ce qui concerne la structure de la couche épitaxiée que les étapes relatives à son "process";
- La possibilité de faire varier la fréquence d'oscillation sur des bandes importantes par une simple commande du potentiel appliqué au contact

Schottky de grille polarisé en inverse ne nécessitant en conséquence que des niveaux de puissance de commande très faibles;

- La possibilité d'appliquer des signaux hyperfréquences par l'intermédiaire de l'électrode de grille;
- La possibilité de commander aussi le courant moyen injecté par le potentiel de grille, et aussi de pouvoir contrôler dans une certaine mesure la température de fonctionnement du transistor;
- La non-linéarité du comportement électrique dynamique du transistor permettant son fonctionnement en oscillateur/mélangeur;
- La possibilité (restant à démontrer) d'un gain aux basses fréquences résultant du fonctionnement de type MESFET du transistor permettant de limiter les pertes de conversion lors d'un fonctionnement en oscillateur/mélangeur;
- Un rendement de couplage optique élevé lié à l'épaisseur (de l'ordre de 1 μm) et à la surface de la zone active du transistor sensible à la lumière;
- La forte interaction entre le photocourant induit et la non-linéarité du fonctionnement hyperfréquence du transistor;
- Un couplage optique aisé par simple éclairage du transistor ne nécessitant pas de positionnement très précis.

Bibliographie Chapitre III

- [1] : **J. R. ARTHUR and al**
"Progress in Solid State Chem"
Editions Pergamon Press, Vol. 10, N° 3, 1975.
- [2] : **C. MOGLESTUE**
"Influence of surface charges on the drain current of a gate recessed HEMT"
10th III-V Semiconductor Device Simulation Workshop, Turin, 16-17, Octobre 1997.
- [3] : **S. NOOR MOHAMMAD, ANDREW V. BEMIS, RONALD L. CARTER and ROBERT B. RENBECK**
"Temperature, electric field, and doping dependent mobilities of electrons and holes in semiconductors"
Solid-State Electronics, Vol. 36, N° 12, pp. 1677-1683, 1993.
- [4] : **P. F. COMBES, J. GRAFFEUIL, J. F. SAUTEREAU**
"Composants, dispositifs et circuits actifs en micro-ondes"
Editions BORDAS, Paris, 1985.
- [5] : **J. F. KRUCK**
"Conception et réalisation d'une cellule de test de circuits planaires dans la bande V (50-75 GHz)"
Thèse de Doctorat de l'université, Lille, 1995.
- [6] : **D. R. SINGH and C. R. SEASHORE**
"Straightforward approach produces broadband transitions"
Microwave & RF, September 1984.
- [7] : **G. DAMBRINE**
"Caractérisation des transistors à effet de champ : mesure précise de la matrice de répartition et détermination directe du schéma équivalent"
Thèse de Doctorat de l'université, Lille, 1989.

-
- [8] : **H. SCHEIBER, K. LÜBKE, C.G. DISKUS, and H.W. THIM**
"IC-compatible 45 mW Ka-band GaAs transferred-electron oscillator"
Electronics Letters, Vol. 25, N° 3, 2nd Feb. 1989.
- [9] : **H. MATHIEU**
"Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques"
Editions MASSON, 1987.
- [10] : **S. M. SZE**
"Physics of semiconductor devices"
Wiley, 2^{ème} édition.
- [11] : **F. DRIOUCH, D. CAILLEU, M. R. FRISCOURT and C. DALLE**
"GaAs MESFET injection planar Gunn diode optronic applications"
Electronics Letters, Vol. 32, N° 24, Nov. 1996.
- [12] : **L. TOUREL**
"Initiation aux techniques modernes des radars"
Editions CEPADUS, 1982.
- [13] : **F. DRIOUCH, M. R. FRISCOURT, C. DALLE**
"Radar millimétrique de courte portée à impulsion de conception simple à diode
Gunn planaire à injection MESFET"
6^{èmes} J.N.M.O. III-V, 1997.

Conclusion générale

Conclusion générale

L'objectif principal de ce travail a été d'essayer de démontrer l'intérêt potentiel des circuits électroniques utilisant le transistor FECTED comme élément actif dans le cadre d'applications typiquement hyperfréquences en ondes millimétriques mais aussi optoélectroniques.

Ainsi, le premier chapitre a été plus particulièrement consacré à la description des outils de modélisation spécifiques utilisés dans le cadre de nos études. Ceux-ci sont principalement deux modèles électriques permettant une approche physique du fonctionnement global des circuits à transistor FECTED dans le domaine temporel. Ces deux modèles de circuits reposent sur l'utilisation d'un modèle physique macroscopique hydrodynamique quasi-2D de type "Energie" en ce qui concerne la modélisation du transistor FECTED.

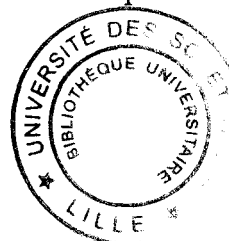
Le second chapitre a été plus particulièrement consacré à l'étude théorique d'optimisation des caractéristiques géométriques et technologiques définissant la structure du transistor en régime sinusoïdal permanent pour la réalisation d'oscillateurs dans la gamme des longueurs d'onde millimétriques. Cette étude a été menée dans le cadre d'une prise en compte cohérente des contraintes thermiques et électroniques de fonctionnement. Elle nous a permis d'évaluer les performances optimales théoriques que peuvent délivrer les transistors FECTED respectivement en GaAs, InP et GaInAs dans la bande des longueurs d'ondes millimétriques. Il est apparu que les structures au GaInAs présentent les meilleures performances jusqu'à des fréquences de l'ordre de 40 GHz. Pour des fréquences supérieures, l'InP se présente comme étant le matériau potentiellement le plus intéressant.

Dans le troisième chapitre, nous avons tout d'abord décrit la procédure de réalisation technologique des transistors FECTED au GaAs, effectuée au laboratoire, destinés à un fonctionnement à la fréquence 33 GHz . Nous avons ensuite présenté les résultats relatifs à la conception de l'oscillateur associé et à la caractérisation de ses performances en régime d'oscillations libres. Celles-ci se sont révélées satisfaisantes en terme de fréquence de fonctionnement. Cependant, les niveaux de puissance délivrée se sont montrés en deçà des espoirs attendus pour ce premier essai de réalisation. Dans la seconde partie de ce chapitre, nous avons développé les aspects plus directement liés aux applications des oscillateurs à transistor FECTED. Nous avons tout d'abord décrit les applications optoélectroniques basées sur l'utilisation de la non linéarité du couplage entre un photocourant induit par injection optique et le courant hyperfréquence issu de l'effet Gunn. Ces applications ont été étudiées sur le plan théorique et concernent la réalisation d'oscillateurs commandés optiquement, de dispositifs de mélange optique/hyperfréquence et de circuits permettant la transposition directe de la composante modulée d'un signal optique sur la porteuse hyperfréquence de l'oscillateur FECTED. Ce dernier dispositif a fait l'objet d'une réalisation avec les composants disponibles qui a confirmé expérimentalement la possibilité de liaisons optique/microonde émettrices de conception simple. Les applications plus spécifiquement hyperfréquences concernent la possibilité de réalisation de radars millimétriques EC-MF de conception simple puisque basés sur la seule utilisation du transistor FECTED pour l'émission et la réception des signaux hyperfréquences. Ces applications n'ont été abordées que d'un point de vue théorique.

Il apparaît clairement que les perspectives de ce travail se situent dans la réalisation de nouveaux prototypes permettant de dépasser le simple stade de l'étude de faisabilité décrite dans ce mémoire. Ceux-ci devraient permettre d'évaluer clairement leurs performances et donc de déterminer l'intérêt potentiel des dispositifs à transistor FECTED par rapport à des dispositifs utilisant des solutions concurrentes. Ce travail doit passer par des améliorations à la fois de nos outils de modélisation du composant et de conception des circuits, ainsi que des procédures de réalisation technologiques des transistors.

De ce fait, sur le plan théorique, l'utilisation d'un modèle 2D du transistor au lieu du modèle quasi-2D actuel devrait permettre une prise en compte d'effets jusqu'à présent négligés ou décrits de façon phénoménologique. On peut citer l'influence du potentiel de surface et de la dynamique des trous associée sur les caractéristiques électrique du transistor, l'influence du courant de fuite dans le substrat semi-isolant, la prise en compte des caractéristiques géométriques et technologiques de la zone constituant le "recess", etc.. . Ce modèle devrait permettre d'effectuer une étude d'optimisation plus poussée de la structure du transistor et de ses performances en régime sinusoïdal. En ce qui concerne plus particulièrement les applications optoélectroniques, le modèle 2D devrait permettre une meilleure description du processus local de génération optique des porteurs et donc une évaluation plus réaliste des performances optoélectroniques du transistor. L'utilisation de ce modèle 2D devra être associé à celui d'une procédure permettant la décomposition en série de Fourier locale dans les deux dimensions de l'espace et ainsi la description du comportement dynamique local moyen dans toute la structure. Le modèle 2D du transistor devra enfin être intégré au simulateur électrique temporel de circuit de façon à pouvoir affiner la description de leur fonctionnement global instantané afin d'effectuer une conception plus précise des dispositifs.

Les efforts effectués sur le plan théorique devront être accompagnés d'efforts significatifs en ce qui concerne la réalisation technologique des composants dans le but d'aboutir à une véritable optimisation des structures des transistors permettant d'obtenir des performances au moins égales à celles publiées par l'équipe de Thim. La réalisation de structures multidoigts interdigités est une voie à explorer tant sur le plan des applications spécifiquement hyperfréquences pour l'augmentation de la puissance délivrée que sur le plan optoélectronique avec l'optimisation du couplage du faisceau optique. On peut signaler à ce niveau que la réalisation de transistor FECTED au GaInAs pour les applications optoélectroniques est actuellement en cours. Cette étude est menée dans le cadre d'un projet Télécommunication soutenu par le CNRS.



Résumé

L'objectif de ce travail est l'étude de faisabilité d'applications hyperfréquences et optoélectroniques des circuits électroniques actifs à base d'oscillateurs à transistor à transfert électronique FECTED.

Nous effectuons dans le premier chapitre une description des deux modèles électriques temporels que nous avons utilisé pour simuler le fonctionnement électrique global des circuits à transistor FECTED. Le point commun entre ces modèles de circuit est l'utilisation d'un modèle physique numérique bipolaire quasi-bidimensionnel de type "Energie" en ce qui concerne le transistor.

Dans le deuxième chapitre, nous avons mené une étude théorique d'optimisation systématique des caractéristiques géométriques et technologiques de la structure du transistor FECTED pour un fonctionnement en régime continu d'oscillations libres. Cette optimisation est effectuée à différentes fréquences dans la bande millimétrique et pour les trois matériaux GaAs, InP et GaInAs.

Dans le troisième chapitre, nous présentons les résultats de mesures expérimentales des premiers oscillateurs à transistor FECTED en GaAs réalisés dans notre laboratoire. Ceux-ci étaient prévus pour un fonctionnement en oscillations libres à des fréquences voisines de 33 GHz. Ces expérimentations ont été réalisées à l'aide de trois types de circuit hyperfréquence. La fin du chapitre est consacrée à une étude de faisabilité à la fois théorique et expérimentale concernant de nouvelles applications hyperfréquences et optoélectroniques de circuit à transistor FECTED. Les applications hyperfréquences concernent la réalisation de radar millimétrique EC-MF de courte portée de conception simple. Les applications optoélectroniques concernent la réalisation d'oscillateurs millimétriques commandés optiquement, de mélangeur optique/hyperfréquence et de dispositifs permettant la transposition de la composante modulée d'un signal optique sur la porteuse hyperfréquence émise par l'oscillateur. Cette dernière application a pu faire l'objet d'une vérification expérimentale.

Mots clés

- Transistor à transfert électronique
- Oscillateur FECTED
- Effet Gunn
- Modélisation physique hydrodynamique
- Ondes millimétriques
- Optoélectronique
- Liaison optique/microonde
- Radar EC-MF

