

ACADÉMIE DE MONTPELLIER

U N I V E R S I T É M O N T P E L L I E R I I

— SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC —

T H È S E

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER II

DISCIPLINE : Électronique

FORMATION DOCTORALE : Électronique - composants et systèmes

ÉCOLE DOCTORALE : Information, Structures et systèmes

Présentée publiquement

par

Philippe Nouvel

Etude expérimentale des oscillations de plasma dans des transistors à effet de champ excités optiquement

Directeur de Thèse :

Luca VARANI

Co-directeur de Thèse :

Jeremi TORRES

Soutenue le 25 novembre 2011 devant le jury composé de :

Christophe GAQUIERE	Professeur, Université Lille	Rapporteur
Michel GOIRAN	Professeur, Université Toulouse	Rapporteur
Sylvain BOLLAERT	Professeur, Université Lille	Président du jury
Alain MAESTRINI	Maître de Conférence, Université Paris 6	Examineur
Frederic TEPPE	Chargé de recherche, CNRS Montpellier	Examineur
Luca VARANI	Professeur, Université Montpellier II	Directeur de Thèse
Jérémi TORRES	Maître de Conférence, Université Montpellier II	Co-directeur de Thèse
Daniel GASQUET	Directeur de recherche, CNRS Montpellier	Invité

"Toute passion et toute action s'accompagnent logiquement de plaisir ou de peine."

Aristote

"La connaissance s'acquiert par l'expérience, tout le reste n'est que de l'information."

Albert Einstein

*à mon épouse, Sandrine,
à mes enfants Justine et Maxime.*

Remerciements

Je remercie en premier lieu mon premier directeur de thèse, Daniel GASQUET. Je dois le remercier doublement car il a su me faire confiance il y a maintenant 10 ans pour mon recrutement au sein du laboratoire et également pour m'avoir encouragé à réaliser ce projet de thèse. Ses connaissances et sa gentillesse durant toutes ces années passées à travailler à ses côtés m'ont permis de m'enrichir autant scientifiquement qu'humainement.

Mes remerciements vont également à Luca VARANI, mon deuxième directeur de thèse, ses idées, ses connaissances et sa convivialité ont fait de ce travail une expérience à la fois enrichissante et agréable.

Un remerciement tout particulier à Jérémie TORRES qui a co-encadré cette thèse et qui a surtout eu la douloureuse tâche de me supporter durant nos innombrables journées passées en salle de manipulation. Ses compétences et son intégrité scientifique m'ont permis de comprendre ce qu'est le travail d'un chercheur et son soutien tout au long de la thèse a été un atout inestimable.

Je tiens également à remercier l'ensemble des personnes et ex-personnes du groupe GEHF, c'est à dire dans le désordre, Stéphane BLIN, Thibault LAURENT, Hugues MARINCHIO, Daniel DELAUZE, Christophe PALERMO, Ronan ADAM, Jean Paul GUILLET, Alexandre PENOT et Lucie THOME qui grâce à leur sympathie et leur convivialité m'ont permis de travailler dans une très bonne et agréable ambiance. Je ne l'oublie pas et j'adresse un remerciement tout particulier à Annick PLAGELLAT-PENARIER qui en plus de sa gentillesse et de sa disponibilité me supporte quotidiennement dans notre travail mais également dans notre bureau. Qu'elle sache que le stage de maîtrise réalisé dans l'équipe où elle effectuait sa thèse a permis, de part son dynamisme, ses connaissances et son charisme, à m'orienter vers le monde de la recherche.

Je remercie également l'ensemble des personnes du TERALAB avec qui nous avons eu

beaucoup de discussions scientifiques enflammé sur le sujet de thèse et qui ont contribué fortement à l'aboutissement de ce travail.

Mes remerciements vont aussi à Sylvain BOLLAERT qui m'a fait l'honneur de présider le jury de thèse, à mes rapporteur Michel GOIRAN et Christophe GAQUIERE pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail et à Frédéric TEPPE qui a complété ce jury.

Enfin je remercie tout mes proches, ma famille et mes amis qui m'ont soutenu, principalement pour les derniers mois insoutenables d'écriture du manuscrit et de la soutenance. Mes derniers remerciements vont pour mes amours, mon épouse Sandrine et mes enfants Justine et Maxime avec qui, sans eux, rien n'aurait été possible. Leur amour, leur soutien m'ont permis de mener à bien ce projet de thèse.

Table des matières

Table des matières	ix
Introduction Générale	1
1 La radiation TeraHertz	5
Introduction	5
1.1 Les intérêts	6
1.2 Applications	8
1.2.1 Information et télécommunications	8
1.2.2 Médecine, biologie et santé	9
1.2.3 Sécurité	11
1.2.4 Sciences de la terre et de l'espace	14
1.3 Le futur du TeraHertz	16
1.4 Sources et détecteurs THz	18
1.4.1 Sources	18
1.4.2 Détecteurs	18
Conclusion	21
2 Protocole expérimental	23
Introduction	24
2.1 Le transistor HEMT	25
2.1.1 Principe de fonctionnement du transistor HEMT	25

2.1.2	Structure d'un transistor HEMT	27
2.2	Transistors à haute mobilité électronique de la filière InP	28
2.2.1	Procédés de fabrication	28
2.2.2	Description des masques	31
2.2.3	Notion de stabilité des transistors Haute Fréquence	32
2.3	Les ondes de plasma	39
2.3.1	Les ondes de plasma bidimensionnel sous grille	39
2.3.2	Effet du courant Drain-Source	53
2.3.3	Mécanisme de redressement	53
2.4	Dispositifs expérimentaux	55
2.4.1	Dispositif de spectroscopie	55
2.4.2	Dispositif pour l'émission	57
2.5	Le modèle hydrodynamique pseudo-2D	58
	Conclusion	65
3	Résonances de plasma excitées par un battement optique	67
	Introduction	67
3.1	Protocole expérimental	68
3.2	Excitation d'une onde de plasma	70
3.3	Effets de la géométrie	72
3.3.1	Transistors à <i>cap-layers</i> courts	72
3.3.2	Transistors à <i>cap-layers</i> longs	75
3.3.3	Influence des <i>cap-layers</i>	78
3.3.4	Influence de la tension de drain	84
3.3.5	Influence de la tension de grille	89
	Conclusion	94
4	Emission et mélange THz assistés par ondes de plasma	97
	Introduction	97

4.1	Effet de la température et génération THz	98
4.1.1	Effet de la température	98
4.1.2	Emission d'une radiation par un HEMT	101
4.2	Multiplication ou mélange THz	111
4.2.1	Système de détection hétérodyne THz	111
4.2.2	Transistors spécifiques utilisés pour étudier la fonction de mélange . .	114
4.2.3	Etude numérique de la fonction de mélange	116
4.2.4	Etude expérimentale de la fonction de mélange	120
	Conclusion Générale	129
	Bibliographie	131
	Table des figures	139
	Liste des tableaux	147
	Liste des titres et travaux	149

Introduction générale

L'étude et le développement de nouveaux systèmes fonctionnant dans le domaine des très hautes fréquences (TeraHertz, 1 THz= 10^{12} Hz) est enclavé entre le monde des hyperfréquences et de l'optique. Il présente aujourd'hui un enjeu très important pour le monde de l'électronique. En effet, la possibilité d'utilisation de ce domaine spectral qui, en outre possède une radiation peu énergétique dans lequel il est susceptible d'exciter de très nombreux modes de résonance de la matière, peut ouvrir la porte à de nombreuses applications dans des disciplines scientifiques telles que l'astrophysique, la médecine ou la biologie et ouvrir des possibilités accrues dans les télécommunications à très haut débit. Il s'étend communément de la centaine de gigahertz à la trentaine de THz. Les avancées scientifiques ne cessent de progresser, les fréquences de fonctionnement des composants micro-ondes et les longueurs d'ondes des lasers ne font qu'augmenter afin d'arriver, un jour, à combler ce *gap* THz.

Malgré un intérêt et une avancée scientifique et technologique certains, le domaine THz reste peu exploré, car il présente un manque cruel de sources et de détecteurs facilement utilisables. Cette lacune ne permet pas un usage à grande échelle qui passera donc forcément par des sources et des détecteurs à l'état solide, de faible coût, de faible encombrement, ayant une bonne accordabilité en fréquence et fonctionnant à température ambiante. Actuellement, les composants des hyperfréquences (transistors, diodes...) et les systèmes optiques atteignent leurs limites. La recherche visant à exploiter des nouveaux matériaux, à diminuer les tailles des composants et à inventer des nouvelles structures semble ne plus suffire pour combler ce *gap* THz. Afin de remédier à cet état de fait, il semble nécessaire de coupler à cette recherche la contribution de nouveaux phénomènes physiques. Depuis le début des an-

nées 1990 des théoriciens tels que M. Dyakonov et M. Shur [Dyakonov et Shur, 1993a] ont prédit l'existence de modes de résonance collectifs du gaz électronique constituant le canal de transistor courts : ce sont les ondes de plasma. Récemment, la possibilité d'exciter ces modes de plasma par une radiation THz externe ou un battement optique a été démontrée expérimentalement [Knap *et al.*, 2002]. La résonance ainsi obtenue dans des transistors de dimensions sub-micronique se produit dans le domaine THz, ce qui suscite un espoir très important pour la conception de nouveaux dispositifs fonctionnant dans le domaine THz.

Ce travail s'inscrit complètement dans cette nouvelle possibilité d'utiliser les ondes de plasma dans un transistor à haute mobilité électronique (HEMT). Afin de mieux comprendre le phénomène de résonance d'onde de plasma dans ces dispositifs, il est nécessaire de réaliser une étude approfondie et systématique. De nombreux paramètres structurels (la longueur de grille, la longueur des *cap-layer*...) et physiques (la tension de grille, la tension de drain...) viennent influencer la résonance de ces ondes de plasma.

L'objectif de ce travail est double. Tout d'abord il réside dans une étude systématique (analyse, modélisation, ...) de l'influence de l'ensemble de ces paramètres sur la formation de ces oscillations de plasma. Puis il consiste à utiliser ces transistors à onde de plasma comme générateur et détecteur de radiation THz.

Ce manuscrit commence par un tour d'horizon du domaine THz, son intérêt, ses applications et le futur de ce domaine.

Nous présenterons ensuite dans le chapitre 2 le fonctionnement d'un transistor HEMT et les dispositifs que nous avons étudiés. Les ondes de plasma seront introduites par la description du formalisme établi par M. Dyakonov et M. Shur [Dyakonov et Shur, 1993a]. La description des bancs expérimentaux que nous avons mis en place pour réaliser cette étude viendra ensuite. Finalement nous clôturerons ce chapitre en présentant le modèle hydrodynamique pseudo-2D développé au sein de notre groupe pour modéliser les ondes de plasma dans le transistor. La comparaison entre résultats expérimentaux et théoriques permettra dans le chapitre 3 de mettre en oeuvre une spectroscopie des ondes de plasma et fournira une compréhension approfondie des différents phénomènes physiques mis en jeu. En particulier,

une étude systématique sur l'ensemble des paramètres influant sur la résonance des ondes de plasma excitées par un battement optique est présentée dans ce chapitre.

Enfin le dernier chapitre sera consacré à l'étude de l'utilisation de ces oscillations de plasma. Une première démonstration de la réalisation d'une source THz par un nano-HEMT à ondes de plasma est présentée. Celle-ci est réalisée en abaissant simplement la température de fonctionnement du HEMT. Une seconde application est ensuite abordée, elle consiste à utiliser le transistor comme détecteur d'un champ THz direct et ensuite, en la combinant avec le battement optique, de réaliser une détection hétérodyne.

Chapitre 1

La radiation TeraHertz

Sommaire

Introduction	5
1.1 Les intérêts	6
1.2 Applications	8
1.2.1 Information et télécommunications	8
1.2.2 Médecine, biologie et santé	9
1.2.3 Sécurité	11
1.2.4 Sciences de la terre et de l'espace	14
1.3 Le futur du TeraHertz	16
1.4 Sources et détecteurs THz	18
1.4.1 Sources	18
1.4.2 Détecteurs	18
Conclusion	21

Introduction

En 1947, the "*International Telecommunications Union*" a indiqué que la bande de fréquences radio la plus élevée était la bande 12–14, 300 kMc–30 MMc (Mc = Megacycle), où 1 MMc est égal à 1 THz. Le terme *TeraHertz* (THz) a commencé à être utilisé dans les

années soixante-dix. Le “*Oxford English Dictionary*” fait remonter ce mot au moins à l’année 1970 où il fut utilisé pour décrire le domaine de fréquences d’un laser Helium-Neon (HeNe). L’une des premières apparitions du terme THz est attribuée à Kerecman, pour désigner la fréquence d’un “point-contact diode” dans une conférence en 1973 [Kerecman, 1973]. Ashley et Palka ont employé le terme THz pour se rapporter à la fréquence de résonance d’un laser à eau [Ashley et Palka, 1973]. Fleming, en 1974, utilisa ce terme pour décrire la fréquence d’un interféromètre de Michelson [Fleming, 1974].

De nos jours, le THz est communément considéré comme le domaine de fréquences qui se situe entre les domaines spectraux infrarouges et micro-ondes. Il a donné lieu à deux appellations : le domaine sub-millimétrique (étymologiquement longueurs d’ondes inférieures au millimètre) qui est l’extension vers les courtes longueurs d’ondes du domaine micro-ondes (centimétrique) et l’infrarouge lointain qui est l’extension vers les grandes longueurs d’ondes de l’infrarouge. C’est une plage de fréquences qui s’étend environ de 300 GHz à 30 THz soit, en longueurs d’ondes, entre 1 mm et 10 μm (Fig. 1.1) [Siegel, 2002; Fitch et Osiander, 2004].

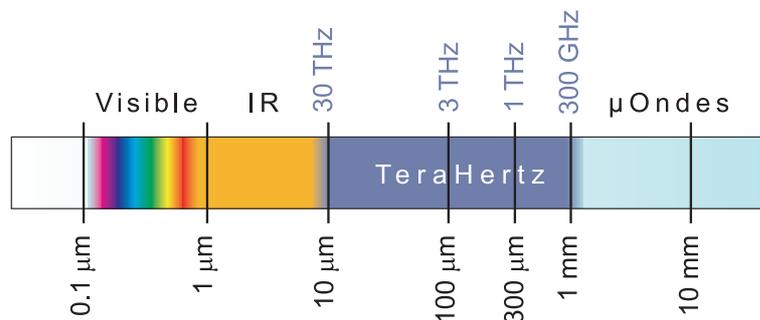


Figure 1.1 : Représentation de la bande spectrale TeraHertz.

1.1 Les intérêts

En dépit d’un grand intérêt scientifique depuis de nombreuses années, la gamme de fréquences THz, prise entre les micro-ondes traditionnelles et les technologies optiques, demeure l’une des régions du spectre électromagnétique les moins utilisées. La région correspondant aux ondes THz n’appartient ni au domaine de l’électronique ni à celui de l’optique et consti-

tue un manque à combler en terme de source et de détecteur : “le *gap* TéraHertz”. Il est donc difficile d’établir une stratégie pour atteindre les fréquences THz, et les chercheurs en électronique et en optique essayent, chacun de leur côté, d’y parvenir. Il existe, par conséquent, deux grandes voies que l’on appelle “voie électronique” et “voie optique”.

Pendant plus de 25 années, la place unique pour la technologie THz a été le secteur de la spectroscopie à haute résolution et la télédétection, où les techniques de transformée hétérodyne et de Fourier ont permis aux astronomes, aux chimistes, aux scientifiques, aux planétologues, et aux scientifiques de l’espace de mesurer, cataloguer, et tracer les lignes d’émissions thermiques pour une large variété de molécules légères. C’est d’ailleurs la seule partie du spectre électromagnétique qui détienne autant d’informations sur ces espèces chimiques. En fait, l’univers est baigné dans la radiation THz, dont la plupart passe inaperçue et n’est pas détectée.

Cette gamme de fréquences est donc restée longtemps le domaine de recherche privilégié des astronomes. En effet, les radiations détectées dans cette région spectrale permettent d’identifier et donc d’étudier les constituants de nombreux objets astronomiques tels que les comètes, les nuages moléculaires géants, ou les formations d’étoiles.

Aujourd’hui, la technologie THz possède un domaine d’applications de plus en plus un large : l’information et les télécommunications ; la biologie et les sciences médicales ; l’étude non destructive ; la sécurité ; le contrôle de la qualité, nourriture et produits agricoles ; le contrôle de l’environnement global ; les sciences de la terre et de l’espace, etc. Malgré ses nombreux avantages dans autant de domaines, cette région spectrale reste peu exploitée, et ce à cause d’un réel manque de sources efficaces, tout état solide, compactes, fiables, de faible coût, modulables en fréquences, émettant à température ambiante, compatibles avec les filières technologiques actuelles et fonctionnant en régime continu. A l’heure actuelle, ce manque manifeste de sources et de détecteurs dans le domaine THz mène la communauté des chercheurs vers de nouveaux dispositifs THz. Les étapes importantes de la recherche sur ce domaine fréquentiel incluent maintenant le développement de la spectroscopie dans le domaine temporel, de l’imagerie THz, et de la génération THz à haute puissance par des effets non-

linéaires. Cet intérêt grandissant du domaine THz se traduit par un investissement important de la communauté scientifique qui continue à augmenter dans les différents domaines cités précédemment. Cet engouement autour du THz concerne également l'industrie : il y a désormais de part le monde plus de 30 sociétés complètement consacrées à la commercialisation des technologies THz.

Nous allons donc commencer par répertorier les différentes applications pour lesquelles le domaine THz est étudié, puis les différents moyens de le générer et de le détecter, à ce jour, dans les domaines de l'optique et de l'électronique.

1.2 Applications

1.2.1 Information et télécommunications

Le terme "communication THz" peut signifier deux choses : d'une part des débits dépassant 1 Tbit/s (habituellement sur une porteuse optique) et d'autre part des communications avec une onde porteuse THz.

Plusieurs raisons rendent le domaine THz très attrayant pour les télécommunications. Nous pourrions commencer, par exemple, en regardant l'allocation des fréquences du spectre électromagnétique. Si nous prenons la "*U.S Frequency Allocation chart*" [Fitch et Osiander, 2004] nous voyons que la bande au dessus de 300 GHz est complètement non allouée.

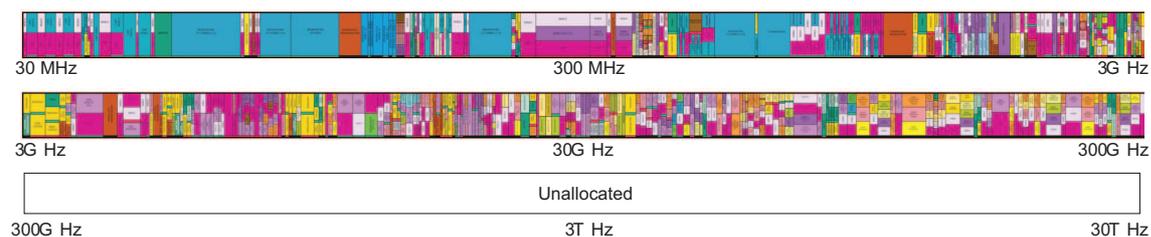


Figure 1.2 : Le spectre des fréquences comme indiqué par la Commission Fédérale des Communications des Etats-Unis. On voit que la région THz est complètement vide.

Ensuite, même si la très forte absorption par l'atmosphère rend son efficacité amoindrie (Fig.1.3) [Fitch et Osiander, 2004], l'utilisation d'une porteuse aux fréquences THz permet

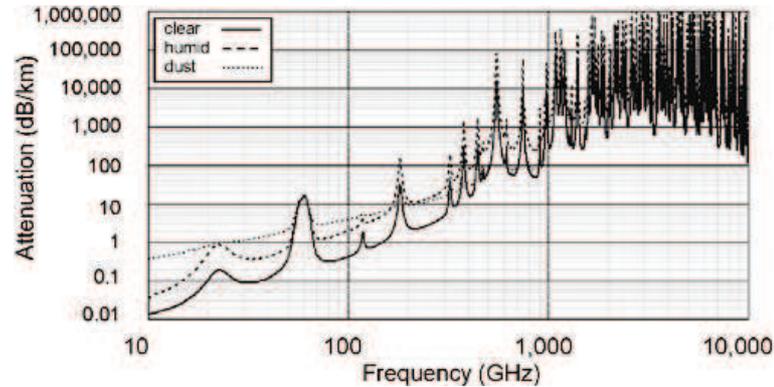


Figure 1.3 : Atténuation de l'atmosphère dans le domaine THz [Fitch et Osiander, 2004].

d'augmenter considérablement le transfert d'information, puisque le taux de transfert peut excéder le Tbit/s. Ceci est d'autant plus intéressant si l'on considère la communication entre satellites, par exemple. La large bande de fréquences et le fort taux de transmission, comparés à ceux des communications micro-ondes (16 Gbit/s), sont ici des avantages, du moment que le chemin entre deux satellites n'effleure pas l'atmosphère terrestre.

La forte absorption du THz par l'atmosphère peut aussi devenir un atout pour son application aux communications tactiques à courte portée. Cela limite en effet l'interception des transmissions militaires par l'ennemi [Jennifer *et al.*, 2005].

On peut aussi parler des systèmes sans fils tel que le bluetooth ou le wifi. L'utilisation du THz pourrait décupler les taux de transfert existants tout en répondant parfaitement au besoin d'un système individuel à courte portée.

1.2.2 Médecine, biologie et santé

La radiation THz possède la capacité de pénétrer peu profondément dans les matériaux organiques. Cette propriété est plus qu'appréciée dans certains domaines de la médecine et de la biologie. La radiation THz apparaît alors comme une alternative tout à fait favorable à l'étude du vivant car elle est non destructive.

Elle commence à être exploitée par de nombreux groupes à travers le monde sur diverses applications spécifiques telles que le diagnostic de maladies, l'identification d'état structurel

des protéines, les effets des radiations sur des échantillons et des procédés biologiques [Pickwell et Wallace, 2006].

Dans le domaine médical, contrairement au domaine des applications industrielles, c'est la forte absorption par l'eau de la radiation THz qui est mise à profit pour la spectroscopie THz (Fig.1.4) [Gompf et Martin, 2008; Querry *et al.*, 1991].

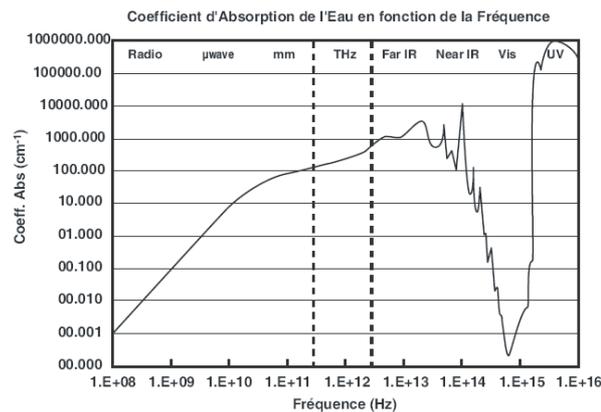


Figure 1.4 : Coefficient d'absorption de l'eau désionisée à 292 K entre 100 MHz et l'ultraviolet (UV) [Querry *et al.*, 1991].

Cette absorption aux fréquences THz témoigne d'une forte interaction entre les échantillons biologiques et les ondes THz. En effet, ces ondes mettent en vibration ou en rotation les molécules polaires d'eau et excitent les liaisons de faibles énergies intermoléculaires (liaison hydrogène, etc.) au sein de l'eau, des protéines, etc. Ces phénomènes sont à la base de la spectroscopie pulsée THz (TPS ou TDS) (*TPS, Time Pulsed Spectroscopy* ou *TDS, Time Domain Spectroscopy*). Nombreuses sont ses applications : par exemple, elle permet une analyse des propriétés optiques des tissus humains, une étude plus approfondie des molécules d'eau, des huiles végétales, des graisses animales, des protéines, de l'os cortical et des molécules cristallines, ces dernières étant très importantes dans le domaine pharmaceutique [Taday, 2004].

L'association des techniques de TPS à l'imagerie a donné naissance à une nouvelle technique développée dans les dernières années et utilisée, par exemple, comme un outil clinique pour la formation d'images médicales : l'imagerie pulsée THz (TPI). L'une des premières applications de la TPI a été la détection des caries dans les dents [Mueller, 2003], mais

elle a aussi été utilisée, entre autres, pour étudier la peau *in vivo* et les cellules cancéreuses. La figure 1.5 propose une image THz d'un carcinome présent sur un tissu mammaire excisé. Ce type d'imagerie THz permettrait donc d'estimer l'extension de la masse tumorale et ses caractéristiques sans besoin d'une coupe histologique [Sherwin *et al.*, 2004; Pickwell et Wallace, 2006].

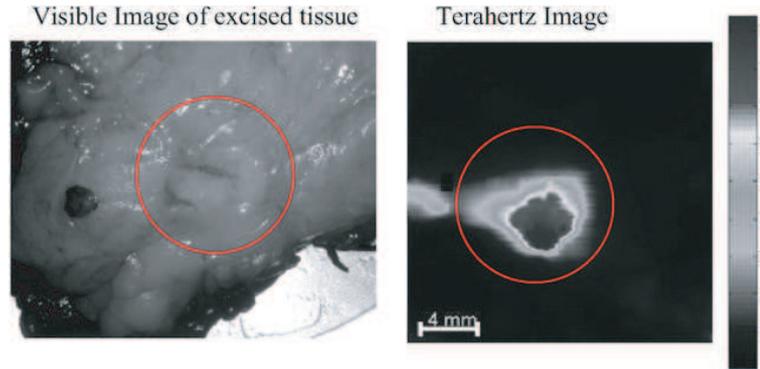


Figure 1.5 : Photographie et image THz d'un carcinome (cerclé) sur un tissu mammaire retiré [Pickwell et Wallace, 2006].

1.2.3 Sécurité

Les différentes propriétés de la radiation THz laissent espérer un bon développement de ses applications dans le domaine de la sécurité [Kemp *et al.*, 2003; Tribe *et al.*, 2004; Shen *et al.*, 2004]. Ces dernières années le potentiel de la détection THz pour la recherche d'armes cachées, d'explosifs, d'agents chimiques et biologiques a présenté un intérêt croissant. Trois facteurs importants ont contribué à cet intérêt. Tout d'abord, le rayonnement THz est transmis à travers la plupart des matériaux non métalliques et non polaires, permettant aux systèmes THz de voir au delà des paquets, cartons ondulés, habillements, chaussures, etc. afin de détecter les matériaux potentiellement dangereux (Fig.1.6 [TeraView-Ltd., 2008]).

Ensuite, nombreux sont les matériaux intéressants pour des applications de sécurité, y compris les explosifs et les agents chimiques et biologiques, ont des spectres caractéristiques dans le domaine THz, et spécialement dans la région 0,5 – 3,0 THz (Fig 1.7 [Federici *et al.*, 2005]). Cela permet à différentes substances d'être détectées, même lorsqu'elles sont isolées dans un paquet ou cachées dans un vêtement [Kemp *et al.*, 2003].

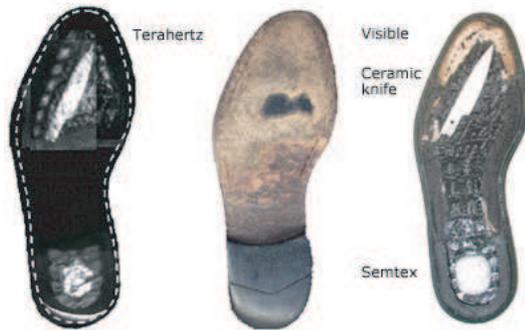


Figure 1.6 : Image THz faite par TeraView Ltd. [TeraView-Ltd., 2008]

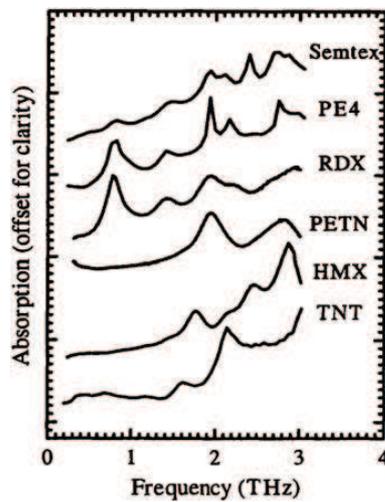


Figure 1.7 : Pics d'absorption de quelques explosifs et drogues dans le domaine THz [Federici *et al.*, 2005].

Enfin, des études préliminaires montrent que le rayonnement THz comporte un risque sanitaire minimal pour un sujet balayé par le système ou pour l'opérateur du système [Berry, 2003; Clothier et Bourne, 2003; Scarfi, 2003]. La radiation THz est en effet non ionisante et peut être utilisée à des niveaux de puissance très faibles (de l'ordre du μW), grâce à la disponibilité de détecteurs à haute sensibilité. Bien que des systèmes utilisant les rayons X soient communément employés pour scanner des bagages (ou autre), ils ne sont pas utilisés sur les êtres vivants pour des raisons évidentes de sécurité. Les passagers ou visiteurs sont alors scannés par un simple détecteur de métaux ce qui limite le champ d'investigation. Le THz apporte ici une solution très attractive et permet d'étendre le champ de détection aux armes contenant une faible quantité de métal, aux armes en céramiques, aux matériaux

explosifs et aux substances chimiques et biologiques [Federici *et al.*, 2005; Kemp *et al.*, 2003]. On peut citer, comme exemple de système de sécurité, un système permettant de scanner les chaussures d'une personne avec la possibilité d'offrir une image révélant une arme blanche en céramique ou un matériau explosif [Woolard *et al.*, 2005]. Il a aussi été réalisé un prototype de détection portatif qui permet de scanner d'une seule main un individu [Woolard *et al.*, 2005].



Figure 1.8 : Système d'imagerie du corps entier développé par L-3 Communications [®].

Une des applications les plus populaires pour la sécurité est le scanner pour aéroport [Kemp *et al.*, 2003]. Depuis les détournements d'avions de cette dernière décennie, l'intérêt du développement de ces scanners est en augmentation. Des nouveaux systèmes sont mis en exploitation dans les aéroports (l'une de ces machines peut être vu dans la figure 1.8) utilisant des fréquences proches de la gamme THz afin d'améliorer la précision et la résolution des images. Ces machines permettent de plus de regarder à travers les vêtements et de détecter des armes ou des drogues. Cette technologie a l'avantage par rapport aux rayons X de pouvoir

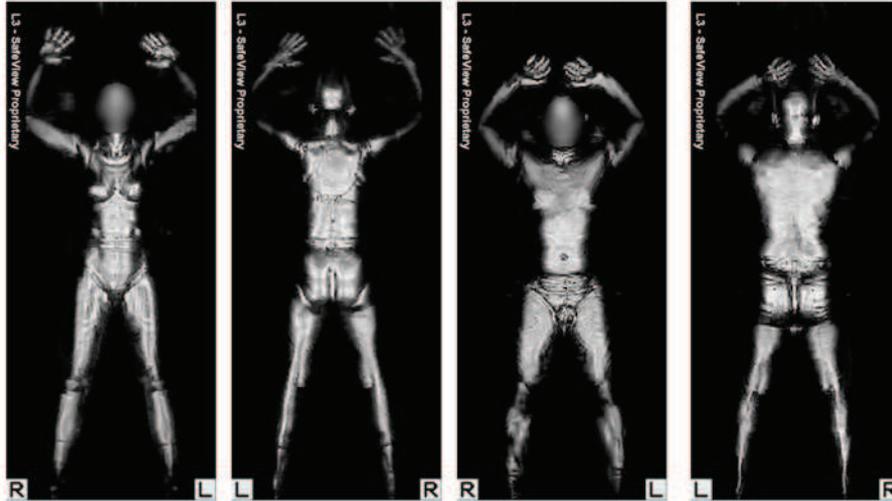


Figure 1.9 : Exemple d'imagerie du corps entier (Etats-Unis Transportation Security Administration Image) : tous les tissus deviennent transparent et rien ne peut être gardé secret.

être capable de distinguer différents types de matériaux. Un exemple d'une image réalisée par cette technique peut être vue sur la figure 1.9.

1.2.4 Sciences de la terre et de l'espace

La technologie THz a aussi un rôle important dans l'étude et le contrôle des conditions de l'environnement de notre planète. Par exemple, un laser émettant à 2,5 THz, installé sur le satellite AURA, a été lancé par la N.A.S.A. (*National Aeronautics and Space Administration*) en 2004. Il va permettre de mesurer la concentration et la distribution du radical hydroxyl (OH^-), composant critique dans le cycle de l'ozone. Ces mesures vont permettre de comprendre l'importance des espèces chimiques dans la destruction de l'ozone dans la stratosphère [Mueller, 2003].

La technologie THz intéresse, depuis longtemps aussi, les astronomes et ils possèdent de ce fait une certaine avance. Les moyens mis en oeuvre par de grands organismes tels que la N.A.S.A. ont permis de mettre en place des systèmes THz pour certains cas spécifiques. Les quelques systèmes mis au point sont des structures uniques très lourdes, tant au point technologique que financier.

La technologie THz a déjà été employée dans des missions ou pour des instrumentations spatiales passées et présentes, et le sera aussi dans le futur [Siegel, 2007]. Un exemple est le satellite astronomique infrarouge AKARI lancé en février 2006. Il contient un télescope de 68,5 cm refroidi à 6 K qui surveille la gamme de longueurs d'ondes de 1,7 à 180 μm (1,6 à 176 THz). Ses objectifs principaux sont l'obtention d'informations permettant de comprendre la formation et l'évolution des galaxies, et l'étude des processus de formation des étoiles et des systèmes planétaires [Siegel, 2007].

Plus récemment le télescope spatial Herschel a vu le jour (figure 1.10). Il est équipé d'un miroir primaire de 3,5 m de diamètre et d'un miroir secondaire. Le système, en plus de ces modules de contrôles et de transmissions, contient un télescope, la chaîne optique dont celle refroidie cryogéniquement, les détecteurs au plan focal et le système cryogénique de refroidissement.

Les instruments à bord d'Herschel sont :

- PACS (Photodetector Array Camera and Spectrometer) : une caméra de bolomètres pour cartographier l'émission infrarouge des grains de poussière ;
- SPIRE (Spectral and Photometric Imaging Receiver) : remplit les mêmes fonctions que PACS mais a de plus grandes longueurs d'ondes, dans l'infrarouge submillimétrique.
- HIFI (Heterodyne Instrument for the Far Infrared) : un spectromètre à haute résolution qui permet l'étude de la chimie de l'Univers à travers les signatures spectrales de la vapeur d'eau par exemple. HIFI est un instrument hétérodyne, c'est-à-dire avec changement de fréquence, qui utilise 6 mélangeurs de types SIS (Semi-conducteur - Isolant - Semi-conducteur) et 1 HEB (Hot Electron Bolometer) pour couvrir toute la bande de 490 à 1250 GHz, puis de 1,4 à 1,7 THz

On estime que la moitié de la luminosité totale dans l'espace ainsi que 98% des photons émis depuis le Big Bang se situent dans les régions submillimétrique et lointain-infrarouge [Mueller, 2003]. Le développement de la technologie THz est donc d'une importance cruciale pour ce domaine d'application qui fait l'objet d'un colloque régulier, intitulé *International Symposium on Space TeraHertz Technology*.



Figure 1.10 : Le télescope spatial Herschel et son miroir de 3,5 m. Vue du cryostat au sein d'Herschel surplombé par les trois instruments de mesures [(ESA), 2009].

1.3 Le futur du TeraHertz

La Fig. 1.11 présente la feuille de route du THz pour plusieurs applications spécifiques [Tonouchi, 2007]. Entre ces applications, nous pouvons remarquer les télécommunications sans fil, dans lesquelles nous aurons sûrement une évolution différente selon que l'on parle de communications à l'extérieur ou à l'intérieur. Dans le domaine des télécommunications sans fil à l'intérieur, qui est techniquement plus facile que l'utilisation extérieure, on devrait avant 2012 – 2014 rejoindre un taux de 40 Gbit s^{-1} et de 10 Gbit s^{-1} pour l'extérieur avec une prévision de 100 Gbit s^{-1} dans les deux cas après 2015.

Dans un autre domaine, celui de la sécurité, comme nous l'avons vu précédemment, nous pouvons déjà détecter les matériaux dangereux et les drogues, mais le défi est maintenant de créer un système mobile, économique et facilement utilisable.

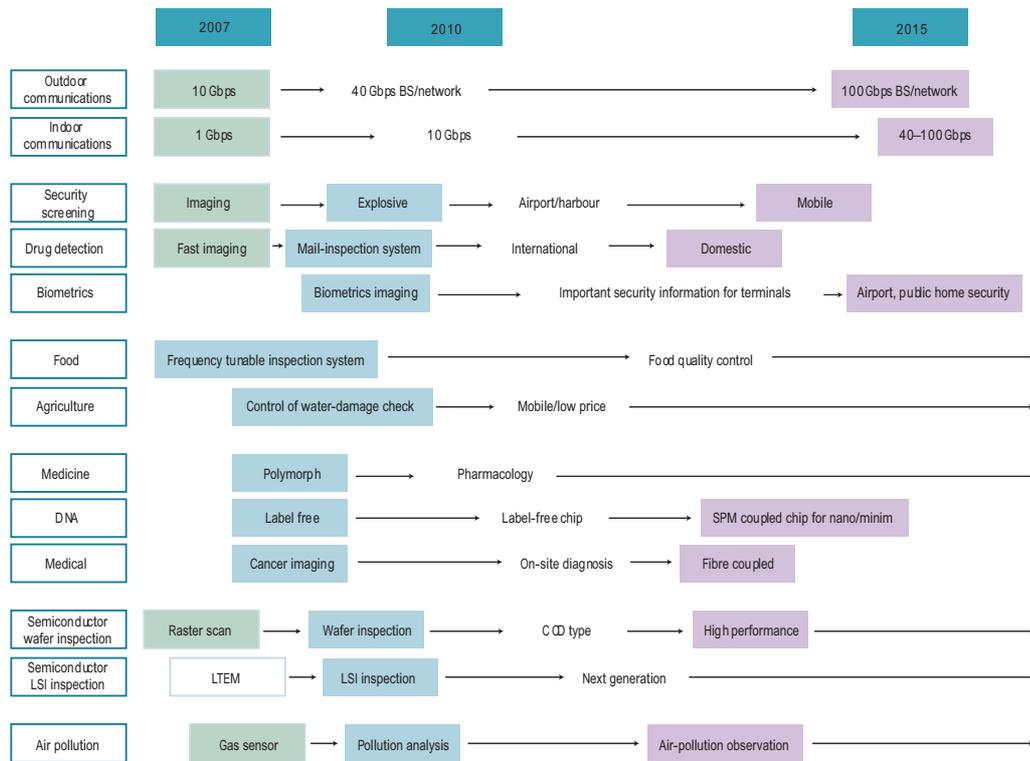


Figure 1.11 : La feuille de route pour certaines applications THz [Schwierz et Liou, 2007].

Le champ d'applications des technologies THz est très vaste et comprend aussi le domaine de la médecine et de la biologie qui demandent des systèmes toujours plus performants. Des outils spéciaux pour la détection THz, comme les puces ADN, sont également nécessaires.

Dans des domaines tels que celui de la nourriture et de l'agriculture, par contre, on constate un besoin d'appareils peu coûteux.

Pour avancer vers ces résultats, nous avons besoin, d'un côté, de sources THz plus performantes, peu coûteuses, intégrables et fonctionnant à température ambiante et, de l'autre, de détecteurs plus sensibles. A la base de tout cela, un grand effort de recherche visant l'étude de nouveaux matériaux et dispositifs, est nécessaire pour rendre possible cet avancement technologique.

1.4 Sources et détecteurs THz

1.4.1 Sources

Le défi majeur et aussi le plus difficile dans le domaine THz est la réalisation d'une source compacte, faible coût, facilement intégrable et fonctionnant à température ambiante. Pourquoi ces difficultés? D'un côté, les sources électroniques traditionnelles à semi-conducteurs sont limitées surtout par les temps de transit des porteurs et par des effets parasites qui causent une chute des performances à haute fréquence. D'autre part, les sources optiques, comme les lasers à semi-conducteurs, doivent fonctionner entre des niveaux d'énergie très proches, de l'ordre de quelque meV, ils ont donc besoin d'être refroidis. Aujourd'hui, les meilleures techniques pour développer des sources THz avec une bonne puissance viennent donc de la conversion de fréquence, vers les hautes fréquences du domaine millimétrique, ou vers les basses fréquences de l'optique ou de l'infrarouge.

Il existe trois approches principales pour développer une source THz :

1. les composants électroniques à semi-conducteur, qui sont déjà largement utilisés à de plus basses fréquences ;
2. le laser à cascade quantique, développé récemment, dont les performances s'améliorent constamment ;
3. la génération optique, qui a été au centre de l'attention dans les dernières décennies.

La figure 1.12 récapitule la puissance d'émission THz, obtenue par différentes méthodes, en fonction de la fréquence [Tonouchi, 2007].

1.4.2 Détecteurs

Une autre partie importante de la recherche sur le THz est constituée par les technologies de détection, qui dans les dernières années ont progressées rapidement [Ferguson et Zhang, 2002; Tonouchi, 2007; Siegel, 2007]. Dans ce domaine, il y a en effet une demande croissante de détecteurs très sensibles car, en l'état actuel des choses, les seules sources disponibles ont une

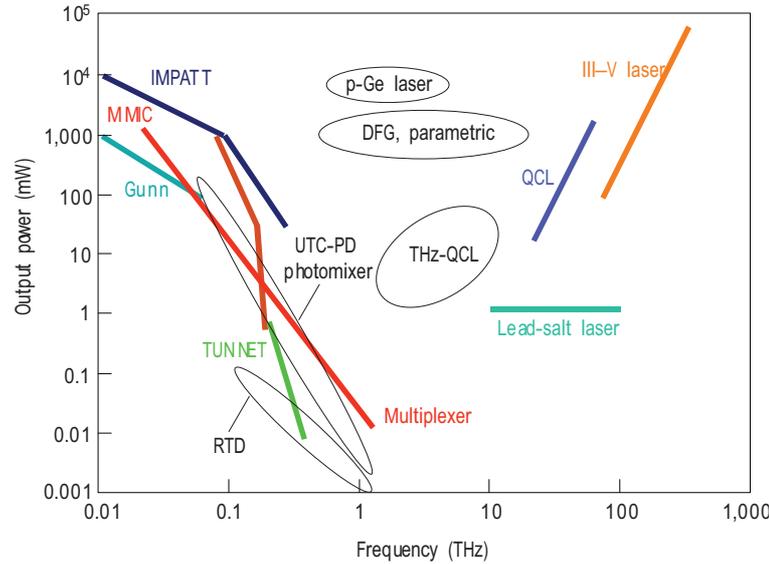


Figure 1.12 : Puissance d'émission THz en fonction de la fréquence. Les lignes entières représentent les sources traditionnelles : IMPATT (*"impact ionisation avalanche transit-time diode"*), MMIC (*"microwave monolithic integrated circuit"*), TUNNET (*"tunnel injection transit time"*), Gunn, QCL (*"quantum cascade laser"*), III-V laser, lead-salt laser (laser PbTe, PbSe, PbS), Multiplexer (un *"Schottky Barrier Diode frequency multiplier"*). Les ovales indiquent les sources plus récentes : UTC-PD (*"uni-travelling-carrier photodiode"*), RTDs (*"Resonant Tunneling Diodes"*), DFG (*"difference frequency generation"*), THz-QCL, pGe laser. Les valeurs pour le TUNNET et le Multiplexer se réfèrent au pic de puissance ; les autres sont données en puissance continue [Tonouchi, 2007].

faible puissance de sortie qui, d'ailleurs, est mélangée avec un bruit thermique relativement élevé.

Aujourd'hui, pour détecter directement un signal THz large bande, on utilise des détecteurs basés sur l'absorption thermique (hélium refroidi et silicium, germanium et bolomètres en InSb), qui ont donc besoin d'un système de refroidissement peu pratique. Ces techniques de détection de par leur refroidissement sont généralement très sensibles mais ne sont pas résolus spectralement.

Dans les applications exigeant une résolution spectrale très élevée, les sondes hétérodynes sont préférées [Hubers, 2008]. La technique de détection hétérodyne est une technique de

conversion de fréquence à l’instar de la multiplication de fréquence. Cette fois-ci l’objectif n’est pas d’augmenter la fréquence mais de la diminuer en réalisant la différence de deux signaux à l’aide d’un composant non linéaire. La détection hétérodyne consiste à transposer l’énergie d’une partie du spectre à plus basse fréquence (dite “intermédiaire”) avant de la détecter. Le signal THz est mélangé sur un élément non linéaire rapide (par exemple une photodiode) avec le rayonnement monochromatique d’un oscillateur local (laser) dont la fréquence est proche de celle du signal de sorte que leur différence soit dans la bande de fréquences intermédiaires (en général dans le domaine radiofréquences). Le composant non linéaire le plus utilisé pour réaliser cette différence est la diode Schottky. Cette technique a l’avantage de fonctionner en régime continu et l’on peut suivre l’évolution de la fréquence détectée en temps réel.

Les transistors nanométriques à ondes de plasma peuvent aussi détecter des ondes THz. Il a été montré que des détecteurs à bande étroite, basés sur la fréquence fondamentale des ondes de plasma dans des transistors à effet de champ, fonctionnent jusqu’à 600 GHz [Knap *et al.*, 2002].

Plusieurs autres exemples de dispositifs employés comme détecteurs dans le domaine du THz sont présents dans la littérature. Par exemple, un détecteur “single-photon” pour des photons THz a récemment été construit par Komiyama [Komiyama *et al.*, 2000]. D’autre part, un mélangeur planaire à diode Schottky a été fabriqué avec succès à 2,5 THz pour des applications spatiales [Gaidis *et al.*, 2000]. De plus, plusieurs structures à supra-conducteurs ont été employées pendant plus de 20 ans. La recherche dans ce domaine a mené à la découverte de bolomètres à supra-conducteurs, notamment le niobium, très sensibles. Le plus employé couramment est le mélangeur à jonction tunnel supraconducteur-isolant-supraconducteur [Dolan *et al.*, 1979]. D’autre part, pour la détection THz pulsée dans les systèmes THz-TDS, des détecteurs cohérents sont nécessaires [Wu et Zhang, 1995].

Enfin, les antennes photoconductrices aussi revêtent un rôle important dans la détection pulsée THz, avec des fréquences détectables au-dessus de 60 THz et une très grande largeur de bande [Kono *et al.*, 2001].

Pour conclure ce paragraphe, nous avons résumé dans le tableau 1.1 certains des plus

importants détecteurs THz. Nous y précisons le NEP (*Noise Equivalent Power*) qui donne une mesure de la sensibilité du détecteur, c'est-à-dire la puissance optique reçue par un détecteur et qui correspond au bruit dans le circuit électronique. D'autre part, nous indiquons aussi, l'accordabilité, la compacité, la température de fonctionnement, le coût sur le marché, et le type de fonctionnement.

Dispositifs	NEP (W/ \sqrt{Hz})	Accordabilité	Compacité	Température (K)	Coût	Continu
Cristal Electro-optique		non	mauvaise	ambiante	moyen	non
Photoconductive antenna		non	mauvaise	ambiante	moyen	non
Bolomètre	$> 10^{-12}$		mauvaise	basse	moyen	oui
Diode Schottky	$10^{-9} - > 10^{-11}$	oui	moyenne	ambiante	faible	oui
Nanotransistor	$< 10^{-10}$	oui	bonne	ambiante	faible	oui

Tableau 1.1 : Tableau récapitulatif des différents détecteurs THz avec les principales caractéristiques [Sabatini, 2009].

Conclusion

L'utilisation de la radiation TeraHertz dans une multitude de secteurs variés est le moteur d'une recherche de pointe dans le monde de l'électronique. En effet, les applications sont prometteuses tant sur le plan de l'imagerie que pour des domaines comme la médecine, l'astronomie, la sécurité et sur le plan du transfert d'informations grâce à ses très hautes fréquences. Nous avons pu constater que, si la communauté scientifique porte un intérêt tout particulier aux radiations électromagnétiques THz, la conception de sources et détecteurs continus, accordables sur une large plage de fréquences, compacts et fonctionnant à température ambiante reste problématique. Les systèmes actuels d'émission et de détection THz sont encombrants et très chers alors qu'une utilisation plus diversifiée de ce rayonnement nécessite l'élaboration de systèmes de petites tailles et surtout de faible coût.

Nous verrons, dans la suite de ce travail, la possibilité d'utiliser les ondes de plasma comme un mécanisme physique à l'origine de la photodétection par un transistor. Exciter les modes de plasma du canal de tels transistors permet un photomélange résonnant, rehaussant sensiblement la photoréponse à des fréquences supérieures au THz. De la même manière, nous verrons que ces résonances peuvent être exploitées pour l'émission de champ THz.

Chapitre 2

Protocole expérimental

Sommaire

Introduction	24
2.1 Le transistor HEMT	25
2.1.1 Principe de fonctionnement du transistor HEMT	25
2.1.2 Structure d'un transistor HEMT	27
2.2 Transistors à haute mobilité électronique de la filière InP	28
2.2.1 Procédés de fabrication	28
2.2.2 Description des masques	31
2.2.3 Notion de stabilité des transistors Haute Fréquence	32
2.3 Les ondes de plasma	39
2.3.1 Les ondes de plasma bidimensionnel sous grille	39
2.3.2 Effet du courant Drain-Source	53
2.3.3 Mécanisme de redressement	53
2.4 Dispositifs expérimentaux	55
2.4.1 Dispositif de spectroscopie	55
2.4.2 Dispositif pour l'émission	57
2.5 Le modèle hydrodynamique pseudo-2D	58
Conclusion	65

Introduction

Les technologies intégrées ont constamment évolué depuis le premier transistor mis au point par Shockley en 1947. L'exploration de différents types de substrat autre que le silicium a permis cette évolution et notamment la filière à base de matériaux III-V. Les transistors de type MESFET (MEtal-Semiconductor Field Effect Transistor) sont les premiers transistors à avoir été intégrés dans la filière GaAs. Le Transistor HEMT (High Electron Mobility Transistor) a été conçu et réalisé par Fujitsu au Japon et par Thomson en France en 1980 [Mimura et al., 1980 ; Delagebeaudeuf et al., 1980]. Il a rapidement apporté des performances supérieures au MESFET classique et a donc supplanté rapidement ce dernier dans la conception de circuits hyperfréquences intégrés [Mishra et al., 1985] et digitaux [Pei et al., 1984]. Il possède de plus, un faible niveau de bruit, caractéristique essentielle pour des applications telles que la réalisation d'amplificateur [Mishra et al., 1985]. Les performances du HEMT sont principalement dûes à la technique de modulation de dopage. Les électrons sont injectés directement dans le canal, formant ainsi un gaz bidimensionnel d'électrons dans un matériau dépourvu d'impuretés. Des travaux récents ont mis à jour la possibilité d'utiliser les oscillations des ondes de plasma dans les transistors HEMT pour la détection [M. Dyakonov et al, 1996] et pour l'émission [T. Otsuji et al, 2006 ; A. El Fatimy et al, 2010] de radiations THz. Nous reviendrons sur ces points dans le chapitre suivant. Dans ce chapitre, nous expliquerons le fonctionnement physique du HEMT, nous présenterons sa structure élémentaire et les conditions de stabilité nécessaires pour utiliser le transistor. Nous décrirons le modèle analytique de Dyakonov et Shur, nous permettant de présenter les instabilités de plasma appliquées à l'émission et la détection THz. Nous présenterons les bancs expérimentaux et le protocole mis en place pour étudier les ondes de plasma dans les transistors FET et la possibilité d'essayer d'utiliser ces ondes de plasma pour la réalisation d'un émetteur THz. Enfin, nous présenterons le modèle hydrodynamique pseudo-2D développé au sein de notre groupe pour comprendre et analyser les effets physiques des ondes de plasma.

2.1 Le transistor HEMT

2.1.1 Principe de fonctionnement du transistor HEMT

Le principe de fonctionnement du HEMT est similaire à celui d'un transistor à effet de champ à grille Schottky de type MESFET. Une électrode de commande appelée "Grille" permet par une action électrostatique de moduler la conductance dans un canal fermé par deux contacts ohmiques appelés "Source" et "Drain". La variation de cette conductance est proportionnelle au nombre de porteurs libres dans le canal, et donc au courant entre source et drain.

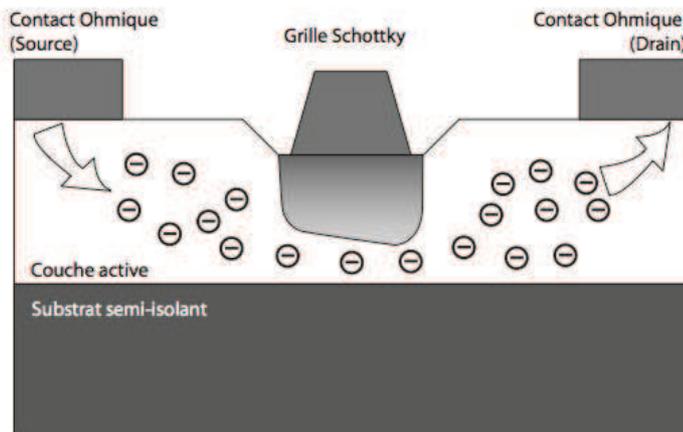


Figure 2.1 : Structure du MESFET [Millithaler, 2006].

La particularité du transistor présenté en figure 2.1 se trouve dans son contact métal/semiconducteur de grille, que l'on nomme Schottky en référence au modèle qui régit son fonctionnement. Le comportement électrique de ce contact est celui d'une diode. En polarisation inverse, cette jonction se comporte comme un condensateur.

La figure 2.2 représente une caractéristique typique du courant de drain en fonction de la tension drain-source pour des tensions de grille négatives.

Les transistors MESFET ont pour inconvénient que la mobilité des électrons est limitée dans la jonction métal-semiconducteur par les impuretés des atomes introduits pour doper la couche. Il est donc préférable d'avoir un flux d'électrons se déplaçant dans une couche semiconductrice non dopée, où le taux d'impureté est faible et le taux de collision ne trouble

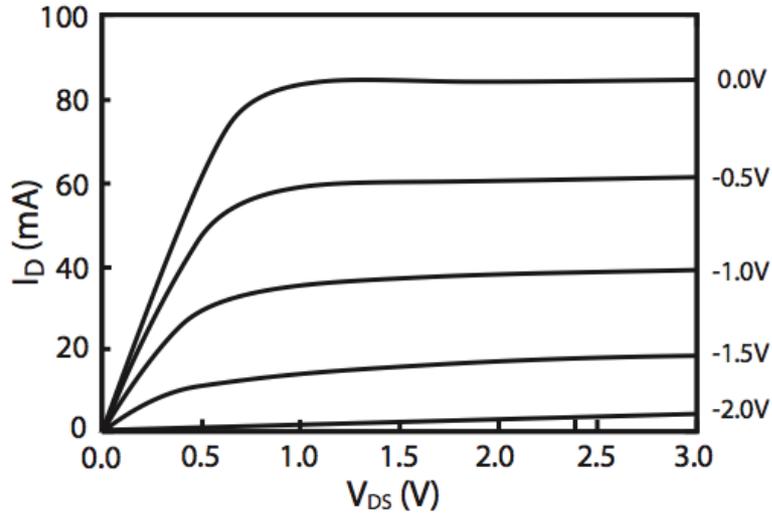


Figure 2.2 : Caractéristique $I_{Ds}(V_{Ds})$ pour différentes tension de V_{Gs} .

pas leurs déplacements.

Les transistors de type HEMT se constituent d'une couche dopée (δ -doping) adjacente à une couche non dopée. Les électrons sont fournis par le δ -doping, mais le flux d'électrons se produit dans la couche non dopée. Ceci est possible car la discontinuité des *gaps* entre les deux matériaux fait que les électrons fournis par le plan de dopage (δ -doping) restent confinés dans un puits quantique. Les électrons sont énergétiquement contraints de rester proches de la frontière entre les deux matériaux formant ainsi un gaz d'électrons à deux dimensions (2DEG). Ceci a donné lieu à l'acronyme TEGFET (Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor). La structure physique d'un HEMT de la filière InP est présentée sur la figure 2.3. Une très fine couche non dopée, l'espaceur, est incluse entre la couche dopée et la couche non dopée. Cette couche permet d'isoler les atomes donneurs d'électrons du δ -doping des électrons du canal dans la couche non dopée. Naturellement, plus cette couche est épaisse, meilleure est l'isolation du canal, mais trop épaisse elle peut freiner le transfert des électrons de la couche donneuse vers le canal. Enfin, une couche fortement dopée (*cap-layer*) est déposée sur la couche Schottky pour faciliter la fabrication de contacts ohmiques.

2.1.2 Structure d'un transistor HEMT

La structure d'un HEMT est présentée sur la figure 2.3. Elle est constituée essentiellement de trois matériaux différents : le substrat, un matériau à grand *gap* et un matériau à petit *gap*. On retrouve les électrodes de source, grille et drain, communes au MESFET.

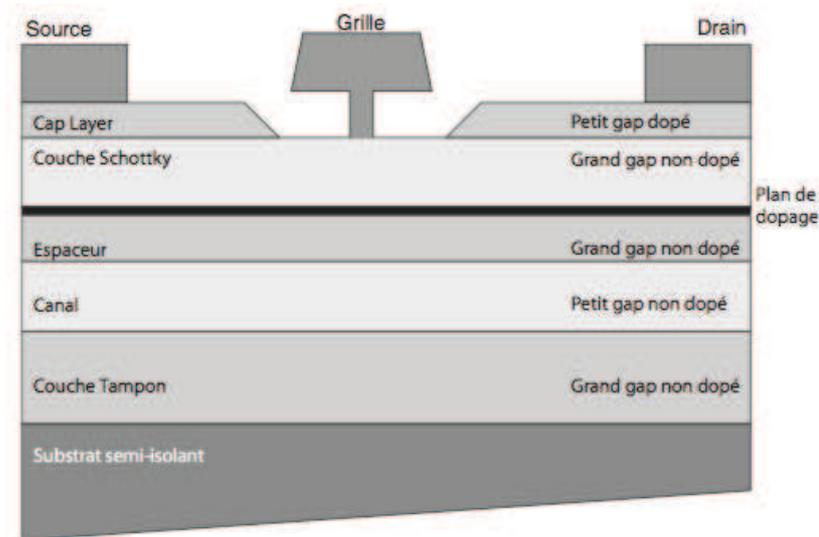


Figure 2.3 : Structure d'un transistor HEMT.

Cette structure est définie comme suit :

- La couche superficielle (appelée *cap-layer*) est formée par un matériau de faible bande interdite et permet la réalisation des contacts ohmiques de source et de drain. Cette couche est généralement fortement dopée afin de diminuer la valeur des résistances de contact.
- La couche à grand *gap* non dopée est destinée à la réalisation du contact Schottky de grille, qui est déposée après gravure du *cap-layers*, (fossé de grille ou *recess*). Cette couche permet le contrôle de la densité de porteurs dans le canal.
- Le plan de dopage formé par une couche très mince (<1 nm) de matériau à grand *gap* dopée qui a pour rôle de fournir les électrons libres à la structure : c'est la couche donneuse. Ce dopage, pouvant être volumique, est généralement réalisé par un plan de dopage silicium. Il est nommé " δ -doping".

-
- Vient ensuite l'espaceur (*spacer*), une couche de matériau à grand *gap* non intentionnellement dopée (nid), permettant de séparer les atomes donneurs d'électrons du δ -doping, des électrons du canal. Plus cette couche sera épaisse, meilleure sera la mobilité des électrons dans le canal [Hirakawa et Sakaki, 1984]. A l'inverse, le transfert des électrons de la couche donneuse dans le canal est favorisé par un espaceur fin.
 - Le canal est constitué d'un matériau à petit *gap* non intentionnellement dopé. Cette couche, importante dans la mesure où elle reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons, déterminera les performances du composant à travers les propriétés de transport des électrons dans le matériau.
 - Une couche tampon, communément appelée buffer, permet d'améliorer le confinement des électrons dans le canal en réduisant l'injection des porteurs vers le substrat. Cette couche permet également d'avoir un matériau de base de bonne qualité cristallographique nécessaire à la croissance des autres couches [Morkoç et al., 1982].
 - Enfin, le substrat semi-isolant est un matériau binaire qui identifie la filière (GaAs, InP).

2.2 Transistors à haute mobilité électronique de la filière InP

L'ensemble de la technologie a été effectué par l'équipe de S. Bollaert à l'Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) de Lille. La technologie est constituée de deux phases principales : la réalisation des épitaxies et la fabrication des dispositifs sur ces épitaxies.

2.2.1 Procédés de fabrication

a. Fabrication des hétérostructures

Un paramètre important dans les conditions de détection résonnante par les ondes plasma est, d'après la théorie de Dyakonov et Shur, la mobilité des électrons du gaz bidimensionnel. Nous avons choisi l'hétérostructure InAlAs/InGaAs, qui représente le meilleur compromis entre haute mobilité et maturité de la technologie. Deux types d'hétérostructure ont été réalisés (tableau 2.1) : une hétérostructure adaptée en maille sur substrat d'InP (taux d'indium

de 53% dans le canal conducteur InGaAs) et une hétérostructure pseudomorphique sur InP. Dans ce dernier cas, le taux d'indium est fixé à 75%, plus le pourcentage d'indium est élevé meilleure est la mobilité des porteurs. Le taux d'indium influence aussi l'énergie de bande interdite de l'InGaAs, et donc les conditions d'absorption des lasers utilisés.

(a)			
100 Å	InGaAs	In = 53%	$6 * 10^{18}/cm^3$
120 Å	InAlAs	In = 52%	
δ -doping		Si $5 * 10^{12}/cm^2$	
50 Å	InAlAs	In = 52%	
150 Å	InGaAs	In = 53%	
2000 Å	InAlAs	In = 52%	
(b)			
100 Å	InGaAs	In = 53%	$6 * 10^{18}/cm^3$
120 Å	InAlAs	In = 52%	
δ -doping		Si $5 * 10^{12}/cm^2$	
50 Å	InAlAs	In = 52%	
150 Å	InGaAs	In = 75%	
2000 Å	InAlAs	In = 52%	

Tableau 2.1 : (a) hétérostructure InAlAs/InGaAs adaptée en maille sur substrat d'InP. (b) hétérostructure InAlAs/InGaAs pseudomorphique sur substrat d'InP.

Les hétérostructures ont été réalisées par épitaxie par jets moléculaires dans un bâti RIBER32P à sources gazeuses. Les substrats InP utilisés ont un diamètre de 2 pouces. Les couches sont constituées d'une couche tampon d'InAlAs de 2000 Å, d'un canal InGaAs de 150 Å dont le taux d'indium est respectivement de 53% et de 75% pour les structures adaptées en maille et pseudomorphique, d'un espaceur d'InAlAs de 50 Å, d'un plan de dopage de silicium, d'une couche de contact Schottky de 120 Å et d'une couche de contact ohmique de 100 Å d'épaisseur.

b. Description des étapes de technologie

Le procédé de fabrication est basé sur une technologie dite “nitrure” développée à l’IEMN. Un des points clés de la technologie d’un HEMT nanométrique est la réalisation de la grille. Le profil de cette grille doit être en T, afin de conserver une résistance de grille suffisamment faible, ce qui impose un pied de grille plus réduit. Cette configuration est schématisée sur la figure 2.4 . Cette grille est définie en deux étapes (i) la définition du pied de grille au travers de la couche de nitrure de silicium (ii) la définition du haut de grille et métallisation du contact Schottky.

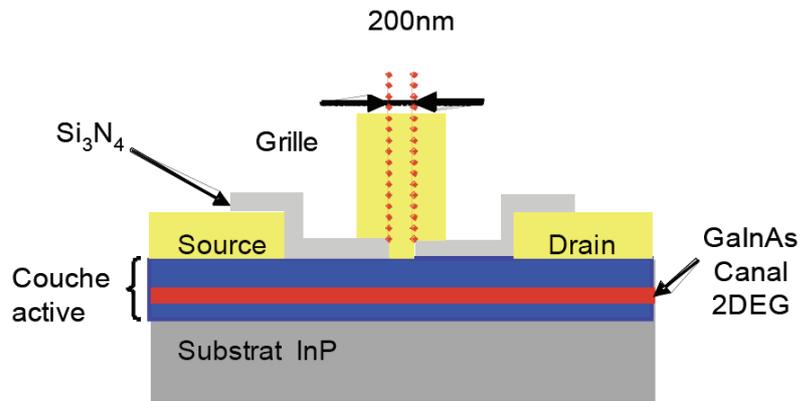


Figure 2.4 : Coupe transversale d’un HEMT avec la technologie utilisée de type nitrure.

La fabrication des composants est effectuée suivant les étapes technologiques suivantes :

- Marques d’alignement et contacts ohmiques
- Isolation mesa
- Ouverture nitrure de silicium pour prise de plot de contact
- Plot d’épaississement
- Dépôt de nitrure de silicium
- Fabrication du contact Schottky
 - Ouverture du pied de grille
 - Définition du haut de grille
 - *Recess* et métallisation de grille

2.2.2 Description des masques

Un exemple de masque réalisé est donné figure 2.5. Il est constitué de trois zones principales : une zone de test, une zone de HEMTs à trois contacts et une zone de HEMTs à accès coplanaire.

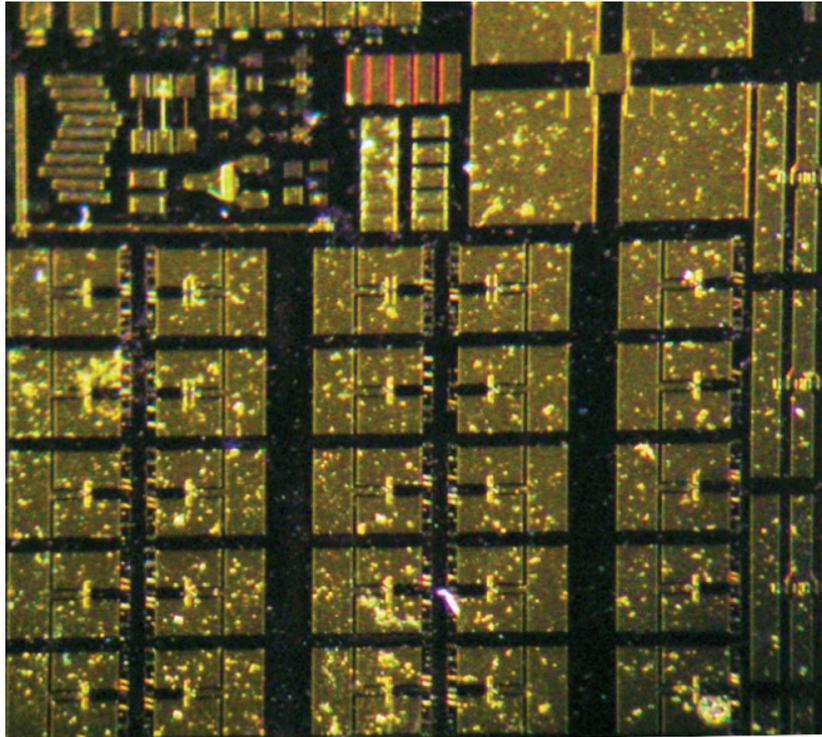


Figure 2.5 : Exemple de masque réalisé.

Dans la zone de test, on retrouve les motifs standards de test : échelle de résistance pour mesure de résistance de contact ohmique, de la résistance carrée (basé sur la “Transfer Line Method”), un trèfle de Hall, une échelle d’isolation pour vérifier la qualité du Mesa, et des motifs pour l’alignement optique.

La zone de transistors est constituée de HEMTs à deux doigts de grille de largeur totale $W=2 \times 50 \mu\text{m}$, $2 \times 25 \mu\text{m}$. Les longueurs de grille sont de 200, 400, 800 et 1500 nm.

Le masque forme une grille de transistor où les colonnes codent les largeurs de grille et les lignes, les longueurs de grille. Les colonnes sont numérotées de 1 à 8 et les lignes de A à F. Nous avons comme exemple le transistor ayant les coordonnées B7 qui représente un

transistor de largeur de grille $W=2 \times 25 \mu\text{m}$ et de longueur de grille 400 nm.

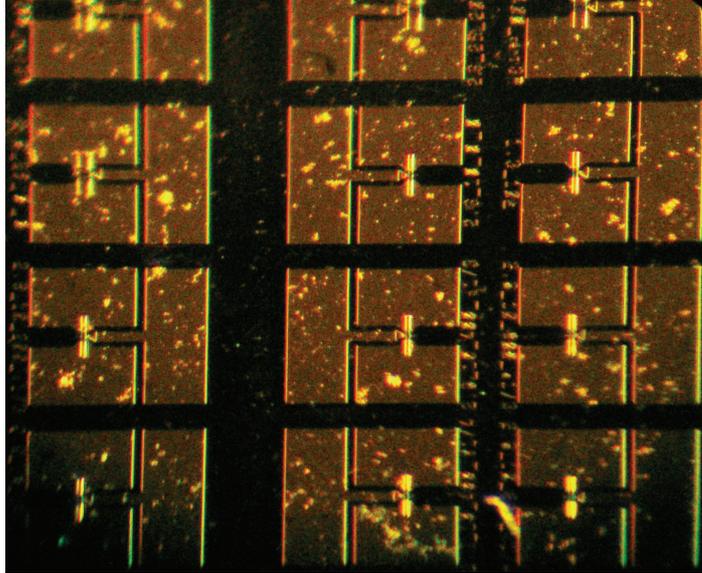


Figure 2.6 : image d'une série de transistors à trois accès.

Pour l'ensemble de ces composants, les longueurs de grille sont de 200, 400, 800 et 1500 nm ce qui doit permettre un fonctionnement des dispositifs autour du THz.

2.2.3 Notion de stabilité des transistors Haute Fréquence

Un point critique pour les mesures effectuées dans le cadre de ce travail concerne la stabilité des transistors. En effet, il est important de s'assurer que les transistors fonctionnent en conditions de stabilité électrique.

Pour cela, la Figure 2.7 définit l'ensemble des notations que nous allons utiliser dans ce paragraphe. Le transistor est connecté par un générateur d'impédance interne Z_S et il est chargé par une impédance Z_L .

Les ondes V_1^+ , V_1^- , V_2^+ et V_2^- sont les ondes entrantes et sortantes du transistor. On définit 4 coefficients de réflexion par rapport à une impédance de référence Z_0 , au niveau des plans de référence P_1 et P_2 .

En se plaçant en entrée et en regardant vers le transistor : du plan d'entrée, on voit une impédance d'entrée Z_{in} . On lui associe le coefficient de réflexion Γ_{in} :

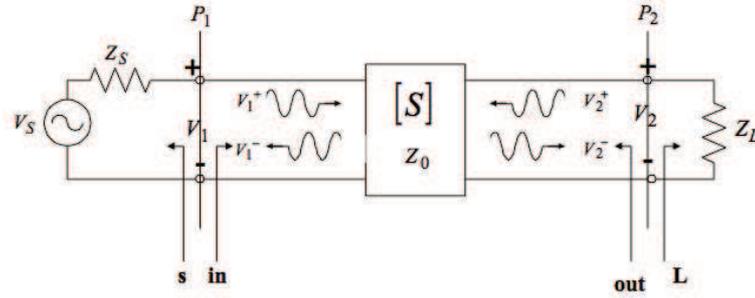


Figure 2.7 : Paramètres décrivant les ondes entrantes et sortantes du transistor.

$$\Gamma_{in} = \frac{V_1^-}{V_1^+} = \frac{Z_{in} - Z_0}{Z_{in} + Z_0} \quad (2.1)$$

En tournant le dos au transistor, on voit une impédance de la source Z_S . On lui associe le coefficient de réflexion Γ_S :

$$\Gamma_S = \frac{V_1^+}{V_1^-} = \frac{Z_S - Z_0}{Z_S + Z_0} \quad (2.2)$$

En se plaçant en sortie et en regardant le transistor on voit une impédance d'entrée Z_{out} . On lui associe le coefficient de réflexion Γ_{out} :

$$\Gamma_{out} = \frac{V_2^-}{V_2^+} = \frac{Z_{out} - Z_0}{Z_{out} + Z_0} \quad (2.3)$$

En tournant le dos au transistor, on voit une impédance de charge Z_L . On lui associe le coefficient de réflexion Γ_L :

$$\Gamma_L = \frac{V_2^+}{V_2^-} = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (2.4)$$

En utilisant maintenant les paramètres S du transistor les expressions Γ_{in} et Γ_{out} deviennent :

$$\Gamma_{in} = S_{11} + \frac{S_{21}S_{12}\Gamma_L}{1 - S_{22}\Gamma_L} \text{ et } \Gamma_{out} = S_{22} + \frac{S_{21}S_{12}\Gamma_S}{1 - S_{11}\Gamma_S} \quad (2.5)$$

Afin de pouvoir réaliser des mesures correctes et reproductibles sur un même échantillon il ne faut pas que le transistor oscille spontanément. Le transistor de la figure 2.7 oscille si l'impédance des ports d'entrée et de sortie est négative. Cela implique $|\Gamma_{in}| > 1$ ou $|\Gamma_{out}| > 1$.

Comme Γ_{in} et Γ_{out} dépendent des impédances vues par le transistor en entrée et en sortie, la stabilité du transistor va dépendre de Γ_S et Γ_L . Dans notre configuration, les charges vues par le transistor d'un point de vue alternatif en entrée et en sortie sont passives donc $|\Gamma_L| \leq 1$ et $|\Gamma_S| \leq 1$.

La condition de stabilité est également dépendante de la fréquence. On peut considérer deux types de stabilité :

1) La stabilité inconditionnelle : les coefficients de réflexion Γ_{in} et Γ_{out} sont inférieurs à 1 pour toute charge passive et toute impédance de source (aucune condition sur Z_L et Z_S).

2) La stabilité conditionnelle : les coefficients de réflexion sont inférieurs à 1 pour une gamme de charges passives et d'impédance de source.

Afin d'étudier la stabilité, on utilise les expressions 2.5 et on recherche les conditions que doivent satisfaire Γ_S et Γ_L pour que le transistor soit stable soit :

$$|\Gamma_{in}| = \left| S_{11} + \frac{S_{21}S_{12}\Gamma_L}{1 - S_{22}\Gamma_L} \right| < 1 \quad (2.6)$$

et

$$|\Gamma_{out}| = \left| S_{22} + \frac{S_{21}S_{12}\Gamma_S}{1 - S_{11}\Gamma_S} \right| < 1 \quad (2.7)$$

Pour trouver les gammes d'impédance Γ_S et Γ_L qui satisfont les conditions des équations 2.6 et 2.7, on trace les cercles de stabilité à l'entrée et la sortie. Ces cercles représentent l'ensemble des valeurs de Γ_L donnant la valeur critique de $|\Gamma_{in}| = 1$ et l'ensemble des valeurs de Γ_S donnant la valeur critique $|\Gamma_{out}| = 1$. Ces cercles de stabilité définissent les limites entre les régions d'impédance stables et potentiellement instables du transistor. Les équations 2.6 et 2.7 nous permettent de trouver les cercles de stabilité en fonction des paramètres S du transistor en sortie et en entrée [Pozar, 1998].

Soit pour le centre C_{SL} et le rayon R_{SL} du cercle de stabilité en sortie :

$$C_{SL} = \frac{(S_{22} - \Delta S_{11}^*)^*}{|S_{22}|^2 - |\Delta|^2} \text{ et } R_{SL} = \left| \frac{S_{12}S_{21}}{|S_{22}|^2 - |\Delta|^2} \right| \quad (2.8)$$

avec $\Delta =$ déterminant de la matrice S , et pour le centre C_{SS} et le rayon R_{SS} du cercle de stabilité en entrée :

$$C_{SS} = \frac{(S_{11} - \Delta S_{22}^*)^*}{|S_{11}|^2 - |\Delta|^2} \text{ et } R_{SS} = \left| \frac{S_{12}S_{21}}{|S_{11}|^2 - |\Delta|^2} \right| \quad (2.9)$$

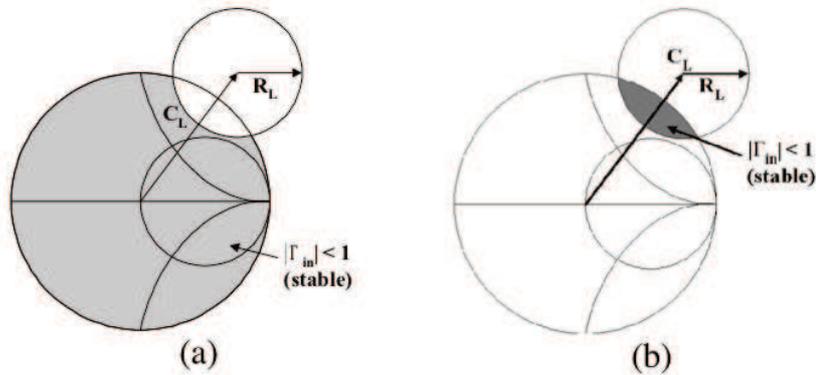


Figure 2.8 : Cercle de stabilité conditionnelle en sortie dans le cas (a) $|S_{11}| < 1$ et (b) $|S_{11}| > 1$.

La figure 2.8 représente les cercles de stabilité conditionnelle en sortie du transistor pour les cas où (a) $|S_{11}| < 1$ et (b) $|S_{11}| > 1$. Il vient alors d'après l'équation 2.5, $|\Gamma_{in}| = |S_{11}|$ si $\Gamma_L = 0$. Alors si $|S_{11}| < 1$, le centre de l'abaque de Smith appartient à la zone de stabilité et si $|S_{11}| > 1$ alors le centre de l'abaque de Smith appartient à la zone d'instabilité.

Pour avoir une stabilité inconditionnelle, il faut répondre aux conditions suivantes :

- En entrée :

$$|R_{SL} - |C_{SL}|| > 1 \quad (2.10)$$

- En sortie :

$$|R_{SS} - |C_{SS}|| > 1 \quad (2.11)$$

Lorsque l'on cherche à traduire les équations précédentes afin d'établir un critère de stabilité inconditionnelle, on obtient les inégalités suivante $K > 1$ et $|\Delta| < 1$. Avec K , appelé le facteur de Rollet défini par :

$$K = \frac{1 + |\Delta|^2 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2}{2|S_{12}||S_{21}|} \quad (2.12)$$

Dans les autres cas, il faudra étudier la façon dont évoluent les cercles de stabilité dans la gamme de fréquence d'utilisation.

Dans le cas de nos transistors, nous avons vérifié les conditions de stabilité nous permettant de protéger nos transistors. Pour cela nous avons réalisé les mesures de paramètres S à l'analyseur de réseau vectoriel dans la gamme de fréquence de 40 MHz – 40 GHz pour les transistors polarisés au point de fonctionnement utilisé pour l'étude.

Avec ces paramètres S nous avons à l'aide du logiciel ADS (Advanced Design System) de la société AGILENT calculé et tracé les cercles de stabilité en entrée et en sortie ainsi que le facteur de Rollet et le $|\Delta|$. Nous avons vérifié la stabilité de tous les types de transistor. Pour cela nous avons utilisé le schéma de simulation de la figure 2.9.

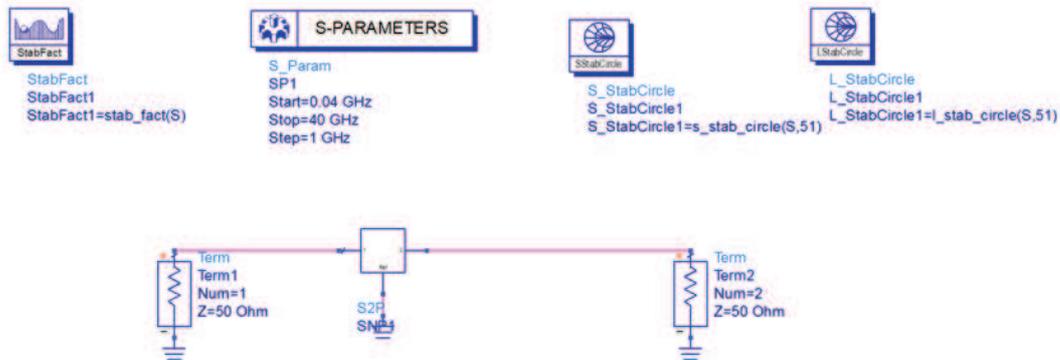


Figure 2.9 : Schéma de simulation utilisé pour calculer et tracer l'étude de stabilité des transistors.

Nous pouvons voir sur le schéma de simulation la boîte "3 ports" utilisée pour simuler le transistor, auquel est associé les paramètres S mesurés à l'analyseur de réseau vectoriel. Le transistor est chargé en entrée et en sortie par des charges 50Ω qui reflètent les conditions de mesure des paramètres S . La simulation utilise une boîte d'excitation en fréquence appelée

“S-PARAMETERS” qui permet de définir la gamme de fréquence de travail de 40 MHz à 40 GHz et l’ensemble des boîtes de simulation comme les cercles de stabilité en entrée et en sortie et la calcul du facteur de Rollet.

Les figures 2.10 et 2.11 présentent les résultats obtenus pour des transistors de longueur de grille de respectivement 400 nm et 50 nm.

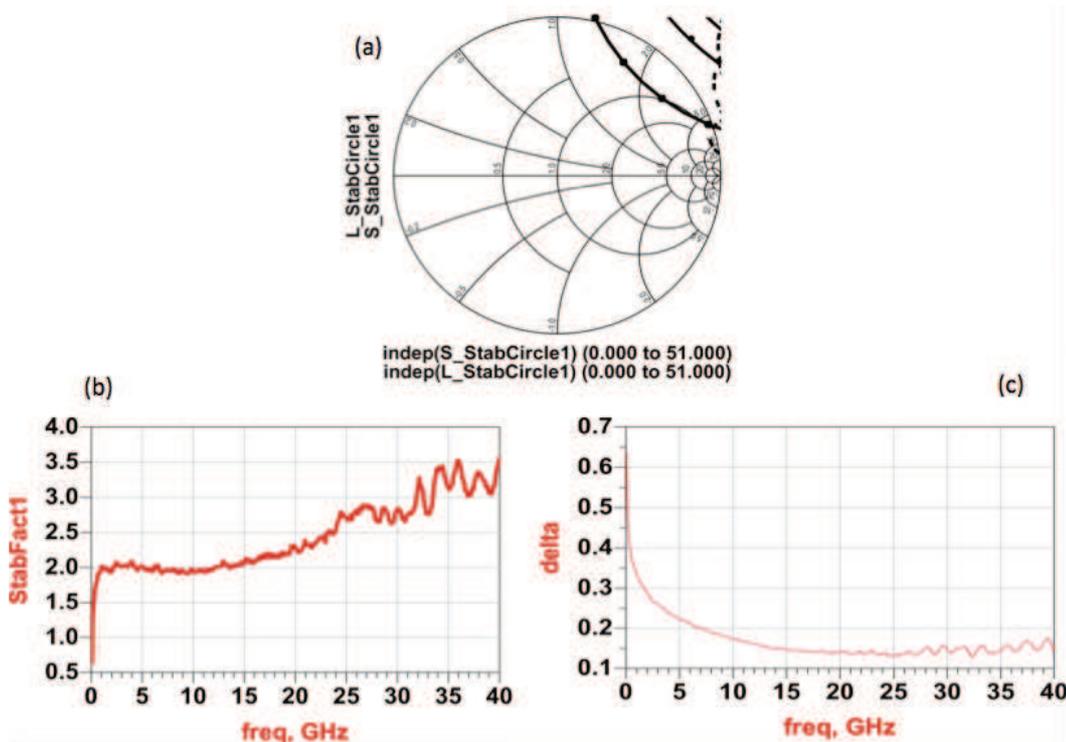


Figure 2.10 : Résultat des calculs de stabilité pour un transistor HEMT de 400 nm de longueur de grille. (a) Tracé des cercles de stabilité en sortie (traits plein), en entrée (traits en pointillé). (b) Calcul du facteur de Rollet. (c) Calcul du module de Δ .

Ces résultats nous montrent que le tracé des cercles de stabilité (figure 2.10 et 2.11 (a)) emprunte que très peu l’abaque de Smith et l’impédance réelle de 50Ω n’est englobée dans aucun des cercles. Ceci est confirmé par le tracé du facteur K quasiment toujours supérieur à 1, à l’exception des très basses fréquences de l’ordre de la centaine de mégahertz, courbe (b) des figures 2.10 et 2.11 et le tracé du module de Δ qui est également toujours inférieur à 1, courbe (c) des figures 2.10 et 2.11.

Ces résultats nous permettent de conclure que pour une bonne protection des transistors

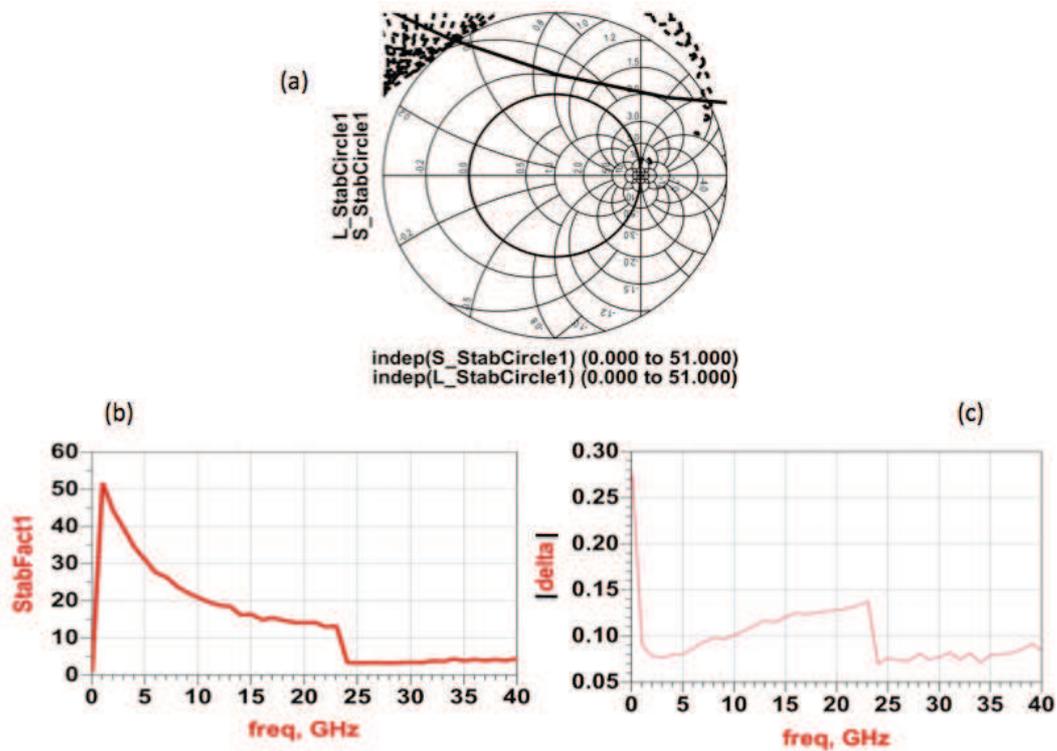


Figure 2.11 : Résultat des calcul de stabilité pour un transistor HEMT de 50 nm de longueur de grille. (a) représente le tracé des cercles de stabilité en sortie traits plein et en entrée traits pointillé. (b) représente le calcul du facteur de Rollet et (c) est le calcul du module de Δ .

et pour éviter toute oscillation dans la gamme des hyperfréquences nous pouvons et nous devons charger les transistors d'un point de vue dynamique sur une charge de 50Ω réelle, qui est le centre de l'abaque de Smith.

2.3 Les ondes de plasma

2.3.1 Les ondes de plasma bidimensionnel sous grille

Les premières études décrivant le phénomène d'onde de plasma est le modèle analytique réalisé par Dyakonov et Shur [Dyakonov et Shur, 1993a]. L'étude de ce modèle a pour nous un intérêt évident, puisqu'il va nous permettre de détailler le raisonnement et les calculs nécessaires à son élaboration et donc de comprendre la physique des ondes de plasma. Dans cette sous section nous allons présenter les hypothèses, les limites et les calculs du modèle afin d'en présenter une interprétation physique.

a. Ondes de plasma dans les transistors à effet de champ

Les grandeurs caractéristiques des ondes pouvant prendre place dans le gaz d'électron bidimensionnel du canal d'un FET sont la vitesse de phase et les modes. Ce sont les grandeurs que nous allons étudier dans l'étude d'une structure plus simple qu'un FET réel, mais qui va nous permettre néanmoins de décrire bon nombre des phénomènes présents dans les oscillations de plasma.

Hypothèses du modèle

Les hypothèses suivantes ont été utilisées par Dyakonov et Shur pour établir leur modèle :

- Un transport source - drain balistique à température ambiante.
- Le principe de Pauli et la quantification des niveaux d'énergie dans le canal ne sont pas pris en compte.
- Le transistor FET fonctionne en zone ohmique de sa caractéristique courant-tension. Cela implique que les grandeurs physiques mis en jeu sont uniformes tout au long du canal.
- La densité de porteurs dans le canal est uniquement contrôlé par la grille. C'est l'approximation du canal graduel.
- Le système est considéré unidimensionnel (fig. 2.12). Afin de maintenir des ondes de plasma dans le canal des conditions aux limites sont appliqués par l'utilisation d'une

source de tension sur la Source du transistor et l'utilisation d'une source de courant sur le Drain.

Une source de tension permet aussi d'appliquer une tension grille canal et ainsi contrôler les fréquences d'oscillation des ondes de plasma. La source de courant sur le drain permet une amplification de ces oscillations.

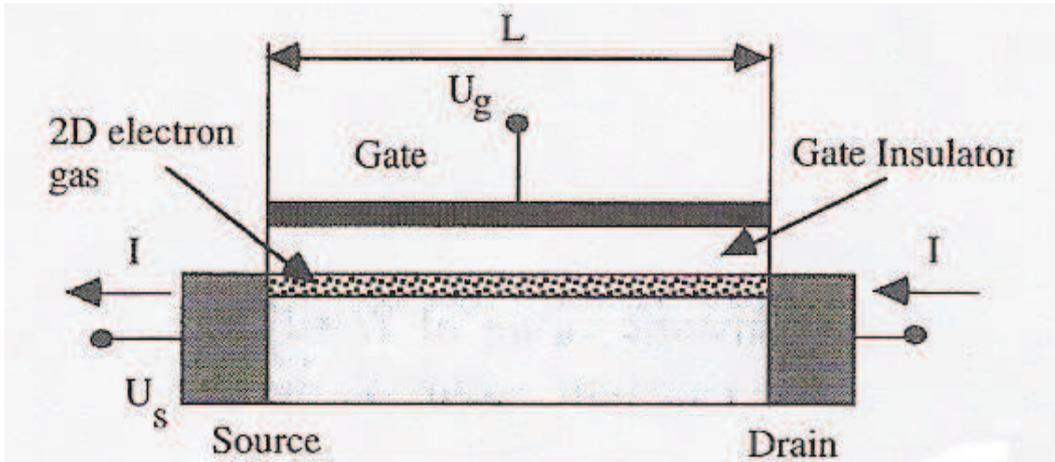


Figure 2.12 : Schéma de transistor à effet de champ utilisé dans le modèle Dyakonov-Shur.

Equations fondamentales

La densité surfacique de porteurs est supposée donnée par l'approximation du canal graduel :

$$n_s = \frac{CU}{e} \quad (2.13)$$

où C la capacité de grille par unité de surface et $U(x, t) = V_g - V(x, t) - V_{th}$ la tension grille-canal locale ($V(x, t)$ le potentiel en un point x du canal, V_{th} étant la tension de seuil et V_g la tension grille source) et e la charge de l'électron.

Avec, l'équation d'Euler régissant la vitesse moyenne qui est :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{e}{m^*} \frac{\partial U}{\partial x} \quad (2.14)$$

où $v(x, t)$ est la vitesse locale des électrons et m^* leur masse effective.

En utilisant l'équation 2.13 et en l'injectant dans l'équation de continuité en électrons, on obtient :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(Uv)}{\partial x} = 0 \quad (2.15)$$

Relation de dispersion

Nous cherchons des solutions sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \underline{U}(x, t) = U_0 + \underline{u}_1 \cdot e^{-i(\omega t - kx)} \\ \underline{v}(x, t) = v_0 + \underline{v}_1 \cdot e^{-i(\omega t - kx)} \end{cases} \quad (2.16)$$

En linéarisant le système d'équations composés par 2.14 et 2.15 en négligeant les termes d'ordre 2, et considérant les composantes progressives comme de *faibles perturbations*, on obtient la relation de dispersion :

$$k = \frac{\omega}{v_0 \pm s} \quad (2.17)$$

avec $s = \sqrt{\frac{eU_0}{m^*}}$ la vitesse de l'onde de plasma.

Si le milieu est non dispersif, l'onde de vitesse est *portée* ($v_0 + s$) ou *freinée* ($v_0 - s$) par le courant et se propage à la vitesse relative "s" par rapport à ce courant.

Modes de plasma

De part les hypothèses présentées précédemment sur les conditions aux limites du canal du transistor, la forme des modes de l'onde de plasma à la pulsation ω s'écrit :

$$\begin{cases} \underline{U}(x, t) = U_0 + \underline{\Delta u}(x, t) = U_0 + [\underline{u}_+ . e^{i \frac{\omega}{v_0+s} x} + \underline{u}_- . e^{i \frac{\omega}{v_0-s} x}] e^{-i\omega t} \\ \underline{v}(x, t) = v_0 + \underline{\Delta v}(x, t) = v_0 + [\underline{v}_+ . e^{i \frac{\omega}{v_0+s} x} + \underline{v}_- . e^{i \frac{\omega}{v_0-s} x}] e^{-i\omega t} \end{cases} \quad (2.18)$$

En utilisant les relations pour $k = \frac{\omega}{v_0 \pm s}$, on a facilement :

$$\begin{cases} \underline{v}_+ = s \frac{\underline{u}_+}{U_0} \\ \underline{v}_- = -s \frac{\underline{u}_-}{U_0} \end{cases} \quad (2.19)$$

Cherchons les modes du canal pour les conditions aux limites suivantes :

- la tension de *swing* est constante au niveau de la source, i.e. 2.20

$$\underline{U}(0, t) = U_0 \quad (2.20)$$

la source et la grille sont alors court-circuitées par la source de tension continue.

- le courant de drain est constant, soit en négligeant une nouvelle fois les termes d'ordre 2 :

$$v_0 \underline{\Delta u}(L, t) + U_0 \underline{\Delta v}(L, t) = 0 \quad (2.21)$$

Cette condition peut être réalisée si le contact est légèrement inductif.

L'équation (2.20) donne simplement $\underline{u}_+ = -\underline{u}_- = \underline{u}$.

On peut alors réécrire la composante à ω :

$$\begin{cases} \underline{U}(x, t) = U_0 + \underline{\Delta u}(x, t) = U_0 + [\underline{u} . e^{i \frac{\omega}{v_0+s} x} - \underline{u} . e^{i \frac{\omega}{v_0-s} x}] e^{-i\omega t} \\ \underline{v}(x, t) = v_0 + \underline{\Delta v}(x, t) = v_0 + \frac{s}{U_0} [\underline{u} . e^{i \frac{\omega}{v_0+s} x} + \underline{u} . e^{i \frac{\omega}{v_0-s} x}] e^{-i\omega t} \end{cases} \quad (2.22)$$

L'équation (2.21) donne alors :

$$\frac{s + v_0}{s - v_0} = e^{i\omega \frac{2Ls}{s^2 - v_0^2}} \quad (2.23)$$

La contrainte au drain nous impose la pulsation complexe $\omega = \omega' + i\omega''$ des ondes ; on détermine la pseudo-pulsation ω' et l'incrément logarithmique ω'' , en séparant parties réelle et imaginaire dans la relation :

$$\begin{cases} e^{\frac{2\omega'' Ls}{s^2 - v_0^2}} = \frac{s+v_0}{s-v_0} \\ \sin\left(\frac{2\omega' Ls}{s^2 - v_0^2}\right) = 0 \end{cases} \quad (2.24)$$

Le cosinus est donc du signe de $\frac{s+v_0}{s-v_0}$ c'est-à-dire de $s - |v_0|$, ce qui impose, avec la nullité du sinus, les modes :

$$\omega' = \frac{|s^2 - v_0^2|}{2Ls} \pi n \quad (2.25)$$

où n est un entier pair si $|v_0| < s$ et impair si $|v_0| > s$.

La distance intermodale peut s'écrire dans les 2 cas : $\Delta\omega = 2\pi \frac{s}{2L} |1 - M^2|$, avec M le nombre de Mach $\frac{v_0}{s}$.

L'équation sur la partie réelle donne alors :

$$\omega'' = \frac{s^2 - v_0^2}{2Ls} \ln \frac{|s + v_0|}{|s - v_0|} = \frac{s}{2L} (1 - M^2) \ln \frac{|1 + M|}{|1 - M|} \quad (2.26)$$

Le coefficient d'amplification ω'' est positif pour notamment $s > v_0 > 0$ (condition d'instabilité la plus accessible, $M \ll 1$), le flux est alors instable. Des ondes, composées linéaires des différents modes, peuvent alors naître dans le canal. Il apparait un maximum pour ω'' à $M = 0,65$ (fig. 2.13). La résonance d'une ondes de plasma serait donc maximale à la vitesse $v_0 = 0,65 * \sqrt{\frac{eU_0}{m^*}}$

Interprétation

Supposons que $s > v_0 > 0$, cette condition nous permet d'écrire que la vitesse est égale à $s + v_0$ pour une onde se déplaçant de la source vers le drain dans le sens du courant. Elle subit

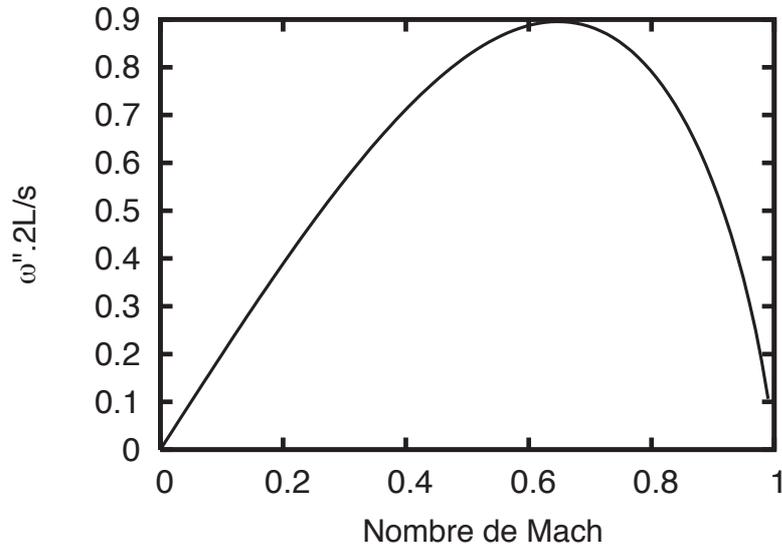


Figure 2.13 : Variation de la partie imaginaire de la pulsation en fonction du nombre de Mach.

une réflexion au niveau du drain et repart vers la source à la vitesse $s - v_0$. Elle y subit une nouvelle réflexion avec amplification de $\frac{s+v_0}{s-v_0} > 1$ au contact de la source de courant continu (2.21). La vitesse s est supérieure à v_0 , ce qui lui permet de remonter le courant jusqu'au niveau de la source où elle est réfléchiée avec un déphasage de π (2.20). Une amplification ayant lieu à chaque aller-retour, l'amplitude de l'onde peut donc croître de manière exponentielle et n'est limitée que par des frottements (phonons, impuretés ionisées, viscosité du fluide, i.e. collision électrons-électrons, ...).

Limites du modèle

Lorsque v_0 devient égal à s l'onde qui remonte le courant et fortement ralenti, le temps de déplacement de la source vers le drain augmente, ce qui implique une diminution de la fréquence de résonance. Lorsque v_0 devient supérieur à s l'onde ne peut pas remonter vers la source et aucune oscillation ne peut prendre place dans le dispositif. Nous avons également négligé jusqu'à présent les collisions avec les phonons et les impuretés. Elles peuvent être modélisées en ajoutant un terme de relaxation $\frac{v}{\tau_v}$ dans l'équation d'Euler. L'incrément

logarithmique se voit soustrait d'un terme $\frac{2}{\tau_v}$, ce qui oblige, pour espérer voir des instabilités de plasma, à travailler à des vitesses suffisantes (de l'ordre de 10^6 cm/s à 77 K et bien plus à 300 K) et donc probablement en régime de saturation pour des densités surfaciques convenables (i.e. pas trop élevées pour éviter de rendre dégénéré le gaz électronique). Ces conditions sont en adéquation avec les conditions expérimentales.

L'approximation d'un profil de vitesse uniforme dans le canal est sujet à caution surtout, comme nous le verrons par la suite, lorsque l'on polarise les transistors avec de forts courants drain-source. Et l'on est en droit de se demander si l'approximation du canal graduel est encore valable.

Enfin, l'hypothèse d'une grille recouvrant tout le canal et contrôlant parfaitement sa concentration est loin de la structure réelle des transistors à haute mobilité électronique (HEMT), transistors a priori les mieux appropriés à cette application, où le champ de grille n'intervient que sur une très faible portion du canal.

b. Spectroscopie des ondes de plasma par un battement optique

Comme nous venons de le voir, les ondes de plasma dans les transistors à effet de champ (FETs) ont une dispersion linéaire,

$$\omega = sk; \quad (2.27)$$

$$s = \sqrt{\frac{e|V_g - V_{th}|}{m^*}} \quad (2.28)$$

où s est la vitesse des ondes de plasma, k est le vecteur d'onde de ces ondes. m^* est la masse effective des électrons dans le matériau et V_g est la tension appliquée sur la grille. Sous certaines conditions aux limites (impédance infinie au drain et impédance nulle à la source), le canal d'un FET de longueur L_g agit comme une "cavité" résonnante ayant des fréquences

propres de résonance données par :

$$f_N = f_0(1 + 2N) \quad (2.29)$$

avec $N = 1, 2, 3, \dots$ et une fréquence fondamentale $f_0 = \frac{s}{4L_g}$ qui peut être contrôlée en appliquant une tension sur la grille. V_{th} est la tension de fermeture du canal. Pour des transistors dont L_g est submicrométrique, Dyakonov-Shur [Dyakonov et Shur, 1993a] ont montré que les propriétés de ces cavités peuvent être exploitées pour la détection accordable de radiation THz.

Mais une autre technique est possible pour exciter ces ondes de plasma : la modulation directe de la densité d'électrons dans le canal via l'absorption d'un battement optique.

c. Le battement optique :

Le battement optique est réalisé par le couplage de deux lasers qui fonctionnent à des longueurs d'onde très proche donc à des fréquences voisines, ω_l et $\omega_l + \omega$.

Le canal voit donc arriver deux ondes planes progressives superposées monochromatiques TEM polarisées identiquement de pulsations ω_l et $\omega_l + \omega$, ω étant une pulsation appartenant au domaine térahertz.

Les champs électriques sont :

$$\begin{cases} \mathbf{E}_1(t) = E_1 \cos(\omega_l t - \phi_1) \mathbf{u} \\ \mathbf{E}_2(t) = E_2 \cos[(\omega_l + \omega)t - \phi_2] \mathbf{u} \end{cases} \quad (2.30)$$

Où \mathbf{u} est le vecteur unitaire se trouvant dans le plan parallèle aux couches de la structure.

Cela nous donne le flux de puissance optique instantanée surfacique, $P_{inst}(t) = \frac{|\mathbf{E}_1(t) + \mathbf{E}_2(t)|^2}{\eta_0}$, où η_0 est l'impédance du vide ($\cong 377\Omega$) :

$$\begin{aligned}
 P_{inst}(t) &= \frac{1}{\eta_0} \{ E_1^2 \cos^2(\omega_l t - \phi_1) + E_2^2 \cos^2[(\omega_l + \omega)t - \phi_2] \} \\
 &+ \frac{1}{\eta_0} E_1 E_2 \{ \cos[(\omega)t - (\phi_1 - \phi_2)] + \cos[(2\omega_l + \omega)t - (\phi_1 + \phi_2)] \}
 \end{aligned}$$

Nous pouvons voir apparaître le terme de battement à la différence des fréquences optique (ω). Il est vraisemblable que le dispositif ne réagisse et sensible qu'à la puissance optique de la pulsation ω . Les variations aux longueurs d'ondes optiques sont trop rapides pour avoir une influence directe sur la dynamique des électrons. Le canal "voit" donc une variation de puissance optique :

$$P(t) = P_1 + P_2 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos(\omega t - \phi) \quad (2.31)$$

avec, évidemment, $P_1 = \frac{E_1^2}{2\eta_0}$ et $P_2 = \frac{E_2^2}{2\eta_0}$.

La puissance optique est donc de la forme :

$$P(t) = P_0 (1 + a \cos \omega t) \quad (2.32)$$

Il apparaît un terme de battement de pulsation comme représenté sur la figure (2.14).

Cela s'apparente donc simplement à la photodétection d'un faisceau laser modulé en puissance à la pulsation ω .

Nous disposons dans nos manipulations de laser ayant une longueur d'onde proche de 1.55 μm , (i.e les photons ont des énergies sensiblement égales à $\hbar\omega_l = 0.8$ eV). Le flux de photons est supposés focalisés sur une tache circulaire de diamètre D ce qui nous donne :

$$\Phi = \frac{P/\hbar\omega_l}{\pi(D/2)^2} \quad (2.33)$$

Pour une absorption α dans l'InGaAs d'environ 10^4 cm⁻¹[Madelung, 2003], le coefficient de

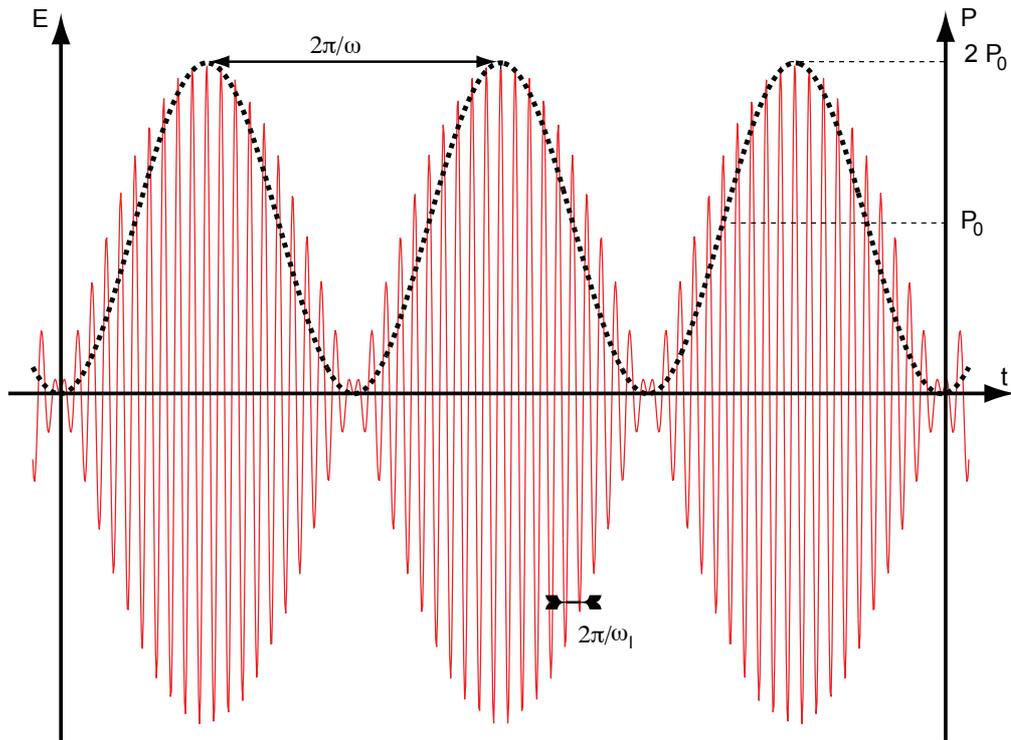


Figure 2.14 : Battement de fréquences. (a) Onde de fréquence ω_1 . (b) Onde de fréquence ω_2 avec $\omega_1 \neq \omega_2$. (c) Superposition spatiale de ces deux ondes donnant naissance à un battement à la fréquence $(\omega_1 - \omega_2)$ (en pointillé)

génération électronique peut s'écrire, en considérant le canal fin et une génération instantanée :

$$G = \alpha \frac{P/\hbar\omega_1}{\pi(D/2)^2} \quad (2.34)$$

Le taux de génération électronique nous est donné par : $G(t) = G_0(1 + a \cos \omega t)$ avec $P_0 \approx 10 \text{ mW}$, $D \approx 10 \text{ } \mu\text{m}$ respectivement la puissance et le diamètre du faisceau optique mis en jeu dans nos manipulations. Nous obtenons alors $G_0 \approx 10^{27} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-3}$.

d. Excitation des ondes de plasma par un battement optique

Le battement qui est un signal dont l'amplitude est modulé à la différence des fréquences des lasers vient irradier directement le canal du transistor. Cela amène une photoexcitation des

ondes de plasma se trouvant dans le gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) par l'absorption de ce signal comme représenté sur la figure (2.15). Les photoélectrons sont générés directement dans le canal du transistor. Ce champ électrique est différent du champ dû à l'action de la grille sur le canal qui a tendance à repousser les électrons vers le buffer. La densité d'électrons du canal est donc modulée à la fréquence de battement, ce qui vient donc exciter les ondes de plasma dans le canal.

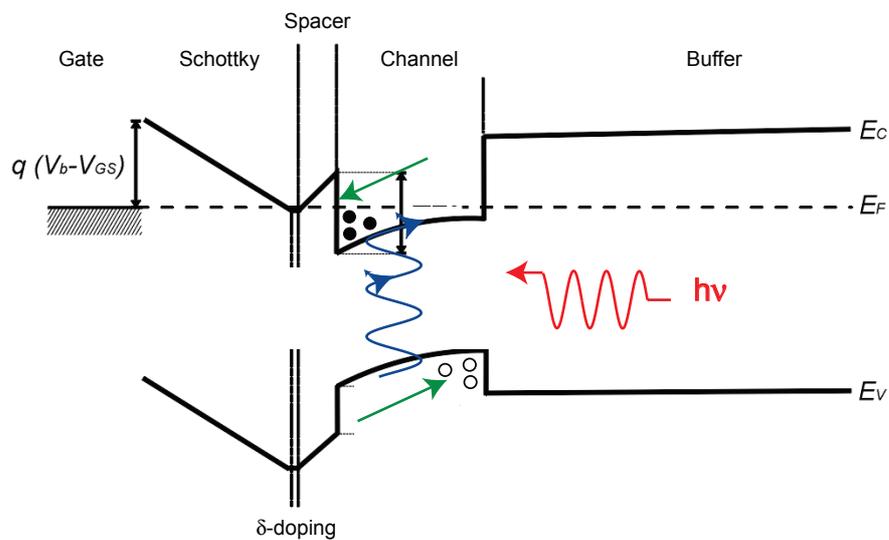


Figure 2.15 : Diagramme de bande d'un transistor à effet de champ de la filière InP et d'une vue schématique de l'absorption interbande d'un battement optique à $1,55 \mu\text{m}$.

e. Effet photovoltaïque

Les figures (2.16) et (2.17) présentent respectivement les caractéristiques de transfert et les caractéristiques de sortie d'un transistor de la filière InP de longueur de grille 400 nm. Le composant est éclairé par un seul laser délivrant 10 mW de puissance optique. Les courbes en gris ont été obtenues dans l'obscurité et doivent être comparées aux courbes noires obtenues sous éclairage. Le déplacement de la tension de fermeture dû à l'effet photovoltaïque est clairement visible sur la figure 2.16 [Yoshifumi *et al.*, 1999a]. La figure 2.17 donne aussi une estimation de la quantité de porteurs photocréés.

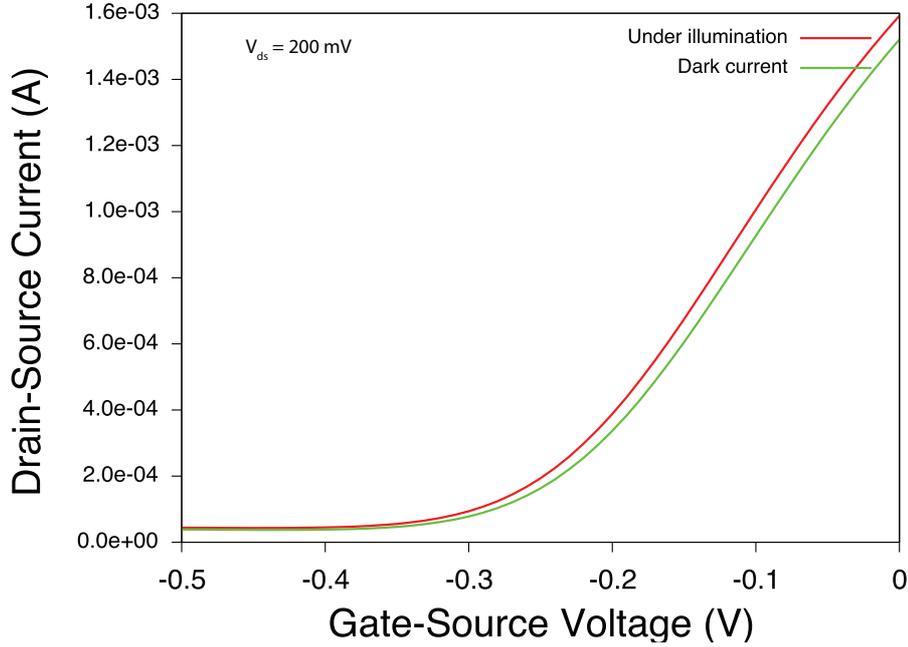


Figure 2.16 : Caractéristiques de transfert d'un transistor HEMT de la filière InP en obscurité (gris) et sous éclaircissement (noir). Le déplacement de la tension de fermeture V_{th} est clairement observé.

Lors de la photoexcitation interbande (i.e. bande de valence \rightarrow bande de conduction), la densité d'électrons présents dans le 2DEG (i.e. le canal du HEMT) est modulée par les porteurs photoinjectés. La densité totale de porteur n_S est donnée par :

$$n_S = n_{S_0} + n_p(\omega, t) \quad (2.35)$$

où n_{S_0} est la densité d'électron du canal sans photoexcitation, n_p représente la densité de photoélectrons injectés à la fréquence THz (i.e. ω) définie comme :

$$\begin{cases} n_P(\omega, t) = n_{pe}(\omega, t) + n_{ph} \\ = n_{pe_0} + n_{pe_1} \sin(\omega t) + n_{ph} \end{cases} \quad (2.36)$$

où n_{pe} est la densité de photoélectrons, n_{ph} l'accroissement de la densité statique d'électrons dû à l'effet photovoltaïque. Comme la durée de vie des photoélectrons est grande devant le

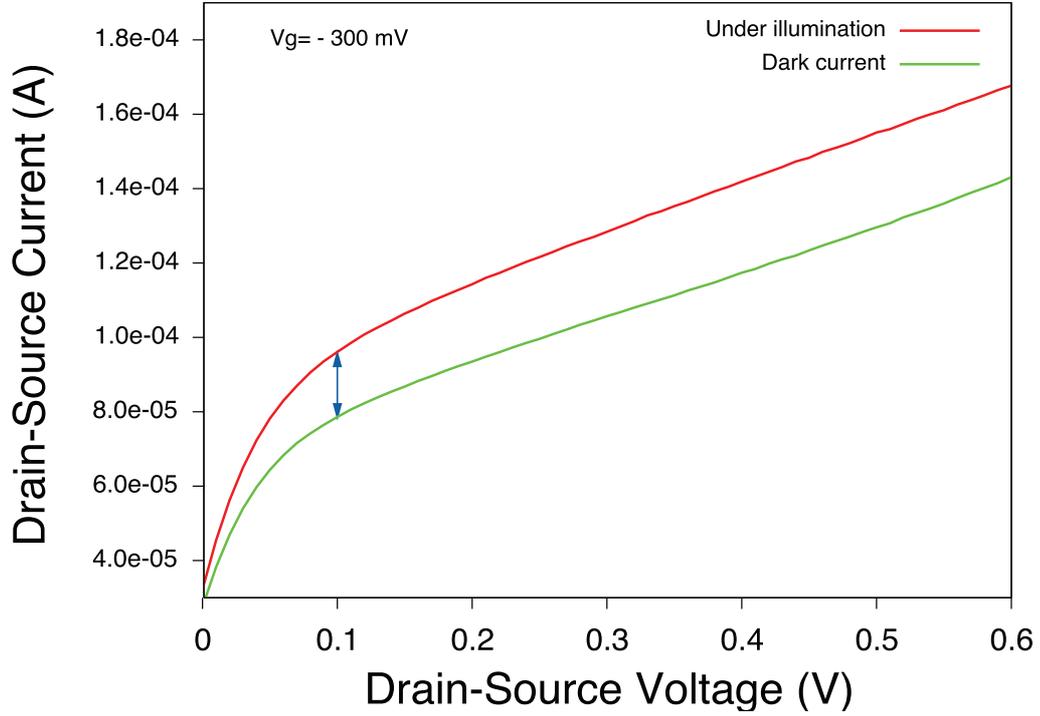


Figure 2.17 : Caractéristiques de sortie d'un transistor HEMT de la filière InP de longueur de grille $L_g = 400$ nm. Obscurité (gris) et sous éclairage (noir).

cycle T d'excitation à la fréquence ω , la densité de photoélectrons (n_{pe}) est composée d'une partie statique n_{pe0} et d'une composante dynamique $n_{pe1} \sin(\omega t)$. L'indice de modulation peut alors être défini par :

$$\delta_m = \frac{n_p(\omega, t)}{n_{s0}} = \delta_{mDC} + \delta_{mAC} \sin(\omega t) \quad (2.37)$$

où $\delta_{mDC} = (n_{pe0} + n_{ph})/n_{s0}$ représente la partie continue de la modulation de porteurs du canal et $\delta_{mAC} = n_{pe1}/n_{s0} \sin(\omega t)$ l'amplitude de la modulation à la fréquence térahertz. Si l'on injecte l'équation (2.37) dans les équations hydrodynamiques qui régissent le transport des électrons, on montre que la variation, due à l'excitation des ondes de plasma, de la composante DC de la tension drain-source est une fonction de δ_{mAC} [Hanabe *et al.*, 2005b].

Cependant, dans les composants actuels, il est très difficile de définir précisément l'indice de modulation réel à partir des mesures de photocourant. Il est toutefois possible de définir

un indice de quasi-modulation δ_{pm} comme le rapport entre le photo-courant (en noir) (i.e. différence en courant sous éclairage et courant d'obscurité indiqué par une double flèche sur la figure 2.17) divisé par le courant d'obscurité (en gris).

La figure 2.18 [Hanabe *et al.*, 2005a] montre l'évolution de l'excitation des ondes de plasma en fonction de la fréquence d'excitation du battement de fréquence pour différentes valeurs de l'indice de quasi-modulation. Le pic prédominant (dans les basses fréquences) indique la fréquence fondamentale de résonance donnée par l'équation (2.28) ; les pics à plus hautes fréquences indiquent le troisième et le cinquième harmonique. L'augmentation de δ_{pm} implique une excitation plus efficace des ondes de plasma. Dans les mesures effectuées à Montpellier, le taux de quasi-modulation est proche de 20 % ce qui laisse espérer une photo-réponse aisément mesurable.

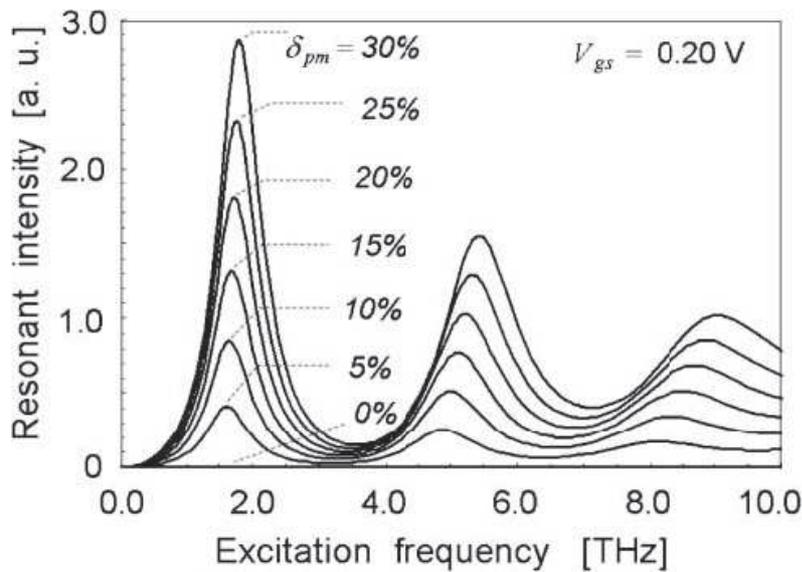


Figure 2.18 : Calcul de l'intensité de la résonance plasma en fonction de la fréquence du battement pour différentes valeurs de δ_{pm} .

En conclusion, l'effet photovoltaïque ne participe pas directement à l'excitation des ondes de plasma mais l'augmentation de la densité de porteurs dans le canal agit sur les propriétés de résonances des ondes de plasma [Hanabe *et al.*, 2005b].

2.3.2 Effet du courant Drain-Source

Lorsque la fréquence du battement optique est égale à la fréquence d'un mode d'oscillation plasma (i.e. mode stationnaire de la cavité $\lambda/4$), il se développe, entre les contacts de drain et de source, une différence de potentiel continue donnée par la relation [Dyakonov et Shur, 1996] :

$$\Delta U \propto \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + (\frac{1}{2\tau})^2} \quad (2.38)$$

où ω et ω_0 représentent respectivement la pulsation du battement optique et du mode d'oscillation plasma. τ est le temps de relaxation de la vitesse. Cependant, deux phénomènes peuvent conduire à un amortissement élevé de ces oscillations forcées : Il s'agit d'une part des collisions avec les impuretés ionisées et/ou avec les phonons et d'autre part la viscosité du fluide électronique, c'est-à-dire les collisions électrons-électrons. A température ambiante, ces phénomènes sont prépondérants et les oscillations de plasma sont fortement amorties. Veksler *et al.* [Veksler *et al.*, 2006a] et Teppe *et al.* [Teppe *et al.*, 2005] ont étudié la possibilité d'observer des oscillations plasma à température ambiante en appliquant un courant entre le drain et la source. Les électrons gagnants en énergie sont moins sensibles aux collisions avec les impuretés ionisées et deviennent plus balistiques ce qui permet l'observation des oscillations de plasma faiblement amorties où le temps de relaxation de la vitesse est remplacé par un temps de relaxation effectif défini par $\frac{1}{\tau_{eff}} = \frac{1}{\tau} - \frac{2\nu}{L}$.

2.3.3 Mécanisme de redressement

En première approximation le mécanisme de redressement de la partie alternative de la tension drain-source le plus important est lié à la modulation de la concentration d'électrons dans le canal. Cette modulation locale de la densité de porteur est produite soit par une modulation de la tension locale entre la grille et le canal, soit par une génération de paire électrons-trous par le battement optique.

En conséquence l'expression du courant électrique [$j = env$], à la fois la concentration n et la vitesse v de dérive seront modulés à la fréquence de l'excitation. Un courant continu

apparaît : $J_{dc} = e\langle n_1(t)v_1(t) \rangle$ où $n_1(t)$ et $v_1(t)$ sont les composantes modulés de n et v et les crochets indiquent une moyenne durant la période d'oscillation $2\pi/\omega$. Sous la condition d'un circuit ouvert sur le drain, un champ électrique DC de compensation (par rapport au courant additionnel) apparaît, c'est la tension de ce champ qui se trouve dans la mesure de la photoréponse (cf. chapitre 3).

En définitive l'origine physique de la non linéarité dans le cas d'un transistor de type FET est vraiment différent de la non linéarité comme par exemple celle d'une diode Schottky qui est due à la non linéarité des caractéristiques I-V de la barrière de potentiel entre le métal et le semi-conducteur. Cette non linéarité est produite par l'excitation THz qui vient directement moduler à la fois la vitesse de dérive et la densité de porteurs.

Nous allons voir maintenant les dispositifs que nous avons mis en place afin d'étudier ce phénomène de redressement.

2.4 Dispositifs expérimentaux

2.4.1 Dispositif de spectroscopie

Dans le dispositif expérimental mis en oeuvre dans cette étude (fig. (2.19)), deux lasers DFB (distributed-feedback laser) commerciaux en InGaAs, qui émettent en régime continu aux longueurs d'onde télécom ($\lambda \approx 1550$ nm) produisent un battement optique dans la gamme THz. Chaque laser incorpore une fibre à maintien de polarisation, un étage thermoélectrique (étage "Peltier") avec une thermistance et un isolateur optique permettant un fonctionnement laser stable. Les longueurs d'ondes centrales d'émission de notre jeu de quatre lasers sont de $\lambda=1532, 1540, 1542, 1546$ nm et la largeur de raie de chacun de ces lasers est de 2 MHz. Ils émettent en moyenne 20 mW de puissance optique et peuvent être accordés sur ± 2 nm (en variant la température des étages Peltier). Le mélange dans un coupleur à fibre de deux faisceaux laser permet d'obtenir un battement couvrant la gamme [0 – 2 THz] linéairement polarisé dans le plan d'incidence (polarisation "p").

Afin de contrôler la fréquence du battement et pour optimiser la puissance optique incidente sur l'échantillon, un prisme séparateur de faisceau associé à une lame $\lambda/2$ est utilisé. Le faisceau collimaté est haché à ≈ 120 Hz avant d'être focalisé sur la face arrière des HEMTs. La taille du spot est $\approx 5\mu\text{m}$.

L'ensemble de ce système est installé sur un plateau XY à déplacement micrométrique d'une station sous pointes permettant l'utilisation de transistor sur wafer. Les HEMTs sont utilisés en source commune et sont polarisés par une tension de grille pour fonctionner à leur point d'opération. La réponse photoconductive, due à la génération des porteurs à la fréquence de battement, est obtenue en enregistrant les variations de la tension continue entre le drain et la source. La photoréponse ainsi mesurée prend en compte le gain de la détection synchrone ainsi que le gain du pré-amplificateur de tension placé avant la détection synchrone. Pour être en accord avec les conditions de polarisation du HEMT dans le modèle de Dyakonov et Shur, une source de courant polarise le drain du transistor (fig. 2.19).

La polarisation, en tension et en courant, des HEMTs est réalisée par un dispositif permettant le contrôle des oscillations HF. Une table d'expérimentation sous pointes est utilisée

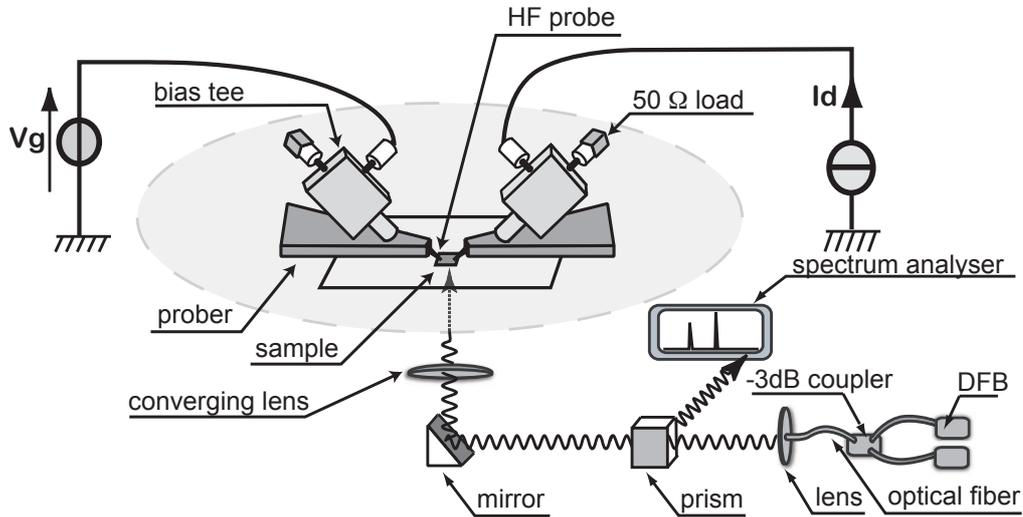


Figure 2.19 : Dispositif expérimental utilisé pour étudier l'excitation des ondes de plasma dans les transistors HEMT.

pour tester le dispositif. La polarisation est appliquée par un contact métallique en utilisant une pointe HF adaptée à la gamme de fréquence 40 MHz – 40 GHz. Ces pointes sont de type “masse-signal” et sont utilisées en source commune. Pour prévenir les oscillations HF et conserver la stabilité du HEMT, dans la gamme 40 MHz - 40 GHz, il est nécessaire de connecter les contacts de drain et de grille à une charge de 50 Ω (2.2.3). Pour cela un Té de polarisation connecté aux pointes HF permet de supprimer des oscillations HF et nous permet de polariser le transistor en courant continu sur le drain et en tension continue sur la grille. Ce dispositif chargé par une résistance de 50 Ω protège le HEMT de toutes les oscillations dont la fréquence se situe sous 40 GHz comme nous le montrent les mesures réalisées à la section 2.2.3, c'est-à-dire des oscillations traditionnelles des HEMTs de la filière InP. L'ensemble de ce dispositif nous permet donc de pouvoir exciter le transistor par un battement optique injecté en face arrière et de polariser le transistor par l'intermédiaire du Té de polarisation

qui charge aussi le transistor sous 50Ω . Il nous permet également de pouvoir mesurer la tension et le courant DC de grille ainsi que la tension et le courant DC de drain qui sont les paramètres importants à étudier.

2.4.2 Dispositif pour l'émission

Le dispositif expérimental de la figure 2.20 est le dispositif utilisé pour mesurer une émission THz issue des transistors.

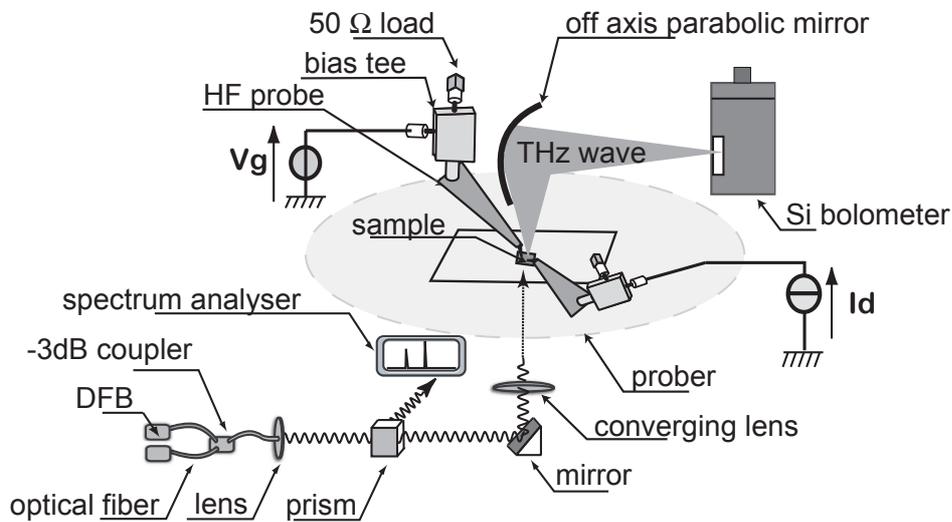


Figure 2.20 : Dispositif expérimental utilisant une détection bolométrique pour mesurer l'émission.

Ce dispositif est en tout point identique au dispositif de la figure 2.19 dans son fonctionnement. Cependant afin de pouvoir mesurer une émission, nous avons rajouté un miroir parabolique qui vient focaliser l'émission du transistor sur l'entrée d'un bolomètre silicium. Le bolomètre (Infrarouge de type HDV-5) possède deux étages de refroidissement, le premier à l'azote liquide permet de le thermaliser à 77 K, et le deuxième étage est refroidi à l'Hélium liquide. Le détecteur est posé sur ce dernier étage, il est donc thermalisé à 4,2 K. L'ensemble de l'enceinte est sous vide secondaire grâce à une pompe turbo-moléculaire. Le bolomètre est un détecteur très sensible mais très large bande. Il nous permet de détecter un très faible champ THz émis et nous le convertit en tension continue. Il n'est cependant pas possible avec

ce type de détecteur de réaliser une détection résolue spectralement. Ce dispositif comprend également un système de contrôle de la température à l'azote afin de pouvoir abaisser la température de fonctionnement, ce système sera plus détaillé dans la chapitre 4.

2.5 Le modèle hydrodynamique pseudo-2D

L'ensemble du modèle hydrodynamique pseudo-2D et des simulations numériques ont été réalisés et obtenues par Hugues Marinchio, Docteur de l'Université Montpellier 2 au sein de notre groupe de recherche dans le cadre d'un travail de thèse [Marinchio, 2009].

Il a cherché une modélisation numérique appropriée au phénomène des ondes de plasma. Pour cela, nous avons étudié le modèle analytique simple de Dyakonov et Shur , cf. section (2.3.1), constaté ses limites, ce qui nous a permis l'orientation naturelle vers une approche hydrodynamique.

On peut considérer que dans un transistor, notamment un HEMT, le transport électronique est unidimensionnel dans la direction du canal entre source et drain. Par contre, le champ électrique est clairement bidimensionnel (voir fig. 2.21) : un champ transverse de grille vient se superposer au champ longitudinal accélérateur. Une description précise du fonctionnement d'un transistor doit prendre en compte ces deux composantes (l'approximation du canal graduel ne considère malheureusement que la composante transverse). Une modélisation 2D semble inévitable.

Or une telle modélisation est lourde à programmer (surtout dans le cas d'une structure complexe comme celle d'un HEMT) et beaucoup plus gourmande en temps de calcul qu'une simulation 1D. On simule en effet beaucoup de zones "inutiles" ou en cas tout cas peu intéressantes pour l'étude du transport électronique : nous ne nous intéressons guère qu'à ce qui se passe au sein du canal dans lequel le transport est considéré unidimensionnel.

L'idée est alors de coupler les équations de transport 1D avec une équation de Poisson dite pseudo-2D car elle, tout en prenant en compte un champ transverse éventuel, n'aurait comme inconnue que le potentiel moyen sur une section de canal $V(x, t)$. Un tel modèle est

totallement 1D mais permet de simuler des structures comprenant des sections avec grille et des sections sans grille.

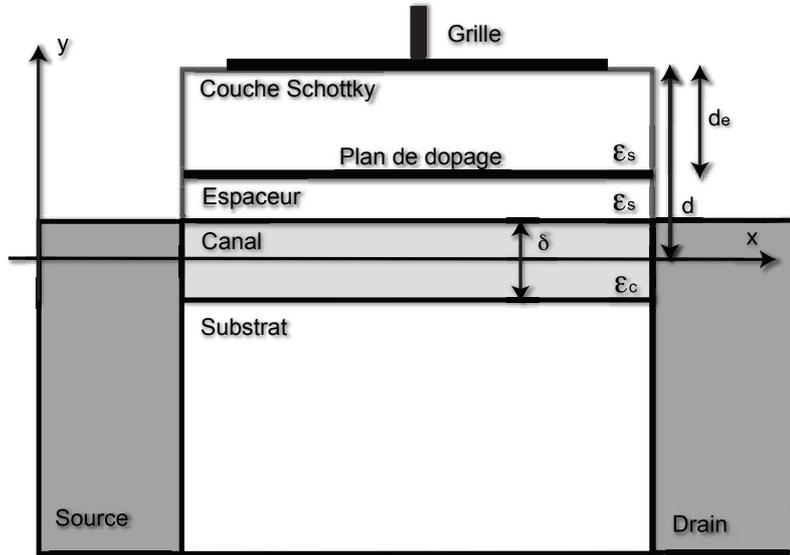


Figure 2.21 : Représentation schématique d'un HEMT avec, de haut en bas : la grille, la couche Schottky (d'épaisseur d_e et de constante diélectrique ϵ_s), le plan de dopage, l'espaceur (d'épaisseur $d - d_e$ et de constante diélectrique ϵ_s), le canal (d'épaisseur δ et de constante diélectrique ϵ_c) et le substrat. La distance entre la grille et le centre du canal (distance grille-canal) est d . La largeur du transistor (dimension non représentée) est W .

a. Équations de transport unidimensionnelles

- Forme générale :

Les notations des axes sont définies en figure. 2.21.

Les trous ont une mobilité électronique bien plus faible que les électrons (un ordre de grandeur plus faible). D'autre part, la recombinaison est bien trop lente pour avoir une quelconque influence. Ces deux observations nous permettent de négliger les trous. Les seuls porteurs pris en compte seront les électrons.

Dans le cadre de ce modèle, le transport est 1D dans un canal d'épaisseur δ et de largeur W . Ainsi, nous considérons les valeurs moyennes sur une section de canal d'abscisse x de

la densité, de la vitesse et de l'énergie des électrons. Par commodité, nous les noterons simplement n , v et ϵ . Les trois équations de transport 1D forment alors le système suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial(nv)}{\partial x} + G \\ \frac{\partial v}{\partial t} = -v \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{e}{m^*} E - \frac{1}{n} \frac{\partial(\overline{\delta v^2} n)}{\partial x} - v\nu_v + G_v \\ \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = -v \frac{\partial \epsilon}{\partial x} - eEv - \frac{1}{n} \frac{\partial(\overline{\delta v \delta \epsilon} n)}{\partial x} - (\epsilon - \epsilon_{equ})\nu_\epsilon + G_\epsilon \end{cases} \quad (2.39)$$

- Prise en compte de l'excitation optique :

Le battement optique est réalisé par le couplage de deux lasers de fréquences voisines, ω_l et $\omega_l + \omega$. Nous supposons donc qu'arrivent au niveau du canal, en incidence normale, deux ondes planes progressives monochromatiques TEM polarisées identiquement et de pulsations ω_l et $\omega_l + \omega$, ω étant une pulsation appartenant au domaine térahertz. Soit pour les ondes de champs électriques :

$$\begin{cases} \mathbf{E}_1(t) = E_1 \cos(\omega_l t - \phi_1) \mathbf{u} \\ \mathbf{E}_2(t) = E_2 \cos[(\omega_l + \omega)t - \phi_2] \mathbf{u} \end{cases} \quad (2.40)$$

D'où le flux de puissance optique instantanée surfacique, $P_{inst}(t) = \frac{|\mathbf{E}_1(t) + \mathbf{E}_2(t)|}{\eta_0}$, où η_0 est l'impédance du vide ($\cong 377 \Omega$) :

$$\begin{aligned} P_{inst}(t) &= \frac{1}{\eta_0} \{ E_1^2 \cos^2(\omega_l t - \phi_1) + E_2^2 \cos^2[(\omega_l + \omega)t - \phi_2] \} \\ &+ \frac{1}{\eta_0} E_1 E_2 \{ \cos[(\omega)t - (\phi_1 - \phi_2)] + \cos[(2\omega_l + \omega)t - (\phi_1 + \phi_2)] \} \end{aligned}$$

On voit apparaître un terme de battement à la différence des pulsations optiques (ω). Nous supposons que le dispositif n'est sensible qu'à la puissance optique et ses variations à la pulsation ω . Les variations de champs électriques aux fréquences optiques sont trop

rapides pour avoir une influence directe sur la dynamique des électrons. Le canal “voit” donc une variation de puissance optique :

$$P(t) = P_1 + P_2 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos(\omega t - \phi) \quad (2.41)$$

avec, évidemment, $P_1 = \frac{E_1}{2\eta_0}$ et $P_2 = \frac{E_2}{2\eta_0}$.

La puissance optique est donc de la forme, en redéfinissant une origine des temps :

$$P(t) = P_0 (1 + a \cos \omega t) \quad (2.42)$$

Pour des lasers de longueur d’onde proche de $1,55 \mu\text{m}$, les photons absorbés ont des énergies sensiblement égales à $\hbar\omega_l = 0,8 \text{ eV}$. Le flux de photons supposés focalisés sur une tache circulaire de diamètre D est donc :

$$\Phi = \frac{P/\hbar\omega_l}{\pi(D/2)^2} \quad (2.43)$$

En considérant l’absorption α dans l’InGaAs (d’environ 10^4 cm^{-1} [Madelung, 2003]), le coefficient de génération peut s’écrire, en supposant le canal fin et la génération de paires électrons/trous instantanée :

$$G = \alpha \frac{P/\hbar\omega_l}{\pi(D/2)^2} \quad (2.44)$$

Le taux de génération électronique est de la forme $G(t) = G_0(1 + a \cos \omega t)$ avec, pour les ordres de grandeur ($P_0 \approx 10 \text{ mW}$, $D \approx 10 \mu\text{m}$) mis en jeu dans nos manipulations, $G_0 \approx 10^{27} \text{ s}^{-1}\text{cm}^{-3}$.

Pour déterminer les taux de génération en vitesse et énergie, il nous faut connaître la distribution en vitesse et énergie des électrons photogénérés. L’ensemble des électrons sont photogénérés de manière isotrope à la même énergie ϵ_{ph} donnée par [Osman et Ferry, 1987] :

$$\epsilon_{ph} = (\hbar\omega_l - \epsilon_g) - \frac{\Gamma}{2\alpha} \left(1 - \sqrt{1 + \left(\frac{m_h}{m_e}\right)^2 + 2\frac{m_h}{m_e} \{1 + 2\alpha[1 + 2\alpha(\hbar\omega_l - \epsilon_g)]\}} \right) \quad (2.45)$$

où :

- α est le coefficient de non parabolicité, m_h et m_e les masses de trous et d'électrons, et ϵ_g l'énergie de *gap* du matériau.
- $\Gamma = 1 + \frac{m_h}{m_e} + 2\alpha(\hbar\omega_l - \epsilon_g)$.

Pour une absorption à $1,55 \mu\text{m}$ dans l' $\text{In}_{53}\text{Ga}_{47}\text{As}$ ($\epsilon_g = 0,7 \text{ eV}$), $\epsilon_{ph} = 92 \text{ meV}$.

La vitesse moyenne des électrons photogénérés est nulle. Une génération de porteurs aura donc tendance à diminuer la vitesse moyenne car si la vitesse totale par unité de volume v_{tot} ne change pas, le nombre d'électrons dans le matériau augmente. Le taux de génération en vitesse moyenne est donc :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{d(v_{tot}/n)}{dt} = \frac{1}{n} \frac{dv_{tot}}{dt} - \frac{v_{tot}}{n^2} \frac{dn}{dt} = -\frac{v}{n} G \quad (2.46)$$

De même, pour le terme de génération énergétique :

$$G_\epsilon = \frac{d\epsilon}{dt} = \frac{\epsilon_{ph} - \epsilon}{n} G \quad (2.47)$$

On vérifie qu'en toute logique :

$$\frac{G}{n} = -\frac{G_v}{v} = -\frac{G_\epsilon}{\epsilon - \epsilon_{ph}} \quad (2.48)$$

b. Équation de Poisson pseudo-2D

Nous allons maintenant établir notre équation de Poisson pseudo-2D à partir de la loi de conservation du courant électrique.

Dans un dispositif électronique, une des lois de Kirchoff impose la conservation du courant.

Le bilan de courant traversant une surface S enserrant un volume V_S s'écrit :

$$\int_S \mathbf{j}_{tot} d\mathbf{S} = \int_{V_S} G_c dV_S \quad (2.49)$$

où $\mathbf{j}_{tot} = \mathbf{j}^{depl} + \mathbf{j}^{cond}$ avec $\mathbf{j}^{cond} = env$ le courant de conduction, $\mathbf{j}^{depl} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$. G_c est le taux de génération de charges dans le volume V_S enfermé dans la surface S .

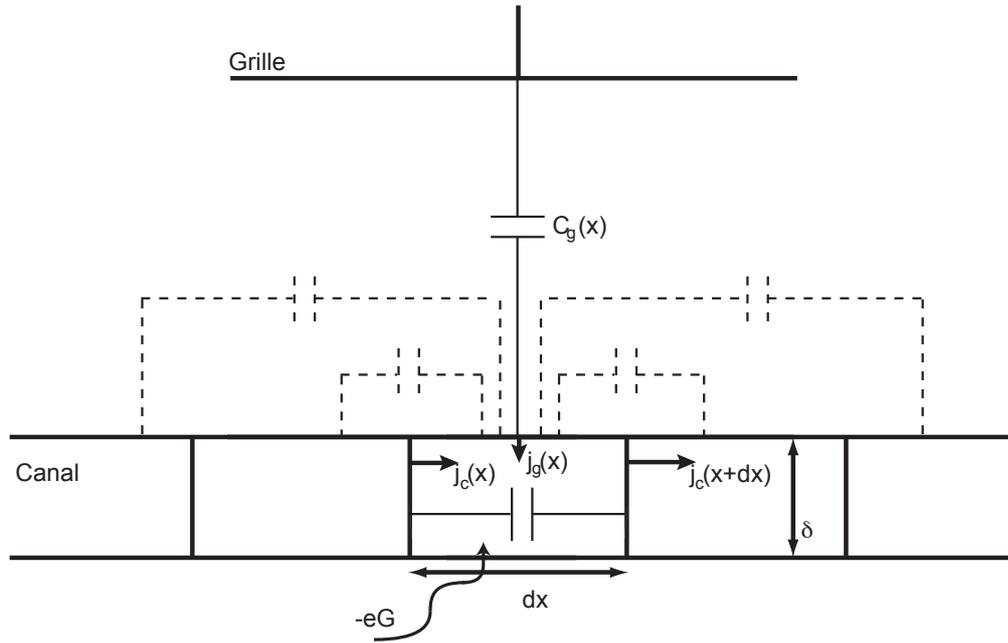


Figure 2.22 : Bilan de courant dans une portion de canal de longueur dx . j_c est la densité de courant totale dans la direction du transport et j_g la densité de courant de déplacement de grille. Le courant de déplacement dans le matériau grand-gap entre 2 portions de canal est négligé, ce qui revient à ne considérer que les capacités dessinées en trait plein.

En appliquant cette équation de conservation au courant dans une petite portion de canal de longueur dx , on obtient en utilisant les notations de la figure. 2.22 :

$$j_c(x + dx, t)\delta = j_c(dx, t)\delta + j_g(x, t)dx - eG(t)dx\delta \quad (2.50)$$

Nous négligeons les courants de déplacement dans le matériau grand-gap entre deux portions non contiguës du canal : les capacités entre deux portions de largeur dx sont négligées

devant la capacité canal-grille et la capacité équivalente à une portion de canal (voir fig. 2.22). Cette hypothèse reste valable si le canal n'est pas trop fin (de l'ordre de la longueur de Debye).

Nous supposons également qu'aucun porteur libre ne circule entre la grille et le canal. Le courant de grille se limite donc à un courant de déplacement que l'on écrira :

$$j_g(x, t) = C_g(x) dx \frac{\partial}{\partial t} [V_g(t) - V(x, t)] \quad (2.51)$$

V_g est la tension de grille. C_g est la capacité surfacique effective entre la grille et la portion de canal entre x et $x + dx$. Nous la définissons en fonction de $d_{eff}(x)$, la distance effective grille-portion de canal en x ; celle-ci caractérise l'effet de la grille sur la portion de largeur dx :

$$C_g(x) = \frac{\epsilon_s}{d_{eff}(x)} \quad (2.52)$$

Le courant dans la direction x est la somme d'un courant de conduction j_c^{cond} et d'un courant de déplacement électrique j_c^{depl} . Ces considérations faites, l'équation de conservation (2.50) peut se réécrire, en faisant tendre " dx " vers 0 et en allégeant les écritures :

$$\frac{C_g}{\delta} \frac{\partial}{\partial t} (V_g - V) - \epsilon_c \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{\partial j_c^{cond}}{\partial x} - eG = 0 \quad (2.53)$$

L'équation de continuité nous donne le gradient du courant de conduction :

$$\frac{\partial j_c^{cond}}{\partial x} = e \frac{\partial n}{\partial t} - eG \quad (2.54)$$

En injectant cette dernière égalité dans (2.53), nous obtenons :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{C_g}{\delta} (V_g - V) + \epsilon_c \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - en \right] = 0 \quad (2.55)$$

L'intégration de (2.55) nous donne l'équation de Poisson pseudo-2D dans le cas général :

$$\varepsilon_c \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}(x, t) + \varepsilon_s \frac{V_g(t) - V(x, t)}{d_{eff}(x)\delta} = e[n(x, t) - N_{D_{eff}}(x)] \quad (2.56)$$

L'équation ne met en jeu que le potentiel et la densité de porteurs dans le canal à l'abscisse x . Le modèle reste donc, dans sa résolution, unidimensionnel. $N_{D_{eff}}(x)$ et $d_{eff}(x)$ sont des paramètres statiques qui sont donc déterminés en régime stationnaire. La constante d'intégration $N_{D_{eff}}(x)$ peut être vue comme une densité effective de donneurs dont la valeur peut être calculée à partir de la tension de seuil du transistor.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons essayé de présenter les théories mettant en jeu des oscillations de plasma dans les nanotransistors. L'intérêt des modes de plasma d'un gaz 2D avec grille, comme un canal de HEMT, est indéniable. En effet, si un canal de HEMT InGaAs nanométrique n'est instable qu'à basse température, la possibilité d'exciter des résonances de plasma par un battement optique permet d'envisager la réalisation de sources et détecteurs THz continues, accordables en fréquence, fonctionnant à température ambiante et donc à faible coût.

Nous avons également regardé comment utiliser et surtout comment charger notre transistor afin d'éviter toutes oscillations basses fréquences qui seraient soit gênantes pour l'utilisation des résonances d'onde de plasma soit destructives pour le transistor. Au vue des transistors utilisés et de l'étude de stabilité réalisée, les transistors doivent être chargés par des charges 50Ω .

A partir de cette condition, nous avons développé un banc expérimental nous permettant de pouvoir analyser et étudier l'ensemble des phénomènes liés à la résonance des ondes de plasma dans le canal d'un transistor de type HEMT. Ce banc a ensuite été modifié et utilisé pour permettre de mesurer de l'émission THz provenant de la résonance des ondes de plasma excitées par un battement optique.

Dans la dernière partie nous avons présenté notre propre modèle numérique pour l'étude

des ondes de plasma dans les FET. Le développement de ce modèle a été motivé par le fait que le comportement résonant en réponse à un battement optique n'est activée que si le transistor est utilisé en saturation ou quasi-saturation. Or les différents modèles cités dans la littérature [Dyakonov et Shur, 1993a; Veksler *et al.*, 2006a; Dmitriev *et al.*, 1996; Dmitriev *et al.*, 1997; Ryzhii *et al.*, 2006a], tous basés sur les mêmes hypothèses (V_0 constant, Canal graduel, hors équilibre,...), ne permettent pas une description satisfaisante de dispositifs aussi fortement polarisés.

Chapitre 3

Résonances de plasma excitées par un battement optique

Sommaire

Introduction	67
3.1 Protocole expérimental	68
3.2 Excitation d'une onde de plasma	70
3.3 Effets de la géométrie	72
3.3.1 Transistors à <i>cap-layers</i> courts	72
3.3.2 Transistors à <i>cap-layers</i> longs	75
3.3.3 Influence des <i>cap-layers</i>	78
3.3.4 Influence de la tension de drain	84
3.3.5 Influence de la tension de grille	89
Conclusion	94

Introduction

Dans ce chapitre nous nous intéressons à la réponse à un battement optique d'un transistor nanométrique de type HEMT. Nous nous intéresserons particulièrement au processus de photomélange résonnant qui peut se produire dans le canal et qui peut être exploité pour la

génération de radiations THz à température ambiante. Cette étude confronte les approches analytique, numérique (toutes deux basées sur nos modèles pseudo-2D) et expérimentale.

Les calculs hydrodynamiques sont basés sur les paramètres de transport de l'In_{0.7}Ga_{0.3}As, matériau qui constitue le canal des HEMTs utilisés en expérience et qui ont été calculés à travers une simulation Monté Carlo du matériau massif en conditions stationnaires.

Le dispositif expérimental présenté dans le chapitre précédent a été mis en place entièrement au sein de notre groupe de recherche.

Ces expériences portent les réponses de transistors HEMT à un battement optique THz ou sub-THz. Les photoréponses continues que nous avons pu mesurer sont interprétées grâce à des comparaisons qualitatives voir quantitatives des résultats expérimentaux avec les résultats théoriques (fréquence de résonance, amplitude de la photoréponse etc.).

Sauf indications contraires (souvent pour des raisons de lisibilité et de comparaison théorie/expériences) :

- les courbes traçant les photoréponses continues *calculées* représentent $\overline{\Delta V_d(f)}$.
- les courbes traçant les photoréponses continues *mesurées* représentent la photoréponse continue totale $\Delta V_{ds}^{opt} + \overline{\Delta V_d(f)}$ qui est l'information directement accessible par l'expérience. Les deux définitions ne diffèrent donc que du fond continu ΔV_{ds}^{opt} .

3.1 Protocole expérimental

Les expérimentations ont été effectuées sur des HEMTs de technologie InP présentés au chapitre précédent, avec plusieurs valeurs de longueur de grille $L_g = 200$ nm, 400 nm, 800 nm et 1500 nm. La figure 3.1 est la représentation du diagramme de bande de la structure d'un HEMT du contact de grille à la couche buffer, indiquant pour chaque couche sa bande interdite d'énergie (E_g). L'énergie des photons générés par les lasers à $1,55 \mu\text{m}$ est d'approximativement ($E_{ph} \approx 0,82$ eV). Cette énergie est faible devant les énergies des couches à l'exception du canal où $E_g = 0,6$ eV : c'est donc là où l'absorption se réalise. Les photoélectrons sont injectés dans le canal (2DEG) et viennent moduler la densité des électrons à la fréquence de battement (entre 0 et 2 THz).

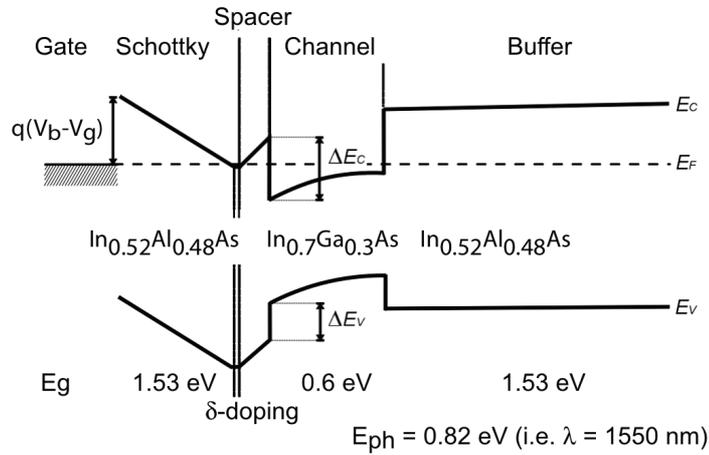


Figure 3.1 : Diagramme de bande du transistor. L'absorption a lieu uniquement dans le canal où l'énergie du *gap* est de ($E_g = 0,6 \text{ eV}$) qui est plus petite que l'énergie des photons ($E_{ph} = 0,82 \text{ eV}$). V_b est le potentiel de la barrière Schottky et V_g est la tension appliqué sur la grille.

Avant toutes expérimentations, il est nécessaire de réaliser des mesures électriques sur les transistors. Ceci afin de vérifier leurs bons fonctionnements et également de pouvoir déterminer le point de fonctionnement statique que nous allons utiliser pour les expérimentations futures. Pour cela, nous réalisons deux types de mesures qui consistent à relever la fonction de transfert $I_d = f(V_g)$ et de sortie $I_d = f(V_d)$.

La figure 3.2 montre les caractéristiques de transfert (a) et de sortie (b) pour un transistor HEMT de longueur de grille de 200 nm à température ambiante. La tension drain source V_d est fixée à 100 mV et la tension de pincement est de $V_{th} = -220 \text{ mV}$ extraite de la fonction de transfert cf. (fig. 3.2 (a)). La valeur du courant (ligne pleine) dans des conditions normales de mesure sous obscurité montre un fonctionnement normal de la grille avec un courant de saturation de l'ordre de 0,9 mA. Le courant sous illumination des lasers à 1,55 μm (ligne en pointillé) avec une puissance optique d'environ ($\approx 8 \text{ mW}$) maximum montre un fonctionnement similaire de la grille. La caractéristique de sortie cf.(fig. 3.2 (b)) est obtenue en faisant varier la tension V_g de 0 à -300 mV avec des pas de -50 mV avec des conditions sous obscurité (lignes pleines) et sous éclaircissement (lignes en pointillés). Ces résultats sont en accord avec des précédents résultats d'effet photovoltaïque sur des HEMTs de [Yoshifumi *et al.*,

1999a].

3.2 Excitation d'une onde de plasma

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent de manière théorique, l'excitation des ondes de plasma par une modulation directe de la densité d'électrons dans le canal est possible à l'aide d'un battement optique. L'absorption dans le canal du battement de fréquence provoque la photo-excitation des ondes de plasma du gaz d'électrons (2DEG). La densité d'électrons du canal est donc modulée à la fréquence du battement. Le canal fermé sur ses accès forme une cavité résonnante qui admet des fréquences de résonance liées à ses conditions aux limites.

La figure 3.3 montre la mesure de la photoréponse en fonction du battement optique obtenu à température ambiante pour deux transistors HEMT ayant des longueurs de grille de $L_g = 200$ nm (a) et $L_g = 400$ nm (b).

Sur la figure 3.3(a), le point de fonctionnement du transistor est pour le courant drain-source de $I_d = 970$ μ A, cela correspond à une mesure de tension drain source $V_d = 500$ mV et à une tension de *swing* de $V_0 = |V_g - V_{th}| = 170$ mV. Cette polarisation correspond à un fonctionnement en régime de saturation du transistor. Nous pouvons voir clairement trois pics qui peuvent être interprétés comme le résultat d'une oscillation des ondes de plasma pour la fréquence fondamentale ($f_0 \approx 195$ GHz), la troisième fréquence harmonique ($3f_0 \approx 580$ GHz) et l'harmonique cinq correspondante à 1 THz.

Pour la figure 3.3 (b), avec une polarisation du transistor $I_d = 1,5$ mA, correspondant à une tension mesurée $V_d = 750$ mV et $V_0 = 170$ mV, deux pics sont clairement observés. Le premier correspond à la fréquence fondamentale ($f_0 \approx 140$ GHz) tandis que le second pic correspond à la fréquence harmonique trois ($3f_0 \approx 390$ GHz).

Nous avons sur les deux courbes en plus des résonances plasma la superposition d'un fond continu. Ce fond continu provient du fait que nous utilisons les transistors dans leurs régimes de saturation et le niveau de ce fond continu dépend du point de polarisation choisi. L'amplitude est aux alentours de 50 mV sur la figure 3.3 (a) et de 18 mV sur la figure 3.3

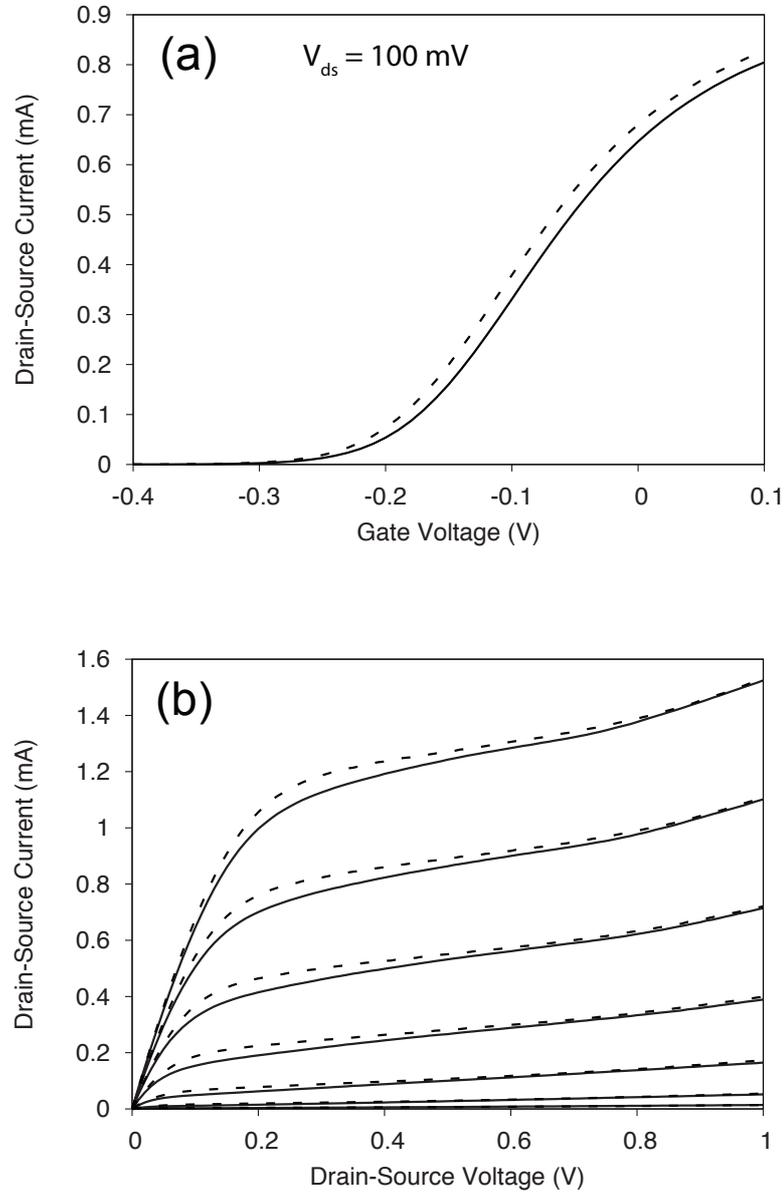


Figure 3.2 : Caractéristiques de transfert et de sortie d'un transistor HEMT avec une longueur de grille de $L_g = 200 \text{ nm}$. (a) I_d en fonction de V_g pour $V_d = 100 \text{ mV}$. Sous obscurité (ligne pleine) et sous éclaircissement (ligne en pointillé). (b) I_d en fonction de V_d pour V_g compris de 0 à -300 mV avec des pas de -50 mV. Sous obscurité (ligne pleine) et sous illumination (ligne en pointillé).

(b). La détection non résonnante du battement de fréquence, qui n'est pas en accord avec la longueur de la cavité et qui correspond à l'effet photoélectrique dans le canal, est également comprise dans ce fond continu.

Ces résultats représentent une référence pour l'ensemble des résultats que je présenterai par la suite. En effet, les oscillations plasma pour le fondamental et le premier harmonique sont clairement visibles et mesurables. Ensuite, le point de polarisation des transistors choisi et le fonctionnement de ces HEMTs en régime de saturation permet de voir clairement et d'extraire facilement des mesures sur la qualité de la résonance. Dans la suite de ce chapitre, je vais faire varier différents paramètres (géométrique, de polarisation, ...) pour expliquer les phénomènes physiques qui prennent place au sein du transistor dû aux équipotentielles fixées par les *cap-layers*, amplification due à la tension V_d , accordabilité en fréquence avec V_g , etc ...

3.3 Effets de la géométrie

3.3.1 Transistors à *cap-layers* courts

Les manipulations ont été faites sur un HEMT de 800 nm de longueur de grille et de longueur totale drain source de 1,3 μm .

a. Photoréponses mesurées et calculées

La figure 3.4 présente la photoréponse continue en fonction de la fréquence de battement obtenue par la simulation et l'expérience, pour une tension de *swing* $V_0 = 65$ mV. Nous observons deux pics de résonance. La position de ces pics est de $f_1 = 180$ GHz pour la fréquence fondamentale de résonance et de 500 GHz pour le premier harmonique impair.

Nous pouvons voir un très bon accord entre les résultats expérimentaux et les résultats de simulation basés sur le modèle hydrodynamique.

La position de ces pics correspond également à ce qui était prédit analytiquement [Dyakonov et Shur, 1993a] pour la fréquence fondamentale de résonance et son premier harmonique impair.

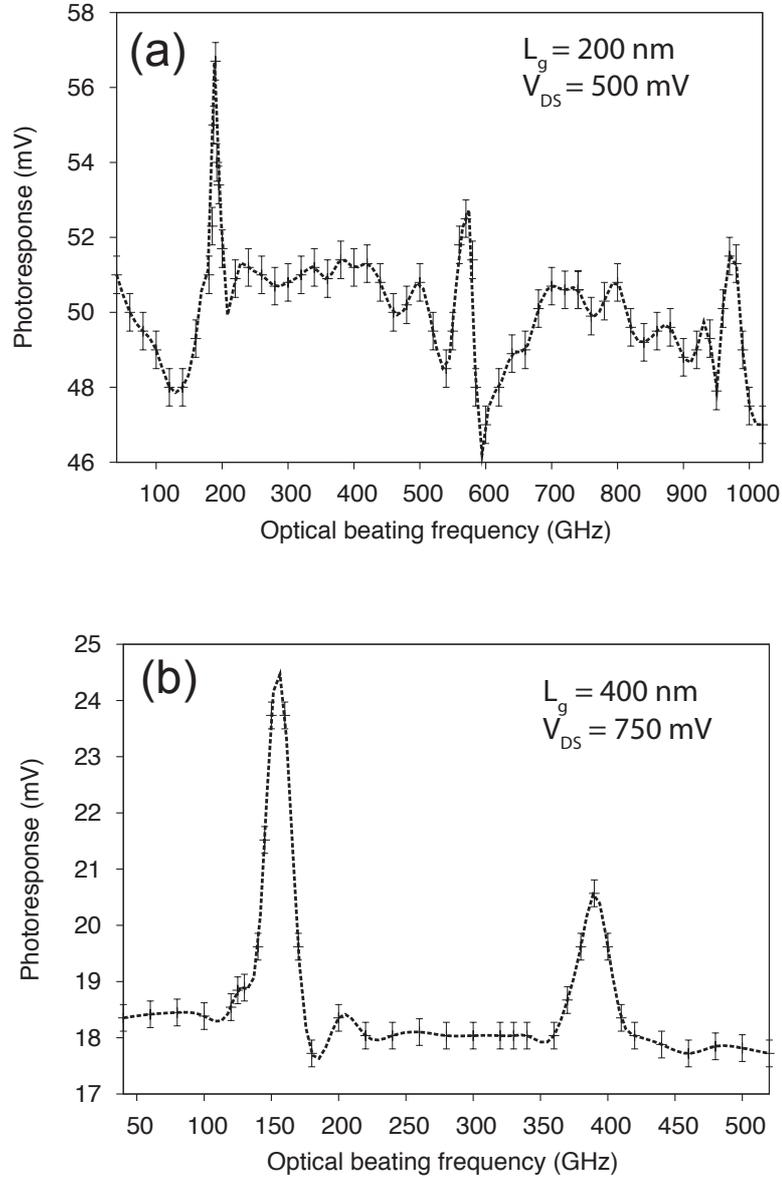


Figure 3.3 : Spectroscopie des ondes de plasma utilisant un battement optique avec deux lasers $1,55 \mu\text{m}$ pour deux transistors ayant des longueurs de grille respective de (a) $L_g = 200 \text{ nm}$, $V_d = 500 \text{ mV}$ (i.e. $I_d = 970 \mu\text{A}$), $V_0 = 170 \text{ mV}$ et (b) $L_g = 400 \text{ nm}$, $V_d = 750 \text{ mV}$ (i.e. $I_d = 1.5 \text{ mA}$), $V_0 = 170 \text{ mV}$. Les barres d'erreurs expérimentales sont représentées par les lignes verticales sur chaque point de mesure des courbes.

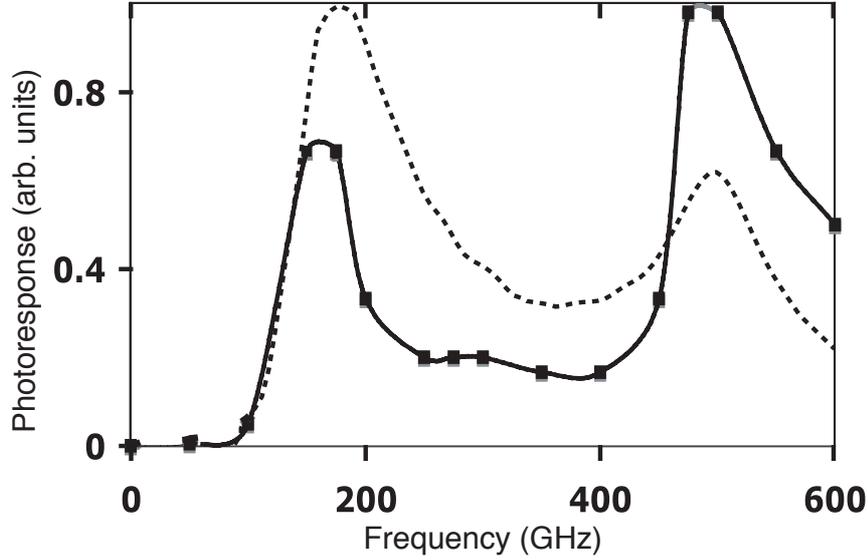


Figure 3.4 : Photoréponse continue ($\overline{\Delta V_d(f)}$) en fonction de la fréquence de battement obtenue par l'expérience (traits pleins avec les carrés) et la simulation (pointillés). $V_0 = V_g - V_{th} = 65$ mV et $V_{DS} = 100$ mV.

$$f_n = \frac{2n+1}{4L_g} s; s = \sqrt{\frac{eV_0}{m^*}} \quad (3.1)$$

avec $n = 0, 1, 2, \dots$, et $L_g = 800$ nm.

b. Modèle numérique

Le transistor est modélisé par un canal sous grille de 800 nm. Les paramètres de l'équation de Poisson (2.56) sont supposés uniformes dans le canal. En accord avec la structure du transistor, il a été choisi $d' = 19,5$ nm et $\delta = 15$ nm. Pour obtenir la tension de seuil mesurée expérimentalement, la concentration effective N'_D est fixée à 5×10^{17} cm⁻³. Deux contacts dopés ($N'_D = 10^{18}$ cm⁻³) de 100 nm sont ajoutés de part et d'autre du canal. La tension V_g est fixée à la valeur de la tension drain-source expérimentale V_{GS} .

Les simulations ont été effectuées à énergie constante. Le taux de relaxation ν_v utilisé dans l'équation de conservation de la vitesse est choisi à partir de l'estimation du facteur

de qualité Q du pic de résonance de la photoréponse continue représentée sur la figure 3.4. D'après [Veksler *et al.*, 2006b], à faible vitesse de drift, $Q = \omega_1/\nu_v \approx 1.2$ d'où $\nu_v = 10^{12} \text{ s}^{-1}$. Cette approximation permet d'observer un bon accord entre la photoréponse calculée et mesurée (Figure 3.4). Nous conserverons ainsi cette valeur pour l'ensemble des simulations dont les résultats sont présentés dans cette section. On en déduit également la variance des fluctuations de la vitesse nécessaire pour le modèle numérique 2.39 en exploitant la relation d'Einstein : $\overline{\delta v^2} = 4 \times 10^{11} \text{ m}^2.\text{s}^{-2}$.

En accord avec l'approche développée au paragraphe 2.5.1 et l'équation (2.44), on estime le taux de génération optique qui sera utilisé dans les simulations : $G_0 = 3 \times 10^{27} \text{ cm}^{-3}/\text{s}$.

c. Influence de la tension de grille

La figure 3.5 présente la dépendance des fréquences de résonance à la tension de grille et permet donc de confirmer l'accord entre nos résultats et la théorie, et de démontrer l'accordabilité des dispositifs par le potentiel de grille, les différentes fréquences de résonance étant proportionnelles à $\sqrt{V_0}$. Les points expérimentaux pour la fréquence fondamentale et ses harmoniques ont été obtenus en relevant la valeur en fréquence correspondant au maximum de la résonance de l'onde plasma pour différentes valeurs de V_g . Des résonances de plasma de fréquences allant de 50 à 480 GHz ont pu être observées.

Les deux modèles utilisant l'approximation du canal graduel ou une équation de Poisson pseudo-2D sont à peu près équivalents pour les géométries étudiées expérimentalement. Pour les grandes longueurs de grille, le calcul analytique ou la simulation des fréquences de résonance donnent le même résultat que ceux obtenus expérimentalement.

3.3.2 Transistors à *cap-layers* longs

La sous-section précédente a montré que les expériences menées sur un transistor dont la grille recouvre la majeure partie du canal sont en très bon accord avec le modèle théorique de [Dyakonov et Shur, 1993b] ainsi qu'avec le modèle hydrodynamique.

La plupart des expériences ultérieures ont été menées sur des HEMTs ayant des *cap-layers*

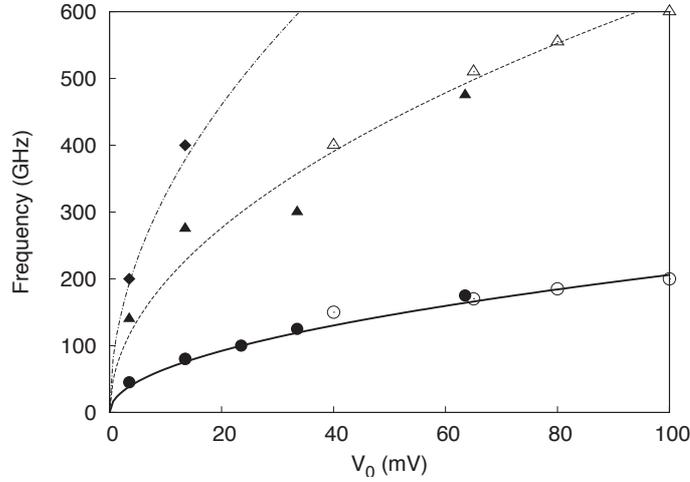


Figure 3.5 : Fréquence de résonance en fonction de la tension de *swing* d'après la théorie analytique (traits), les expériences (symboles pleins) et la simulation (symboles vides).

de longueurs comparables voire supérieures à la longueur de grille. En effet, dans cette sous-partie, si les transistors utilisés dans les manipulations possèdent des longueurs de grille allant de 200 à 1500 nm, leur longueur totale (entre les contact métalliques de source et de drain) reste fixée à $2.6 \mu\text{m}$. De plus, l'excitation optique est appliquée sur l'ensemble de la structure et pas seulement sur la partie du canal sous la grille. La prise en compte de la géométrie réelle du HEMT (région du canal sous les *cap-layers*, *recess*, etc ...) est donc ici indispensable pour donner une interprétation théorique aux résultats expérimentaux ; ceci ne pouvant plus être expliqué par le modèle linéaire de Dyakonov et Shur.

Modèle numérique

Nous cherchons à simuler des structures pseudo-2D dont le comportement dynamique est le plus proche possible des HEMTs utilisés lors des manipulations. Pour prendre en compte l'effet des *cap-layers* (cf Fig 2.3), nous adoptons une modélisation multigrille telle qu'elle est décrite dans la figure 3.6. Nous supposons en effet que l'équation de Poisson (2.56) peut se généraliser à un dispositif à plusieurs grilles en y introduisant un terme de tension de grille $V_g(x)$ dépendant de la position. Sauf indications contraires, les transistors modélisés sont longs de $L_{sd} = 2,6 \mu\text{m}$ et sont constitués :

- d'un canal sous grille au centre de la structure et dont la longueur L_g est prise égale à 200, 400, 800 ou 1500 nm ; dans cette région : $d'(x) = d = 23,5$ nm et $V_g(x) = V_{GS}$; la concentration de donneurs effective est calculée à partir de la valeur de la tension de seuil des transistors utilisés en expériences : $N'_D(x) = N_{D_g} = -\varepsilon_s V_{th} / (ed\delta) = 4.3 \times 10^{17}$ cm⁻³ pour $V_{th} = -220$ mV.
- de deux sections de canal sans grille (dites de “*recess*”) encadrant directement la région précédente et de longueur $L_w = 200$ nm ; Ici, $d'(x) \rightarrow \infty$. On estime la concentration effective par l'approche décrite en 3.3.2.3 [Marinchio, 2009] : $N'_D(x) = N_{D_w} = N_{D_g} d / d_e = 9 \times 10^{17}$ cm⁻³. La concentration, grossièrement estimée, ainsi que la longueur, estimée entre 100 et 200 nm par les fabricants, ne sont donc pas très bien connues. Heureusement, ces sections restent relativement courtes et peuplées pour avoir une réelle incidence sur les photoréponses. On peut estimer que la variation relative de fréquence de résonance à $L_w / (L_c + L_g) \times N_{D_g} / N_{D_w} \approx 7\%$, en prenant la longueur totale des régions sous grilles $L_g + L_c$ égale à $1,4$ μ m et L_w égale à 200 nm.
- de la région restante du canal côté source, située sous le cap layer de source et de longueur $L_c = (L_{sd} - L_g - 2L_w) / 2$; le *cap-layer* est de forte conductivité et est relié au contact métallique de source, un effet de champ s'établit donc entre le cap et le canal. Le *cap-layer* peut ainsi être vu comme une grille supplémentaire polarisée à $V_g(x) = V_s = 0$ V comme cela a été proposé dans [Ryzhii *et al.*, 2006a]. Cette hypothèse est aussi confirmée par des simulations Monté Carlo 2D effectuées par l'équipe de l'université de Salamanca et qui montrent un potentiel presque constant le long du contact de source. Les autres paramètres de l'équation de Poisson pseudo-2D restent les mêmes que ceux utilisés pour la région sous grille.
- de la région restante côté drain de longueur L_c , modélisée comme une zone dopée non grillée dans laquelle $d'(x) \rightarrow \infty$ et $N'_D(x) = N_{D_c} = 10^{18}$ cm⁻³ ; en effet, on peut considérer que la région du canal sous le *cap-layer* de drain n'est pas impliquée dans le mécanisme de plasma pour deux raisons principales : (i) quand une tension modérée ou forte est appliquée entre source et drain (ce qui est le cas dans nos expériences), un

fort champ électrique apparaît entre le *cap-layer* et le canal ; les électrons de conduction arrivant du canal sous grille comme les photoélectrons générés dans la région du canal sous le cap sont rapidement happés par le cap layer de drain ; (ii) pour de forts courants de drain, une zone de forte impédance apparaît à l’extrémité du canal grillé proche du drain : celle-ci empêche l’onde de plasma de fuir dans la région sous le cap [Ryzhii *et al.*, 2006a].

La pertinence de cette modélisation sera vérifiée a posteriori dans la partie suivante sur l’influence des *cap-layers*.

En plus de cette structure longue de $2,6 \mu\text{m}$, sont ajoutées deux zones d’accès courtes et dopées afin de modéliser les contacts de source et de drain, pour des raisons numériques. La figure 3.6 illustre le passage de la structure 2D “réelle” à sa modélisation pseudo-2D.

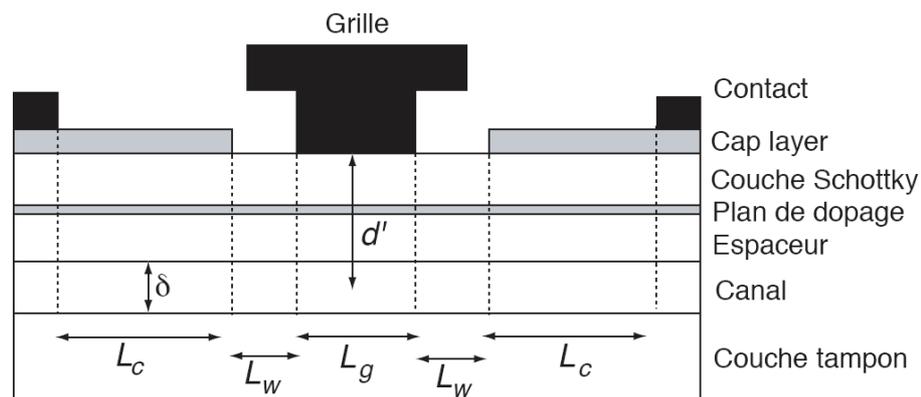


Figure 3.6 : Représentation schématique de la structure d’un HEMT et de la géométrie prise en compte dans la modélisation pseudo-2D. Les différentes notations sont définies dans le texte.

Comme dans la sous-section précédente 3.3.1, les simulations sont effectuées à énergie constante ; les paramètres de transport et le taux de génération optique restent les mêmes.

3.3.3 Influence des *cap-layers*

Dans cette partie, nous allons montrer l’influence considérable du *cap-layer* de source sur les résultats expérimentaux et présenter la modélisation multi-grille qui a été mise en place pour comparaison.

La figure 3.7 représente la photoréponse continue mesurée en fonction de la fréquence du battement optique pour trois longueurs de grille différentes et pour $V_0 \approx 170$ mV. Chaque photoréponse présente des pics correspondant aux deux ou trois premières résonances de plasma. Les fréquences du mode fondamental sont 90 GHz pour $L_g = 1500$ nm, 160 GHz pour $L_g = 400$ nm et 200 GHz pour $L_g = 200$ nm (pour ce dernier transistor, une résonance d'ordre 5 est observée à presque 1 THz). Or, les valeurs des fréquences prédites par un modèle analytique [Dyakonov et Shur, 1993a] ne considérant que la région du canal sous grille, $f_0 = \sqrt{(eV_0/m^*)}/4L_g$ sont approximativement de 140 GHz, 540 GHz et 1000 GHz. Nous constatons qu'en réduisant la longueur de grille (à longueur totale L_{sd} constante), les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques sont en désaccord. Une influence importante des régions entourant la grille est donc à envisager et sûrement à prendre en compte.

En effet, il est important de connaître les effets des *cap-layers* se trouvant de part et d'autre de la grille [Ryzhii *et al.*, 2006b]. Effectivement, en réalité le transistor étant loin de se limiter à un canal sous grille de longueur L_g , il est important de prendre en compte la totalité de la structure se trouvant sur la longueur totale du canal. L'illumination du battement optique se faisant sur la totalité du transistor, l'ensemble des régions doivent être considérées.

Pour pouvoir comparer les résultats expérimentaux aux résultats de modélisation, il faut déterminer comment modéliser les parties du canal situées sous les caps-layers (ou plutôt pour vérifier si la modélisation proposée en (3.3.2 Modèle numérique) est justifiée). Nous allons donc comparer les résultats de simulations numériques portant sur trois structures pseudo-2D différentes (fig. 3.8).

- (a) les deux *cap-layers* sont considérés comme des grilles additionnelles ; contrairement à la structure décrite sur la figure 3.6, la région entre la zone de *recess* et le drain est modélisée de la même façon que le canal sous grille. La tension appliquée sur cette "grille" est prise égale à V_{DS} . Le transistor est donc vu comme un dispositif à trois grilles.
- (b) seul le cap layer de source est assimilé à une seconde pseudo-grille ayant un potentiel

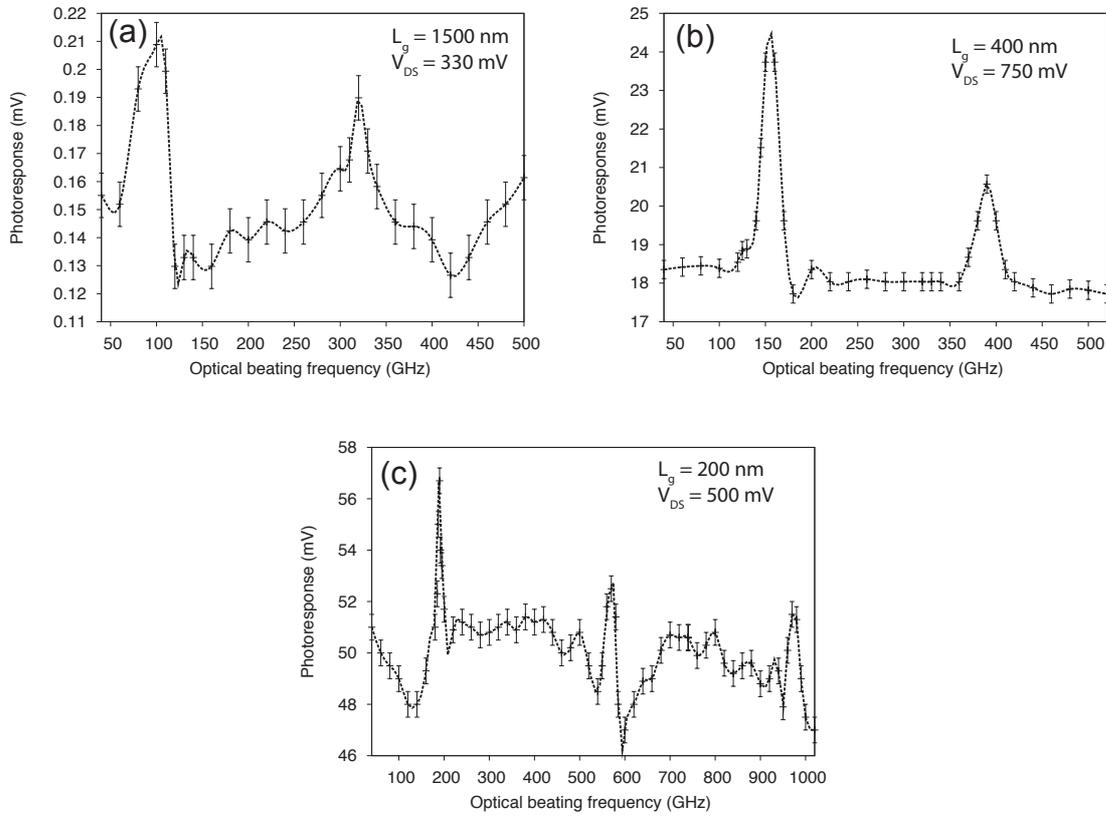


Figure 3.7 : Photoréponse moyenne obtenue expérimentalement en fonction de la fréquence du battement optique pour $V_0 = 170$ mV et différentes longueurs de grille : (a) $L_g = 1500$ nm et $V_{DS} = 330$ mV ; (b) $L_g = 400$ nm et $V_{DS} = 750$ mV ; (c) $L_g = 200$ nm et $V_{DS} = 500$ mV.

constant ; la structure est celle décrite précédemment.

(c) les deux régions sont considérées comme non recouverte par la grille avec $d'(x) \rightarrow \infty$ et

$$N'_D(x) = N_{Dc}.$$

Les photoréponses continues calculées dans le cadre de ces trois approches sont représentées sur la figure 3.9. Seule la photoréponse obtenue avec le modèle (b) est en bon accord avec l'expérience figure 3.7(b), ce qui justifie a posteriori le choix de la modélisation dite *bi-grille*. C'est donc cette modélisation avec une grille associé à une seconde grille ayant un potentiel constant que nous allons utiliser pour l'ensemble des comparaisons expérimentation/modélisation.

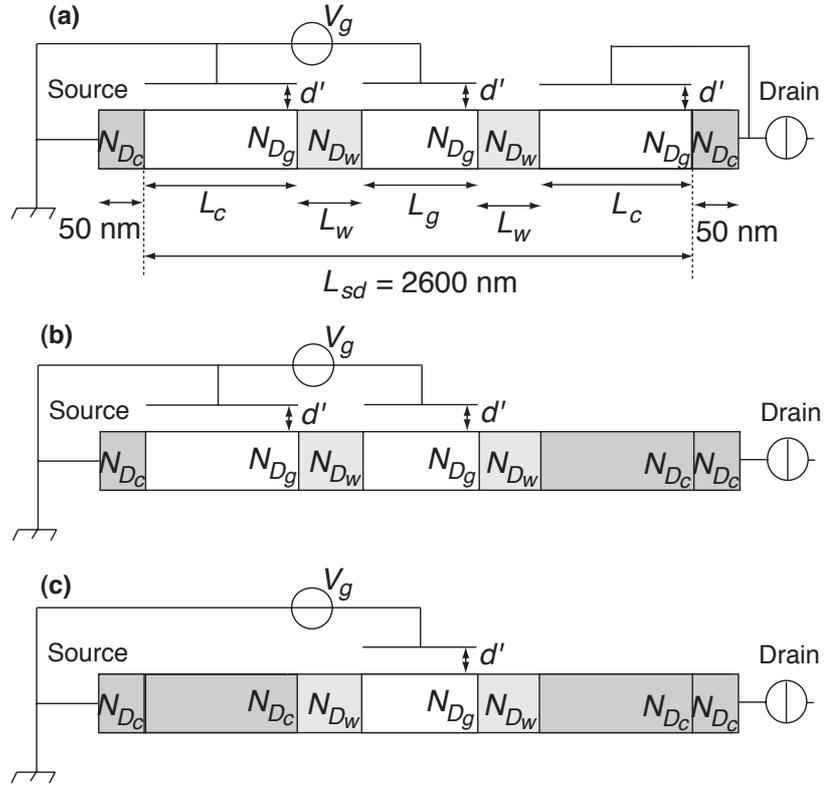


Figure 3.8 : Représentation schématique des trois structures simulées. Les différentes notations sont définies dans le texte.

En utilisant ce même modèle, nous pouvons comparer les photoréponses expérimentales présentées dans la figure 3.7 et les photoréponses calculées pour les mêmes transistors et les mêmes tensions de *swing* (cf. figure 3.10). On note un bon accord entre les fréquences de résonance mesurées et calculées sur l'allure des spectres. Cependant nous pouvons remarquer la différence sur les amplitudes qui est en partie attribuée au fait que les résultats expérimentaux correspondent à $V_d^{opt} + \overline{\Delta V(f)}$ et que les résultats de modélisation correspondent au terme $\overline{\Delta V(f)}$ seulement.

Afin de comparer plusieurs résultats expérimentaux et de modélisation, nous avons reporté sur la figure 3.11 les fréquences des résonances plasma en fonction de la longueur $L_g + L_c$ mesurées expérimentalement et calculées grâce à notre modèle numérique et grâce au modèle analytique décrit en [Ryzhii *et al.*, 2006b]. Le modèle théorique ainsi présenté généralise le

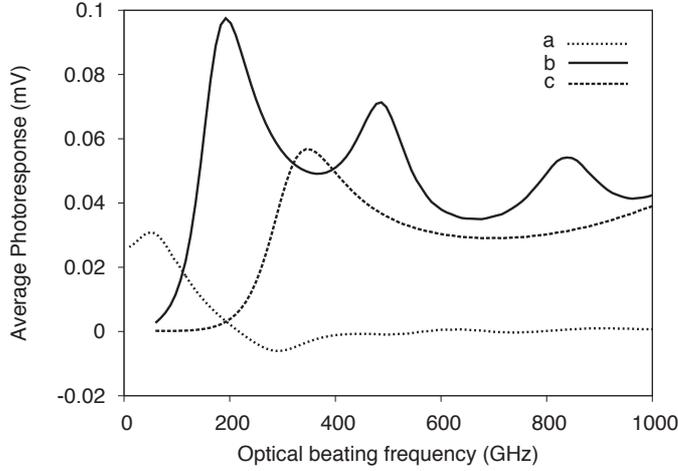


Figure 3.9 : Photoréponses moyennes calculées en fonction de la fréquence du battement optique pour $V_0 = 170$ mV, $V_{DS} = 250$ mV, $L_g = 400$ nm et pour les différentes modélisations des *cap-layers* décrites dans le texte.

modèle de Dyakonov et Shur à des structures avec *cap-layers*. Il utilise l'ensemble du canal de la région sous le cap de source plus le canal sous grille (i.e. l'ensemble des sections du canal considérées comme soumises à un effet de champ transverse). Cet ensemble joue le rôle de cavité résonante pour les ondes de plasma. Cela nous donne la fréquence de résonance plasma calculée par :

$$f_1 = \frac{s}{4(L_g + L_c)} \quad (3.2)$$

où $L_g + L_c$ peut être considéré comme une longueur de grille effective. Cette expression est valable si les vitesses de plasma sous cette longueur de grille effective sont proches et grandes devant la vitesse de dérive des électrons. C'est à peu près le cas ici car les deux tensions de *swing* sont relativement voisines (170 mV et 220 mV) ; on trouve en effet une vitesse de plasma d'environ $s = \sqrt{eV_0/m^*} = 8 \times 10^5$ m/s dans le canal sous la grille et de 9×10^5 m/s sous le *cap-layer* de source.

Si le modèle numérique reproduit plus efficacement les résultats expérimentaux pour les différents modes de plasma et les différentes longueurs de grille, l'approche analytique donne une bonne estimation des fréquences de résonance en décrivant de manière appropriée le

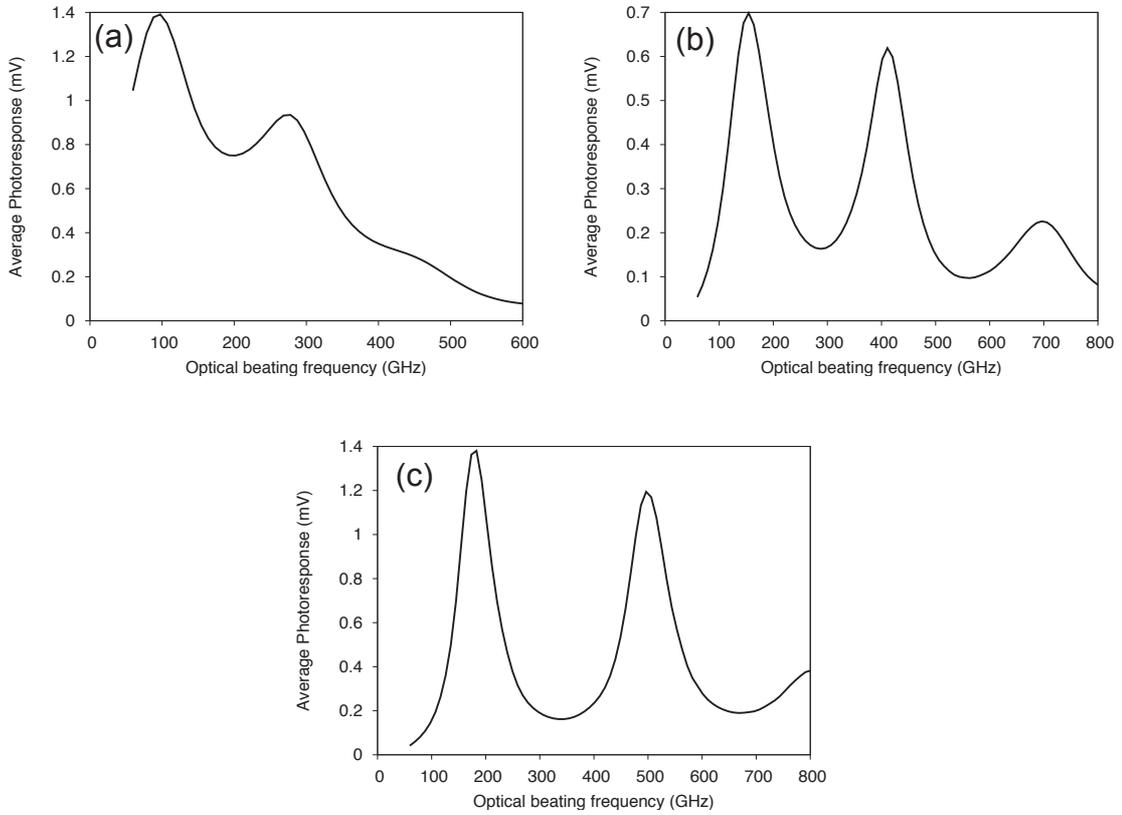


Figure 3.10 : Photoréponse moyenne calculée en fonction de la fréquence du battement optique pour $V_0 = 170$ mV et $V_{DS} = 350$ mV et pour différentes longueurs de grille : (a) $L_g = 1500$ nm, (b) $L_g = 400$ nm, (c) $L_g = 200$ nm.

mécanisme : l'oscillation de plasma a lieu à la fois dans la région du canal placée sous la grille et dans celle placée sous le *cap-layer* coté source ; on excite dès lors des ondes stationnaires de longueur d'ondes imposées par la longueur totale de la cavité résonante $L_g + L_c$. Ce modèle ne permet toutefois pas le calcul analytique d'une photoréponse harmonique ou continue [Ryzhii *et al.*, 2006b], ce qui donne tout son intérêt à notre approche numérique considérant une grille associée à une pseudo-grille ayant un potentiel constant.

Les amplitudes de photoréponses continues sont très sensibles à la tension de drain. Comme les résultats expérimentaux ont été obtenus à différentes polarisations, une comparaison avec les simulations n'est pas pertinente (la simulation ne prenant pas en compte V_{opt}). Cette comparaison est faite dans la partie suivante où nous étudions l'influence de V_{DS} sur les

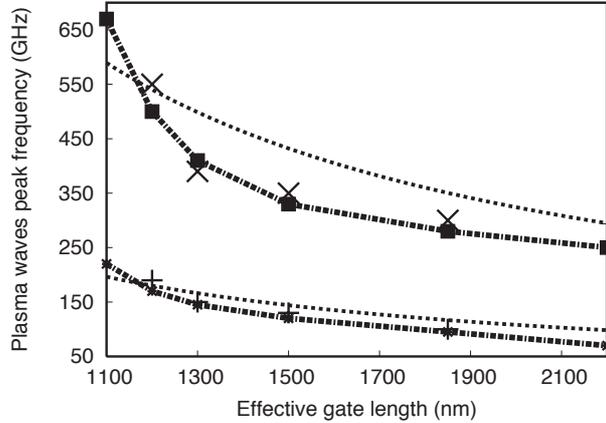


Figure 3.11 : Comparaison des fréquences de plasma expérimentales (croix) avec celles calculées par le modèle de [Ryzhii *et al.*, 2006b] (pointillés) et par notre modèle numérique (carrés reliés par des point-tirets) pour $V_{DS} = 350$ mV, en fonction de la longueur effective $L_g + L_c$. $V_0 = 170$ mV.

photoréponses.

3.3.4 Influence de la tension de drain

La figure 3.12 montre la photoréponse moyenne obtenue pour un transistor de longueur de grille de 200 nm et soumis à une tension de *swing* de $V_0 = 170$ mV. Nous pouvons observer clairement que pour l’augmentation de la tension de drain, (c) vers (a) et par conséquent l’augmentation du courant de drain, nous obtenons progressivement une meilleure amplitude des pics de résonance et nous améliorons nettement le facteur de qualité des pics. Nous pouvons constater également qu’avec l’augmentation de la tension de drain, nous avons une diminution des fréquences de résonance.

Afin de vérifier ces deux phénomènes, nous allons comparer les photoréponses moyennes mesurées et les photoréponses moyennes calculées pour un transistor de longueur de grille $L_g = 400$ nm et soumis à une tension de *swing* $V_0 = 170$ mV (figure 3.13). Nous observons un comportement analogue dans les deux cas : l’augmentation de la polarisation de drain permet de “faire sortir” progressivement les résonances. Les amplitudes et les qualités des

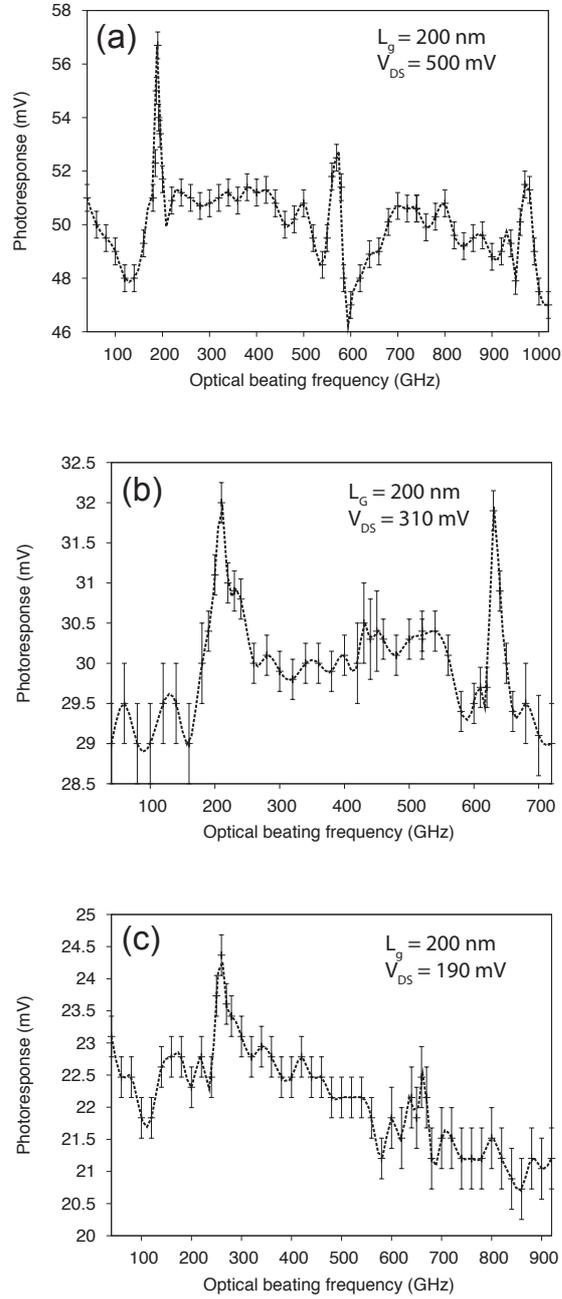


Figure 3.12 : Photoréponse en fonction du battement en fréquence pour un transistor de longueur de grille de 200 nm avec un courant de drain appliqué respectivement pour $V_0 = 170$ mV de (a) $V_d = 500$ mV ($I_d = 970$ μ A), (b) $V_d = 310$ mV ($I_d = 865$ μ A) and (c) $V_d = 190$ mV ($I_d = 780$ μ A).

pics augmentent considérablement tandis que la fréquence fondamentale diminue légèrement quand V_{DS} grandit. Signalons que pour un comportement dynamique analogue (amplitude et fréquence de résonance comparables), les polarisations de drain appliquées dans les simulations sont plus faibles que celles appliquées expérimentalement. Ce décalage peut s'expliquer par les chutes de tensions sur des éléments non-modélisés (contacts, couche Schottky, etc...) par l'approche pseudo-2D

Intéressons-nous d'abord aux fréquences de résonance. Les fréquences expérimentales sont reportées dans le tableau 3.1 en fonction des différents paramètres expérimentaux tandis que celles obtenues par simulation sont tracées en fonction de la tension drain-source dans la figure 3.14. Dans les deux cas, une légère diminution de la fréquence est observée. Cet effet est dû à l'augmentation de la vitesse statique moyenne des porteurs, qui ne peut plus être négligée devant la vitesse de plasma contrairement aux suppositions faites par [Dyakonov et Shur, 1993b] et [Ryzhii *et al.*, 2006b]. Celle-ci implique une diminution du temps de transit effectif de l'onde de plasma et par conséquent une diminution des fréquences de résonance.

Les amplitudes des pics de la résonance de plasma d'ordre 1 sont reportées en fonction de la tension de drain sur les figures 3.16 (a) (expériences) et 3.17 (a) (simulations). Pour toutes les longueurs de grille, on observe le même comportement : l'amplitude varie presque exponentiellement avec V_{DS} pour atteindre des valeurs de quelques mV loin dans le régime de saturation du transistor. La figure 3.17 (b) montre que les photoréponses harmoniques augmentent également (grâce à l'amélioration du mécanisme de plasma due à l'augmentation de vitesse moyenne) mais de manière beaucoup moins brutale : leurs amplitudes restent toujours de l'ordre de la dizaine de mV. C'est donc bien l'effet redresseur dû à la non linéarité du transistor en régime de saturation qui est responsable de l'amplification de la photoréponse continue pour de fortes polarisations.

Dans les simulations, les photoréponses moyennes ont tendance à s'effondrer quand V_{DS} dépasse les 400 mV. En effet comme on le voit sur la figure 3.15, les résonances de plasma disparaissent presque pour $V_{DS} = 410$ mV. La valeur de vitesse de dérive devient presque identique avec celle de la vitesse de plasma étouffant les ondes de plasma. Pour ces polarisa-

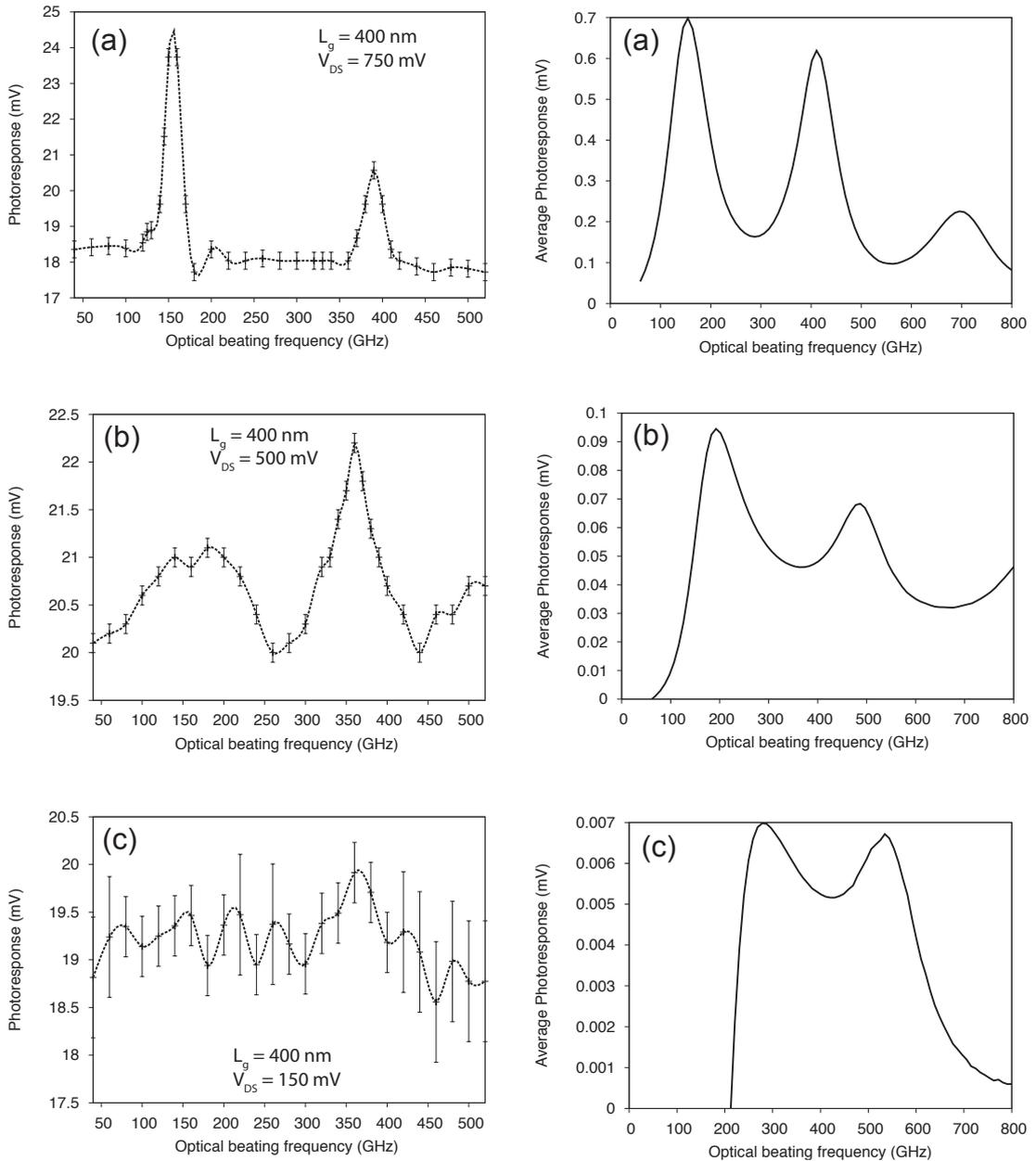


Figure 3.13 : A gauche : photoréponse moyenne mesurée en fonction de la fréquence du battement optique pour $V_0 = 170$ mV et $L_g = 400$ nm. (a) $V_{DS} = 750$ mV, (b) $V_{DS} = 500$ mV et (c) $V_{DS} = 170$ mV. Les intervalles verticaux indiquent les barres d'erreur. A droite : photoréponse moyenne calculée numériquement en fonction de la fréquence du battement optique pour $V_0 = 170$ mV et $L_g = 400$ nm. (a) $V_{DS} = 350$ mV, (b) $V_{DS} = 250$ mV et (c) $V_{DS} = 150$ mV.

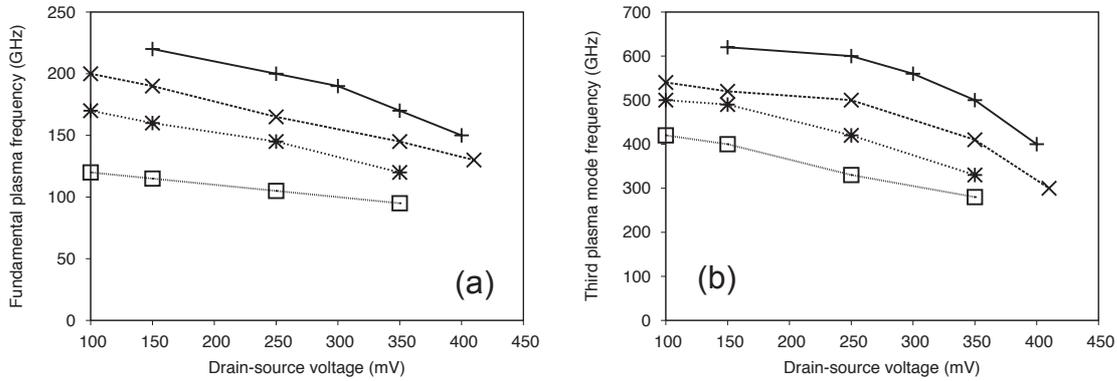


Figure 3.14 : Fréquence de résonance (a) fondamentale et (b) 3^{ime} harmonique calculée numériquement en fonction de V_{DS} pour $L_g = 200$ nm (croix droites), $L_g = 400$ nm (croix diagonales), $L_g = 800$ nm (étoiles) and $L_g = 1500$ nm (carrés). $V_0 = 170$ mV.

tions, l'augmentation des amplitudes harmoniques [Figure 3.17 (b)] est due à l'amélioration du comportement non-résonnant et non à une quelconque excitation des modes plasma.

L'effet de diminution des ondes de plasma observé dans la simulation, n'a pas été observé sur les manipulations. Seul sur le transistor de longueur de grille $L_g = 1500$ nm a été vu un début de diminution. Cela s'explique par une polarisation à appliquer qui doit être trop importante pour un fonctionnement normal du transistor. La polarisation à appliquer pour obtenir l'étouffement des ondes de plasma, détériore ou détruit le transistor avant même que les mesures soient possibles ; (ces structures n'ont pas été conçues pour des applications en électronique de puissance).

La qualité des résonances suit à peu près les mêmes variations que les amplitudes : on vérifie sur la figure 3.16 et dans le tableau 3.1 que les facteurs de qualité expérimentaux augmentent avec V_{DS} , profitant eux-aussi de l'augmentation de la vitesse électronique et de l'amélioration du mécanisme d'oscillation de plasma. Une évolution similaire est observée sur les photoréponses calculées pour $V_{DS} < 400$ mV (voir notamment la figure 3.13).

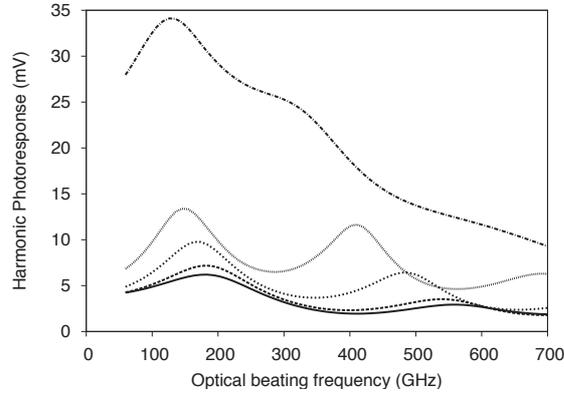


Figure 3.15 : Photoréponses harmoniques en fonction de la fréquence du battement optique pour $V_0 = 170$ mV et $L_g = 400$ nm. De bas en haut : $V_{DS} = 100, 250, 350$ et 410 mV.

L_g	V_0	V_{DS}	f_1	f_3	$\overline{\Delta V_d}(f_1)$	$\overline{\Delta V_d}(f_3)$	Q_{f_1}	Q_{f_3}
200	170	500	210	630	8	4	13	18
—	170	310	190	550	2	2	3	13
—	170	190	250	660	0,5	0,5	4	4
400	170	750	150	190	6	3	10	10
—	170	500	170	360	1	2	2	4
—	70	790	120	350	0,55	0,4	5	23
—	70	500	140	400	0,07	0,2	4	13
800	200	400	110	350	0,17	0,16	4	9
—	200	300	120	250	0,02	0,03	2	9
1500	150	178	90	340	0,08	0,06	4	11
—	150	65	110	350	0,01	0,015	2	6

Tableau 3.1 : Valeurs expérimentales des fréquences, des amplitudes et des facteurs de qualité des deux premiers pics de résonance de la photoréponse continue en fonction de la longueur et de la polarisation des transistors. L_g est indiquée en nm, les différentes tensions en mV et les fréquences en GHz.

3.3.5 Influence de la tension de grille

Pour terminer notre investigation sur les ondes de plasma des transistors HEMT, nous avons étudié l'influence de la tension de grille. Les photoréponses mesurées sur le transistor

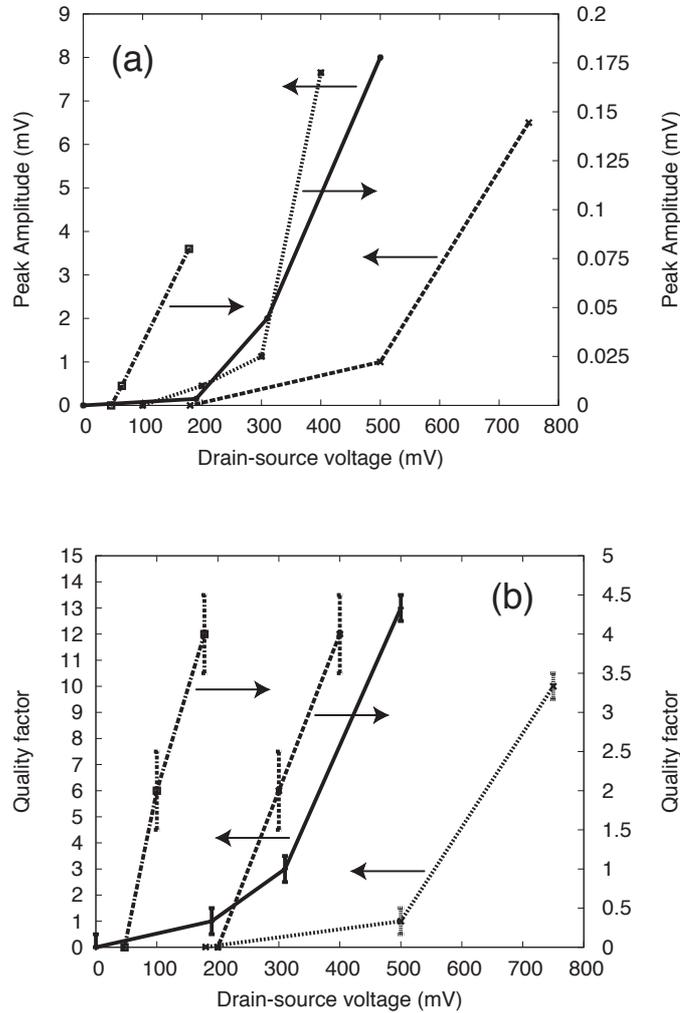


Figure 3.16 : (a) Amplitude et (b) facteur de qualité du pic de résonance correspondant au premier mode de plasma en fonction de la tension de drain pour les quatre longueurs de grille : $L_g = 200$ nm (ligne continue), $L_g = 400$ nm (tirets), $L_g = 800$ nm (points), $L_g = 1500$ nm (point-tirets). $150 \text{ mV} \leq V_0 \leq 200 \text{ mV}$.

de 400 nm de grille et polarisé à différents V_0 ont été reportées sur la figure 3.18. De la même manière, la figure 3.19 représente les photoréponses moyennes de ce même transistor pour différentes tensions de *swing* et à tension de drain fixée. Dans les deux cas, une accordabilité de la fréquence fondamentale d'environ 40 à 50 GHz est obtenue.

Comme prévu depuis [Dyakonov et Shur, 1993b], une réduction de la densité de porteurs

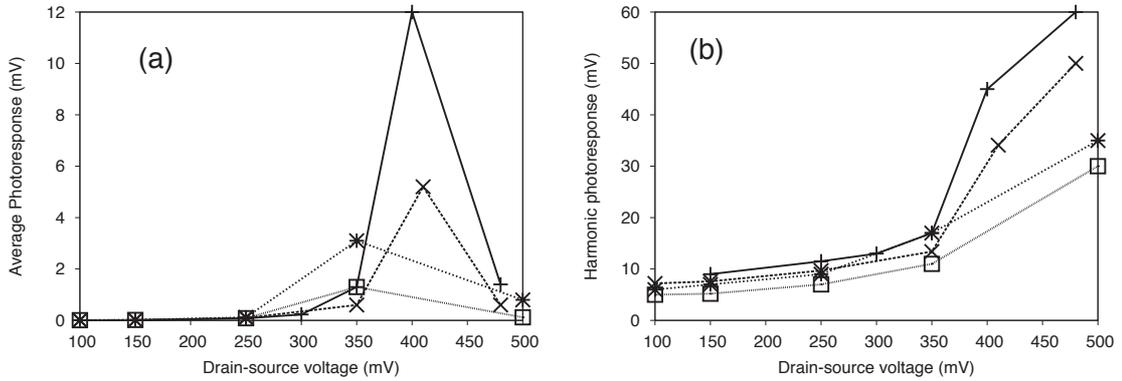


Figure 3.17 : Amplitude calculée du maximum des photoréponses (a) continues et (b) harmonique en fonction de la tension de drain pour les quatre longueurs de grille : $L_g = 200$ nm (croix droites), $L_g = 400$ nm (croix diagonales), $L_g = 800$ nm (étoiles), $L_g = 1500$ nm (carrés). $V_0 = 170$ mV.

dans le canal contrôlée par la tension de grille produit une diminution de la fréquence des modes. Cette explication reste toutefois insuffisante pour expliquer le décalage observé. En effet, en diminuant V_g tout en maintenant fixe V_{DS} , le transistor fonctionne de plus en plus en régime de saturation, ce qui implique une augmentation de la vitesse moyenne des électrons dans le canal (notamment au drain). Les deux effets décrits se cumulent pour décaler les fréquences des pics de plasma vers le bas.

L'influence de la grille reste toutefois modeste. En effet, la concentration électronique ne peut être contrôlée que sur la portion située sous la grille (et non sous le *cap-layer* de source). L'accordabilité en fréquence par l'action de la tension de grille est donc sensiblement restreinte par cette configuration.

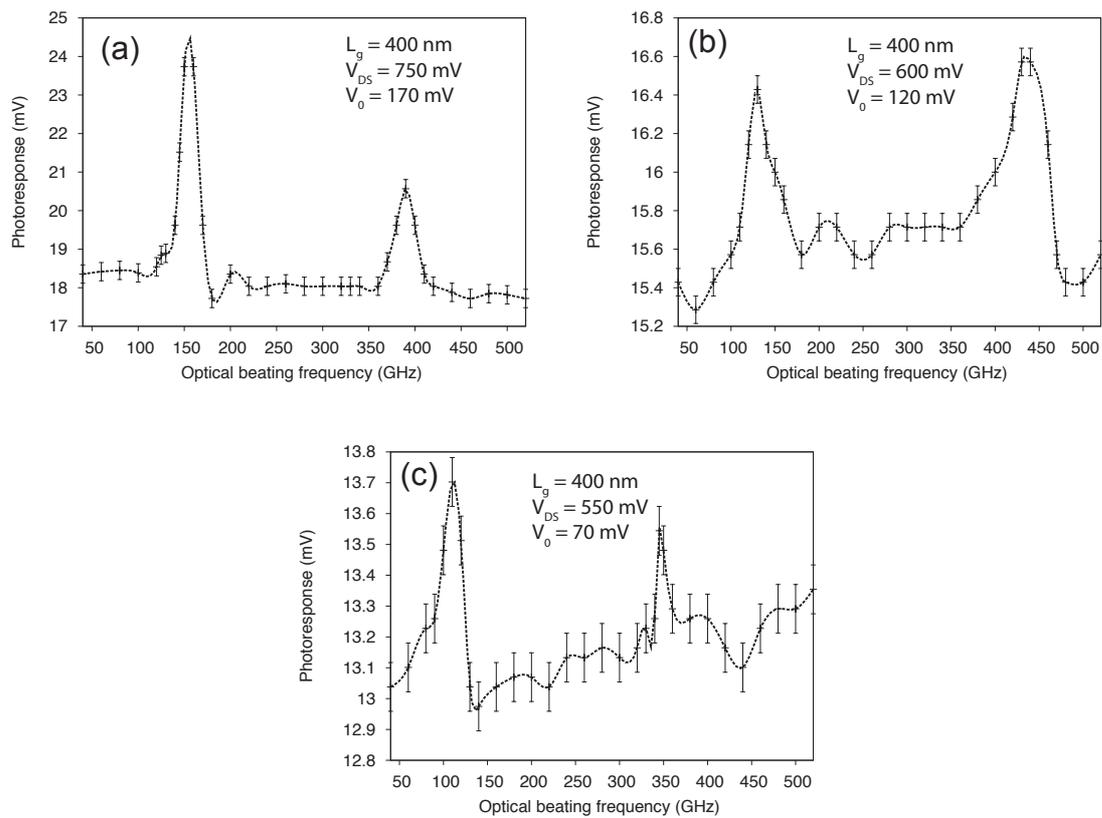


Figure 3.18 : Photoréponse d'un transistor de 400 nm de longueur de grille mesurée pour différentes polarisations de grille et de drain : (a) $V_{DS} = 750$ mV et $V_0 = 170$ mV ; (b) $V_{DS} = 600$ mV et $V_0 = 120$ mV ; (c) $V_{DS} = 550$ mV et $V_0 = 70$ mV.

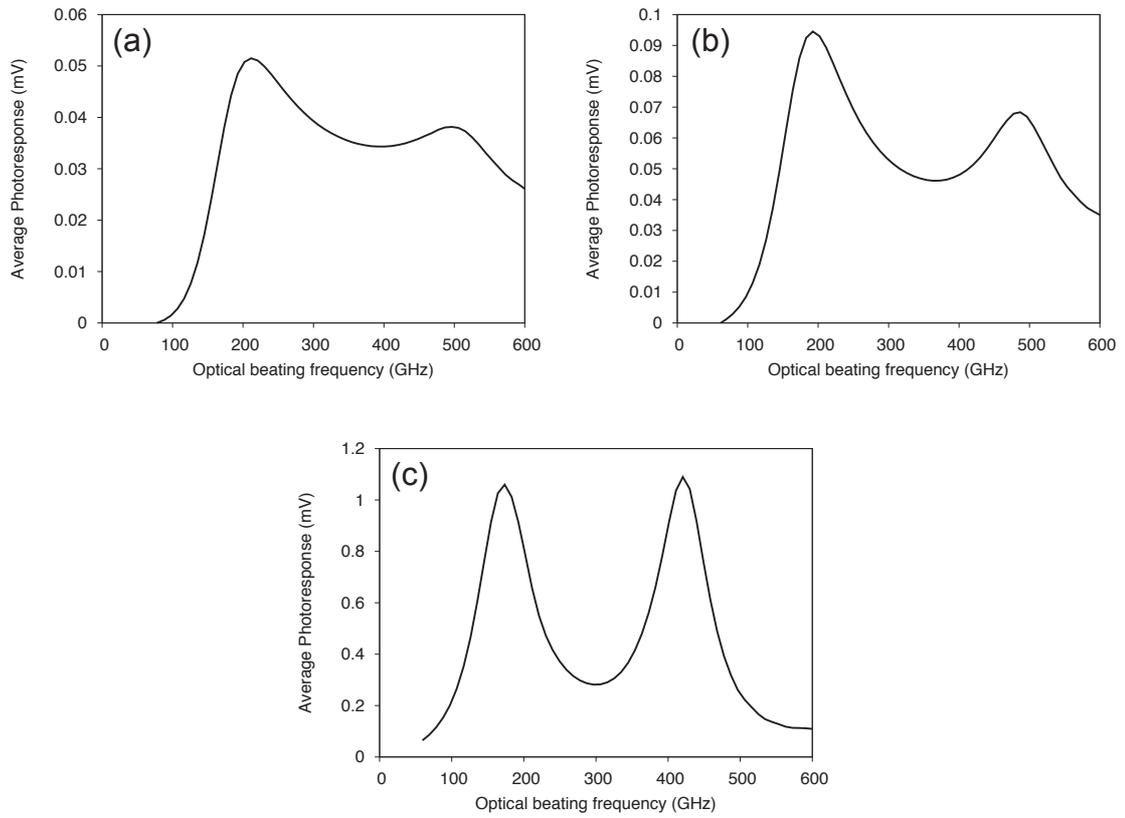


Figure 3.19 : Photoréponse moyenne calculée pour $L_g = 400$ nm et $V_{DS} = 250$ mV et pour différentes tensions de *swing* : (a) $V_0 = 220$ mV, (b) $V_0 = 170$ mV, (c) $V_0 = 70$ mV.

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté une étude systématique expérimentale et théorique des ondes de plasma excitées par un battement THz optique externe pour plusieurs longueurs de grille de HEMT.

Des expériences ont été effectuées en utilisant des lasers DFB commerciaux permettant de générer un battement optique entre 0 et 2 THz. Ce battement est ensuite focalisé et appliqué sur l'ensemble du transistor à étudier. Nous avons pu ainsi observer des résonances correspondant aux premiers modes de plasma et des fréquences comprises entre 50 GHz et 1 THz. Confirmant que la non linéarité du dispositif est prépondérante dans l'obtention des résonances de plasma, celles-ci n'ont été observées que pour de fortes tensions de drain.

En parallèle, il a été réalisé un modèle original basé sur les équations hydrodynamiques couplé à un solveur pseudo-2D de Poisson. Celui-ci a permis de montrer l'importance de la composante transverse du gradient de champ électrique, négligé dans tous les modèles antérieurs. En le prenant en compte, le canal du transistor devient un milieu *dispersif*.

Nous avons ainsi pu réaliser conjointement par l'expérience et la simulation des mesures qui nous ont montrées l'influence importante du *cap-layer* de source qui se comporte comme une deuxième grille de polarisation statique imposée par la tension de source, ce qui diminue largement les fréquences de résonances attendues. Des variations de la tension de drain ont également été réalisées. Ceci nous a permis de démontrer l'augmentation de résonance plasma par l'augmentation de la tension de drain donc l'augmentation du courant drain-source. Nous avons pu montrer l'effet de diminution de la fréquence de résonance induite par l'augmentation de V_{ds} . Nous avons aussi analysé la faible accordabilité par la tension de grille appliquée directement et liée à la structure du transistor. La grille proprement dite ne recouvre qu'une faible portion du canal.

Les structures utilisées ne sont donc pas optimisées pour de telles applications. Cette étude fournit donc des informations précieuses pour le futur dans la conception de dispositifs utilisant des ondes de plasma, notamment sur les transistors de type HEMT. Le *cap-layer* côté source devra être réduit au maximum pour permettre l'obtention d'ondes de plasma accordables à des fréquences de quelques THz.

Chapitre 4

Emission et mélange THz assistés par ondes de plasma

Sommaire

Introduction	97
4.1 Effet de la température et génération THz	98
4.1.1 Effet de la température	98
4.1.2 Emission d'une radiation par un HEMT	101
4.2 Multiplication ou mélange THz	111
4.2.1 Système de détection hétérodyne THz	111
4.2.2 Transistors spécifiques utilisés pour étudier la fonction de mélange .	114
4.2.3 Etude numérique de la fonction de mélange	116
4.2.4 Etude expérimentale de la fonction de mélange	120

Introduction

A l'heure actuelle, il y a de très bons espoirs et de nombreuses attentes dans le développement de systèmes électroniques térahertz. Ces espoirs sont corrélés à l'utilisation des transistors modernes de type FET et de leurs caractéristiques particulières telles qu'une haute mobilité des porteurs dans le canal et la forte non linéarité de sa caractéristique courant-tension.

Comme nous venons de le voir dans le chapitre précédent, ce type de transistor supporte des ondes de plasma dont la fréquence d'oscillation est accordable et modulable par l'action de la tension appliquée à ses contacts. Nous avons aussi montré une possible amplification de l'amplitude de ces oscillations par l'augmentation du courant de drain [Dyakonov et Shur, 1993a; Nouvel *et al.*, 2009]. Cette amplification pouvant se traduire par l'émission d'une onde à la même fréquence; l'utilisation de ces transistors comme source THz est envisagée dans ce chapitre. D'autre part, la particularité du transport dans le canal, nous permet d'entrevoir l'utilisation de ces transistors comme détecteurs (résolu spectralement) de rayonnement THz.

4.1 Effet de la température et génération THz

4.1.1 Effet de la température

Dans cette section, nous allons utiliser la configuration expérimentale de la figure 2.20 en lui rajoutant un système de thermalisation nous permettant d'abaisser la température de fonctionnement du transistor. Pour cela, on connecte le substrat de l'échantillon avec des rubans à transfert thermique immergés dans un bain d'azote. La température de l'échantillon est contrôlée à l'aide d'un thermocouple. Pour éviter la formation de glace sur la face supérieure du HEMT, glace qui risquerait d'endommager l'échantillon et les pointes, l'expérience est faite sous un flux d'hélium constant (la gamme de température réalisable est de 300 K à 200 K sans destruction ou dommage sur le transistor). Les expériences ont été réalisées sur deux HEMTs de longueurs $L_g = 50$ nm et $L_g = 400$ nm

Les caractéristiques $I(V)$, des deux structures HEMTs différentes à savoir : (a) un HEMT de longueur de 50 nm avec une tension de seuil $U_{th} \approx -350$ mV et (b) un HEMT de longueur de grille de 400 nm avec $U_{th} \approx -400$ mV, sont présentées sur la figure 4.1. Les courbes (a) et (b) sont tracées pour des tensions de grille U_g variant de -300 mV à 0 mV avec un pas de 100 mV. Les lignes continues et pointillées correspondent, respectivement, aux températures de fonctionnement de 300 K et 200 K. Les deux HEMTs présentent le comportement typique de courbe $I_{sd}(U_{sd}, U_g)$ à température ambiante et à basse température. Lorsque la température diminue jusqu'à 200 K, on observe sur la figure 4.1 (a) et (b) une augmentation de I_{sd} de

l'ordre de 10–15% par rapport aux courbes typiques courant-tension à température ambiante. On peut remarquer également que l'effet maximal a lieu pour des tensions de grille $U_g \approx 0$ V. Il est à noter également que les résultats des courbes $I(V)$ sont indépendants du régime de fonctionnement du transistor. Ce changement est en accord avec l'augmentation de la mobilité des porteurs libres de l'ordre de 10 à 15 % dans le canal dû à l'abaissement de la température.

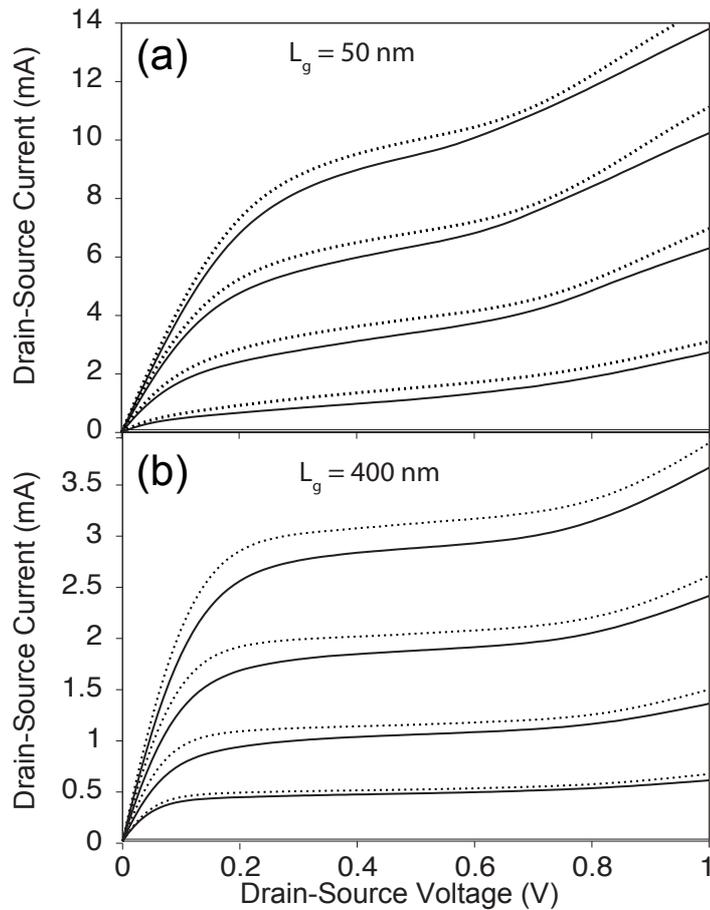


Figure 4.1 : Caractéristiques de sortie à 300 K (lignes pleines) et à 200 K (ligne en pointillé) pour deux transistors de longueurs de grille de 50 nm (a) et 400 nm (b).

Nous allons regarder de la même manière l'effet de la diminution de la température sur la résonance des ondes de plasma dans le canal du transistor HEMT excitées par un battement optique. La figure 4.2 nous montre la mesure de la photoréponse relative obtenue en fonction du battement optique pour un transistor de longueur de grille de 50 nm. La mesure a été réalisée pour deux températures différentes de 300 K et 200 K. Les mesures ont été réalisées

dans les mêmes conditions de polarisation du transistor qui sont : $U_g = -0,2$ V et $I_{sd} = 4$ mA.

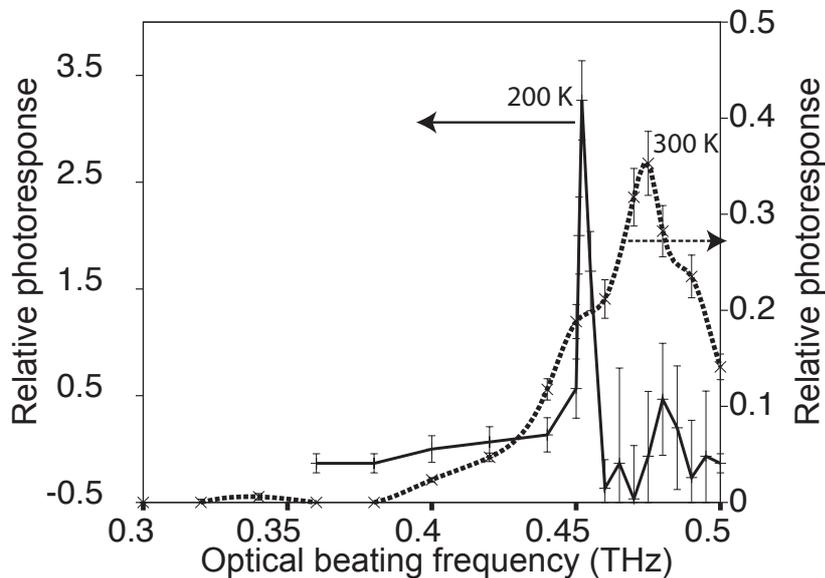


Figure 4.2 : Photoréponse en fonction de la fréquence du battement optique obtenue pour un transistor de longueur de grille de 50 nm pour $T = 200$ K (ligne pleine) et 300 K (pointillé) avec une polarisation de $U_g = -0,2$ V et $I_{sd} = 4$ mA.

Nous pouvons voir sur la figure 4.2, la résonance de l'onde de plasma à la fréquence de $f_0 = 0,475$ THz et $f_0 = 0,455$ THz pour 300 K et 200 K respectivement. Un premier effet remarquable se trouve sur la largeur à mi-hauteur des résonances qui, avec une diminution de la température de 100 K passe de 40 GHz à 5 GHz. Nous avons donc une augmentation importante du coefficient de qualité de la résonance avec la diminution de la température. Il faut remarquer cependant que la mesure de cette résonance, très résolue spectralement, est limitée par la résolution de la mesure du battement en fréquence que nous pouvons réaliser. Nous pouvons voir également une augmentation de l'amplitude de la résonance d'environ un ordre de grandeur avec l'abaissement de la température. Enfin, avec l'effet de la température, on observe un décalage de la fréquence de résonance de 20 GHz. Ce décalage en fréquence n'est pas significatif et est sûrement dû aux conditions de mesure à basse température qui déplace le point de polarisation ; ce qui entraîne un léger décalage de la fréquence de résonance. Ce décalage peut s'expliquer également par des conditions de mesures critiques à réaliser.

4.1.2 Emission d'une radiation par un HEMT

a. Mesures expérimentales

L'utilisation de transistor HEMT comme source monochromatique de radiation THz a largement été discutée dans la littérature [Lusakowski *et al.*, 2005; Dyakonova *et al.*, 2006; Meziani *et al.*, 2008; Otsuji *et al.*, 2006]. La fréquence de génération est contrôlée par les ondes de plasma excitées dans le canal du transistor. Cependant une telle situation ne peut être réalisée que lorsque l'on crée une instabilité de courant dans le canal du transistor. Cette dernière peut être liée aux ondes de plasma et donner lieu par exemple à l'instabilité de Dyakonov et Shur [Dyakonov et Shur, 1993a]. Cette instabilité peut amplifier de manière résonnante l'amplitude du courant AC à l'origine du rayonnement électromagnétique dans l'espace environnant. L'intensité d'un tel rayonnement sera proportionnelle à l'amplitude au carré du courant AC. Cette instabilité doit amplifier les ondes de plasma mais ne doit pas modifier significativement leur spectre i.e. la fréquence émise doit correspondre à la fréquence des ondes de plasma. Cette situation se trouve habituellement dans un état de pré-seuil d'instabilité. La particularité importante de l'état de pré-seuil est que les caractéristiques du spectre de rayonnement dépendent de la nature physique de la source à l'origine des fluctuations de courant dans le canal du transistor. Habituellement deux types de source répondent à cette condition : (i) les sources qui décrivent les sources d'excitation thermique ; on parle alors d'excitation/émission spontanée et (ii) les sources externes à la fréquence f qui viennent exciter les fluctuations de courant ; on parle alors d'excitation stimulée.

- Dans la cas d'une excitation spontanée, il est généralement admis que la source de l'excitation est donnée par des fluctuations thermiques internes au système (appelées forces de Langevin) dont la réponse spectrale est soit indépendante de la fréquence (cas classique) soit suivant la distribution de Planck (cas quantique) [Landau et Lifshitz, 1980; Lax, 1966; Shiktorov *et al.*, 1998; Shiktorov *et al.*, 2001]. Une excitation spontanée initie souvent une large bande de fréquences d'émission de bruit contenant les résonances plus ou moins prononcée des ondes de plasma du système [Starikov *et al.*, 2009]. Il est évident que pour réaliser une source de fréquence monochromatique, il est nécessaire d'avoir une

résonance des oscillations d'ondes de plasma de forte amplitude. Des expériences récentes consacrées à l'émission spontanée de rayonnement THz à partir d'AlGaIn/GaN basé sur des structures HEMT [El Fatimy *et al.*, 2010], ont démontrées la présence d'un seuil pour l'apparition d'une émission THz. Cette émission a été attribuée aux instabilités de Dyakonov et Shur en raison de la coïncidence entre la fréquence d'émission centrale relevée et la fréquence fondamentale de l'oscillation d'onde de plasma. Cependant le spectre d'émission observé est très large bande et le régime d'instabilité ne semble pas atteint.

- Dans le cas d'une excitation induite par des fluctuations extérieures, les caractéristiques de la source de fluctuations proviennent d'un processus externe. Ce qui a comme conséquence que l'émission de radiation sera uniquement contrôlée par les fréquences extérieures qui excitent le courant AC dans le canal du transistor HEMT. Par contre l'intensité d'émission sera déterminée par les caractéristiques internes du système telles que l'ensemble des fréquences propres de résonance, le taux de relaxation, les effets d'amplification induits par le développement des instabilités. Il est donc évident que le mécanisme d'excitation induit permet de réaliser une émission monochromatique qui sera déterminée directement par la stabilité en fréquence de la source extérieure de perturbation. Une source extérieure de perturbation très intéressante est l'utilisation du battement optique qui va créer périodiquement dans le temps des paires électron-trou à l'intérieur du canal du transistor. Les trous sont rapidement évacués traversant le contact de grille et la concentrations des photo-électrons dans le canal va jouer le rôle de la source de perturbations harmoniques externes responsables de l'excitation des ondes de plasma. Il est évident que la pureté spectrale d'un tel système est uniquement commandée par la stabilité en fréquence du battement optique réalisé par les deux faisceaux laser. Il existe une expérimentation indirecte qui met en évidence la possibilité de réaliser une émission résolue spectralement.

Comme montré dans [Veksler *et al.*, 2006c] en raison de la non linéarité du courant dans le canal lorsque l'on travaille dans la région de saturation des caractéristiques courant-

tension du transistor, il est possible d'obtenir une rectification du courant AC induit. Ce comportement se manifeste par une modification de la composante DC de la tension drain-source lorsque la fréquence d'excitation coïncide avec la fréquence d'oscillation de l'onde de plasma. Cet effet est appelé auto-détection [Otsuji *et al.*, 2004; Torres *et al.*, 2006]. En tenant compte du fait que l'intensité des émissions ainsi que l'amplitude sont proportionnelles au carré de l'amplitude des oscillations photo-excitées, l'effet de rectification peut être utilisé pour étudier l'émission d'un rayonnement externe.

Nous allons présenter maintenant des résultats de mesures directes de l'émission d'une radiation THz causée par la photoexcitation de l'onde de plasma dans le canal du transistor HEMT. Les résultats expérimentaux sont aussi comparés avec les résultats numériques obtenus en utilisant notre modèle hydrodynamique.

La figure 4.3 présente des mesures d'émission réalisées grâce à un détecteur bolométrique. Ces mesures ont été obtenues à l'aide du banc expérimental représenté en figure 2.20 pour des échantillons de longueurs de grille $L_g = 50$ nm (fig. 4.3 a) et $L_g = 400$ nm (fig. 4.3 b) portés à la température de 200 K.

Le point de polarisation des transistors est de $U_{sd} = 0,4$ V et $U_g = -0,2$ V. Est représenté sur ces courbes, l'intensité du signal THz en μV mesurée au bolomètre en fonction de la puissance du battement optique extérieur. Nous pouvons voir sur la figure 4.3 deux types de résultats en fonction de la présence ou non du battement optique extérieur.

Pour une faible puissance de l'excitation extérieure, la mesure (traits en pointillé sur les figures 4.3 (a) et (b)) ne montre aucune manifestation de l'émission d'un rayonnement THz. Ceci peut être dû à un manque de sensibilité du système de mesure. Une rapide augmentation de l'intensité et ensuite du signal détecté n'a été obtenue que sous photoexcitation à $T = 200$ K. Pour les HEMTs ($L_g = 50$ et 400 nm) les fréquences d'oscillations obtenus numériquement sont, respectivement, $f_0 = 0,455$ THz et $f_0 = 0,325$ THz et elles sont illustrées par la figure 4.3 (a) et (b), respectivement. Dans ce cas, la fréquence est proche (avec une précision de ± 10 GHz) de la fréquence de la première harmonique des ondes de plasma excitées dans le canal du HEMT. Il convient de souligner que la réponse en tension du bolomètre

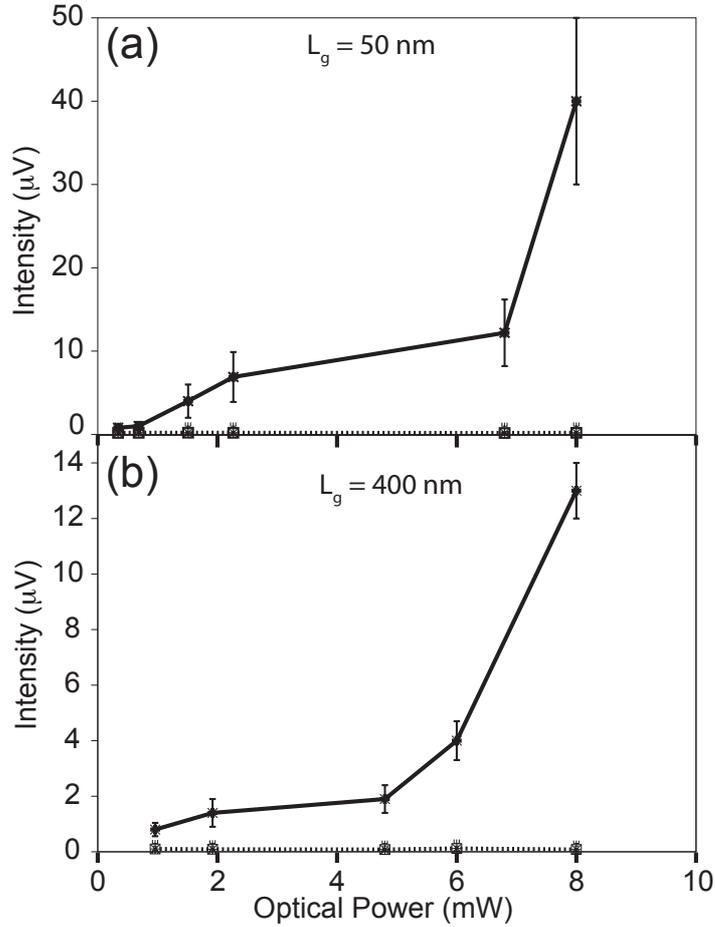


Figure 4.3 : Intensité du signal emis par un HEMT et mesuré par un bolomètre silicium $T = 200 \text{ K}$ en fonction de la puissance du battement optique pour deux transistors avec (a) $L_g = 50 \text{ nm}$ et (b) $L_g = 400 \text{ nm}$. Ligne en très plein : $f = f_0$ et ligne en pointillé (quasiment confondu avec l'axe horizontal) : $f = f_0 \pm 10 \text{ GHz}$.

par rapport à la puissance de pompage est non linéaire.

Lorsque l'on fait varier la valeur du battement en fréquence de plus de 10 GHz par rapport à la fréquence de résonance f_0 , la réponse du bolomètre se retrouve au niveau du bruit thermique. Le pas de fréquence minimal de 10 GHz est dicté par la résolution en fréquence possible sur le banc expérimental. L'émission a lieu seulement si les transistors sont polarisés en saturation (voir fig. 4.1 (a) et (b)), à U_{SD} pour $V_g = -0,2 \text{ V}$. Pour les petites valeurs de $U_{SD} < 0,2 \text{ V}$, la réponse du bolomètre est restée confondu avec le bruit thermique. Comme nous l'avons

rappelé en introduction de ce chapitre, lorsque l'on se place en excitation stimulée, la largeur d'émission est conditionnée par l'incertitude de la source d'excitation (i.e. les lasers à $1,55 \mu\text{m}$). L'ensemble de ces éléments nous permet d'affirmer que les résultats présentés sur la figure 4.3 prouvent que l'émission mesurée à $T = 200 \text{ K}$ est corrélée à l'excitation fondamentale du mode plasma 2D. Comme aucune émission n'est mesurée lorsque le battement en fréquence varie de plus de 10 GHz par rapport à la fréquence de résonance du mode fondamental, nous pouvons affirmer que la largeur de résonance à mi-hauteur n'est pas supérieure à 10 GHz .

Si l'on résume les résultats expérimentaux, nous pouvons affirmer qu'en modifiant la température de 300 à 200 K : (i) les courbes IV-statiques sont légèrement modifiées et présentent $10 - 20\%$ de variation de la mobilité des porteurs dans le canal du HEMT, (ii) les deux expérimentations (l'une sur la mesure de l'émission et l'autre sur le phénomène de rectification) nous permettent de détecter des ondes de plasma photoexcitées avec des fréquences de résonance prédites par le modèle théorique [Marinchio *et al.*, 2009], (iii) la détection qui utilise l'effet de rectification montre une photoexcitation des ondes de plasma à la fois à 300 K et à 200 K . Entre les deux mesures une augmentation de la qualité de la résonance d'environ un ordre de grandeur est observée, (iv) l'émission de rayonnements directs a été mesurée uniquement à la température de 200 K alors qu'à 300 K aucun rayonnement n'a pu être mesuré, (v) la qualité de la résonance de l'onde de plasma et la mesure de l'émission à 200 K sont caractérisées par la même valeur de largeur à mi-hauteur $< 10 \text{ GHz}$ qui est inférieure à la résolution du banc expérimental.

La plupart de ces résultats peuvent être interprétés dans le cadre de la théorie de la réponse quasi-linéaire à une perturbation externe, ce qui suppose que le régime de photoexcitation est linéaire et, par conséquent, l'amplitude du courant continu $j_d(f)$ apparaissant dans le canal à la fréquence f du battement est proportionnelle à l'intensité de la photoexcitation P_0 , soit $J_d(f) \sim P_0$. Dans le cadre de cette théorie de la réponse linéaire, les signaux mesurés expérimentalement $W(f)$ correspondent à l'effet d'émission et de rectification et sont liés quadratiquement à l'amplitude du battement du courant continu induit soit $W(f) \sim |j_d(f)|^2$.

En conséquence : (I) la puissance d'émission doit avoir une dépendance quadratique avec l'intensité de la photo-excitation. Comme il ressort de la fig. 4.3, l'expérience suit approximativement ce comportement. (II) Pour les deux effets (émission et rectification), il y a une dépendance de l'amplitude du signal mesuré par rapport à la fréquence du battement. Les résultats expérimentaux (voir fig. 4.3 et 4.2) remplissent cette condition. Dans les deux cas, la largeur à mi-hauteur des spectres ne dépasse pas 10 GHz. Cependant, cette valeur correspond à la résolution de la fréquence maximale du banc expérimental.

Comme il a été remarqué plus haut, à 300 K il n'a pas été observé d'émission. Ceci peut également être expliqué dans le cadre d'une réponse linéaire. Cette absence de mesure à température ambiante est certainement due à un manque de sensibilité du moyen de détection mis en place dans l'expérimentation.

En effet, nous avons un comportement similaire pour l'effet d'émission et de rectification. Au vu des amplitudes mesurées sur la figure 4.2, nous pouvons conclure que la puissance d'émission doit diminuer d'environ un ordre de grandeur allant de 200 à 300 K. Par exemple, en prenant en compte la sensibilité de la détection, avec une diminution de $\sim 15\%$ de l'amplitude du signal par rapport au signal à 200 K (niveau du signal mesuré sur la fig. 4.3), la réponse de l'émission à 300 K ne peut être extraite du niveau de bruit.

Dans le même temps, l'origine du net resserrement de la résonance d'émission avec une diminution de la température peut être expliqué dans le cadre de la théorie de la réponse linéaire. Par conséquent, la question suivante apparaît : pourquoi une diminution assez faible (environ 10–20 %) du taux de relaxation de la vitesse (c'est à dire de la mobilité) dans le canal d'un HEMT en passant de la température de 300 à 200 K conduit à une amélioration considérable de la qualité de résonance (environ un ordre de grandeur) dans les mesures des signaux émis et rectifiés ? Dans la section suivante, nous allons montrer, par la modélisation, qu'un tel comportement peut être expliqué par la présence d'une "instabilité" du plasma dans une situation stable lorsque l'amplification induite par l'instabilité n'est pas encore suffisante pour compenser l'amortissement causé par le taux de relaxation de la vitesse.

b. Résultats de modélisation

Dans cette section, nous allons analyser en détail à l'aide de la modélisation, ce que nous avons observé expérimentalement aussi bien concernant le rétrécissement de la résonance plasma que sur l'émission induite lorsque la température diminue. Pour cela, nous allons utiliser le modèle mis en place et discuté dans le chapitre 2 (section 2.5) pour décrire qualitativement et quantitativement les résonances des ondes de plasma 2D observées expérimentalement dans le canal du HEMT.

Comme il a été déjà mentionné, le modèle 2.5 mis en place permet de reproduire les oscillations des ondes de plasma 2-D classiques causées par une fluctuation des porteurs tout au long du canal. La figure 4.4 montre les dépendances temporelles de la tension source-drain en fonction de la diminution du taux de relaxation de la vitesse des électrons. Ce taux varie entre 1,9, 1,75 et 1,7 ps⁻¹ (courbes (a), (b) et (c)). La structure simulée et les conditions de polarisation correspondent à celles de l'expérience précédente.

Dans ces figures, le processus de relaxation jusqu'à l'état stationnaire a un caractère oscillant dont la fréquence correspond au mode fondamental de la résonance d'onde de plasma excitée dans la cavité formée par le canal du HEMT. La différence principale provient de l'état vers lequel le système relaxe. Dans le cas où $\nu \geq 1,75 \text{ ps}^{-1}$ (fig. 4.4 (a)) le processus de relaxation conduit le système à un état indépendant du temps via des oscillations amorties ce qui correspond au cas classique d'un oscillateur amorti.

La particularité du processus de relaxation présenté dans la figure 4.4 (b) est que, contrairement au cas précédent, une assez faible baisse du taux de relaxation (environ 10 %) donne lieu à une diminution importante du temps de relaxation du système (environ un ordre de grandeur). Une nouvelle baisse du taux de relaxation de la vitesse, $\nu < 1,75 \text{ ps}^{-1}$ (fig. 4.4 (c)), change qualitativement l'état vers lequel le système tend. Cet état est oscillant dans le temps avec une augmentation constante de l'amplitude des oscillations (régime de l'auto-oscillation). Soulignons que le processus de relaxation présenté dans la figure 4.4 est obtenu en l'absence de tout battement optique et que le changement d'état dans lequel le système relaxe est déterminé uniquement par des procédés survenant à l'intérieur du système.

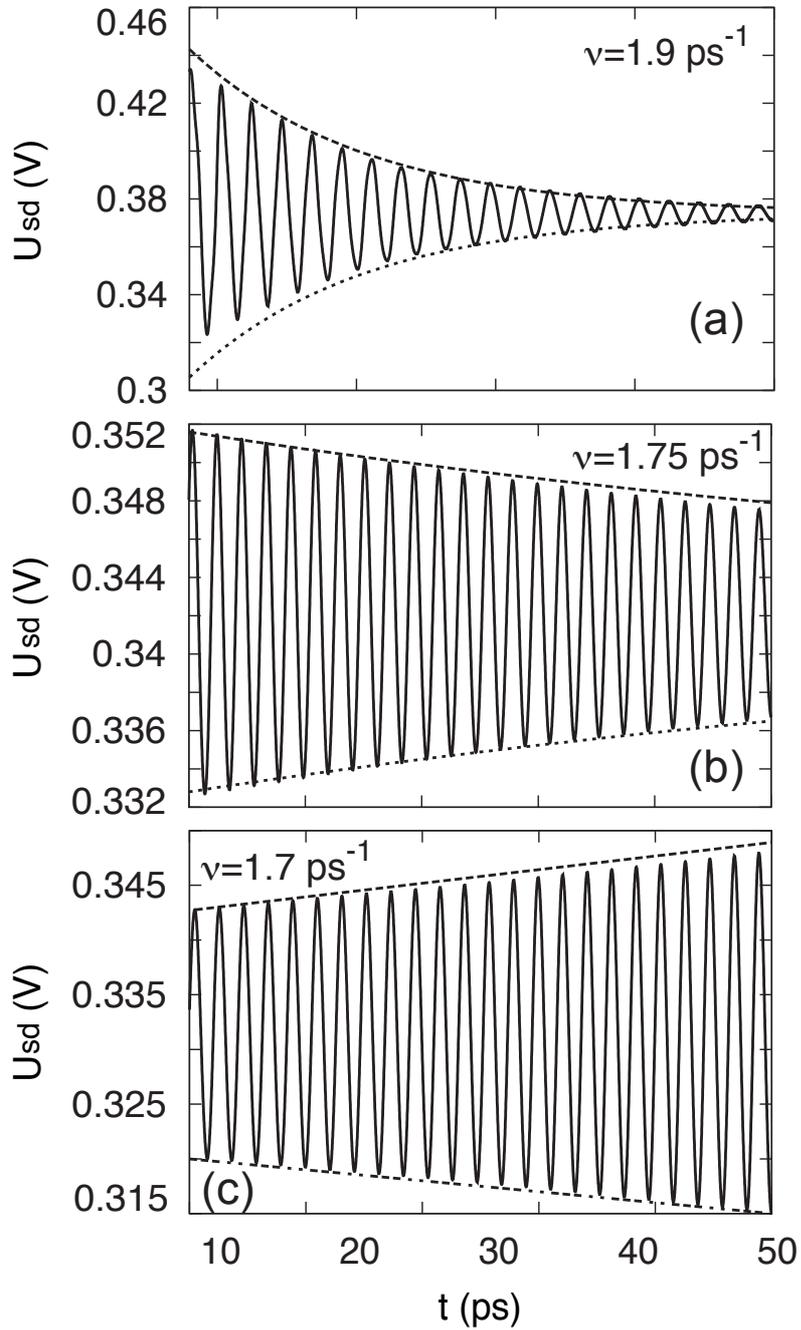


Figure 4.4 : Calcul de la tension drain-source en fonction du temps pour différentes valeurs du temps de relaxation de la vitesse $\nu = 1,9$ (a), $1,75$ (b) and $1,7$ (c) ps^{-1} . La ligne en pointillé représente l'enveloppe en tension du temps nécessaire pour atteindre le régime stationnaire.

Les figures 4.5 (a) et (b) illustrent le comportement des résonances des ondes de plasma à la fréquence fondamentale pour la partie harmonique (a) et pour la valeur moyenne (b) en fonction de la fréquence d'excitation du battement optique. La mesure en trait plein correspond au taux de relaxation de la vitesse $\nu = 1,75 (ps)^{-1}$ (juste avant que n'apparaisse le seuil de l'auto-oscillation de Dyakonov-Shur), tandis que la mesure en pointillée correspond au taux de relaxation de la vitesse $\nu = 1,9 (ps)^{-1}$ illustrant une situation se trouvant nettement plus loin de l'auto-oscillations. Dans cette situation, la transition vers le régime de l'auto-oscillation prend place pour $\nu \lesssim 1,75 (ps)^{-1}$ où une auto-oscillation claire apparaît dans les simulations (fig. 4.4 (c)). Les symboles (x) et (+) rajoutés sur la courbe 4.5 (b) correspondent à la réponse de l'amplitude AC au carré présentée sur la figure 4.5 (a) après normalisation par rapport au maximum de la tension de résonance. Les résultats de la figure 4.5 (b) confirment que le spectre de réponse de l'effet de rectification $\delta u_0(f)$ est généré par la résonance de la composante AC et qu'il existe entre ces deux grandeurs une dépendance quadratique. Enfin comme il ressort de la figure 4.5, les calculs montrent que, dans le régime de pré-seuil de l'instabilité Dyakonov-Shur, une petite variation (d'environ 10 %) du taux de relaxation de la vitesse est capable de provoquer une forte variation (d'environ un ordre de grandeur) de la qualité de la résonance des réponses AC et DC sous photoexcitation. Ces résultats théoriques sont en très bon accord avec le comportement observé expérimentalement des résonances de rectification et d'émission. En effet la dépendance quadratique mise en évidence par la modélisation, se confirme dans la figure 4.3. De même pour $\nu = 1,9 \sim (ps)^{-1}$ la réponse obtenue par modélisation est en très bon accord avec la courbe expérimentale obtenue pour $T = 300$ K. Enfin pour $\nu = 1,75 \sim (ps)^{-1}$ nous retrouvons également ce très bon accord entre modélisation et l'expérimentation à $T = 200$ K, or ce dernier est obtenu quand le pré-seuil est atteint.

Le modèle hydrodynamique pseudo-2D mis en place, nous a permis d'expliquer le processus du développement de l'instabilité de Dyakonov-Shur décrite et observée expérimentalement sur le comportement des résonances photo-excitées des ondes de plasma 2D dans le canal d'un transistor HEMT. Il est intéressant de souligner que le net resserrement des résonances de

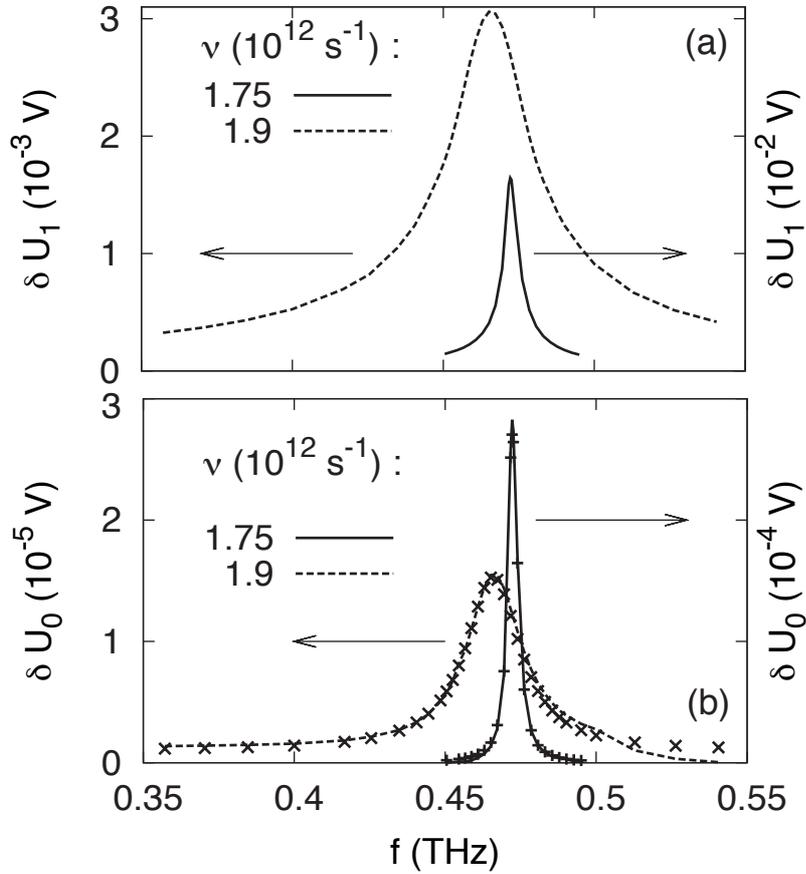


Figure 4.5 : Calcul de l'amplitude de la photoréponse (a) harmonique et (b) moyenne en fonction du battement en fréquence pour deux valeurs du temps de relaxation de la vitesse.

plasma se déroule dans des conditions stationnaires, juste avant la transition vers le régime d'auto-oscillation (obtenue ici pour l'instabilité Dyakonov-Shur) et qu'il décrit le scénario typique d'une instabilité de plasma.

D'autres instabilités liées aux effets des porteurs chauds ne sont pas pris en compte par le modèle. Ici, il convient de souligner que l'effet a été observé à des valeurs de tension source-drain $U_{SD} \sim 0,4 - 0,6$ V et à une tension de grille $U_g \geq -0,2$ V, là où en principe, on ne peut négliger les effets de porteurs chauds tels que le transfert d'électrons dans les vallées supérieures et l'ionisation par impact. En particulier, le dernier effet explique l'augmentation du courant à $U_{SD} \geq 0,6$ V dans la figure 4.1. Par conséquent, les résultats expérimentaux présentés sur l'émission et l'effet de la rectification excité par un battement optique, prouvent

la présence d'une instabilité des ondes de plasma 2D qui est responsable des effets obtenus. Cependant, les expériences réalisées ne peuvent pas à présent élucider la nature microscopique exacte de cette instabilité.

4.2 Multiplication ou mélange THz

Les techniques actuelles de détection hétérodyne THz nécessitent, soit la mise en place d'un système complexe très coûteux, soit l'utilisation d'un système de refroidissement à l'hélium très encombrant et difficilement utilisable. L'idée principale de cette application est d'exploiter les non linéarités du mécanisme de plasma pour réaliser une transposition en basse fréquence (BF) grâce à l'excitation d'une résonance de plasma et la détection directe d'un rayonnement THz. La résonance plasma réalisera la fréquence de l'oscillateur local (OL) et le rayonnement THz direct est le signal radio-fréquence THz (RF_{THz}) à transposer.

4.2.1 Système de détection hétérodyne THz

La figure 4.6 (en haut) illustre le dispositif expérimental mis en oeuvre afin de réaliser la fonction de mélangeur. Il reprend essentiellement le banc expérimental utilisé pour la spectroscopie des ondes de plasma (Fig. 2.19). Une source électronique de la société Virginia Diodes, Inc (VDI) amplifie via un sextupleur le signal RF d'entrée compris entre 12.2 et 18.4 GHz. Celui ci est fourni par un synthétiseur de fréquence Anritsu et il est enfin converti en un signal de sortie HF dans la gamme de fréquence 225 – 325 GHz. Ce signal RF_{THz} est focalisé sur la face supérieure des échantillons par deux miroirs paraboliques hors-axes en aluminium comme indiqué sur la figure 4.6 (en bas). Une caméra longue focale de chez Hamamatsu permet de visualiser l'échantillon et de poser les pointes. Le signal d'OL est fourni par le battement de fréquence des deux lasers infra-rouges. Ce signal, accordable dans la gamme 0–2 THz, est focalisé sur la face arrière des échantillons. Il permet, comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, d'exciter les ondes de plasma présentes dans le gaz bidimensionnel d'électrons qui constitue le canal du transistor HEMT. Le signal de fréquence intermédiaire (IF) résultant du mélange entre le signal RF_{THz} et le signal de l'OL, produit

un signal IF qui peut être mesuré par un analyseur de spectre électronique fonctionnant dans la gamme 0 – 26 GHz.

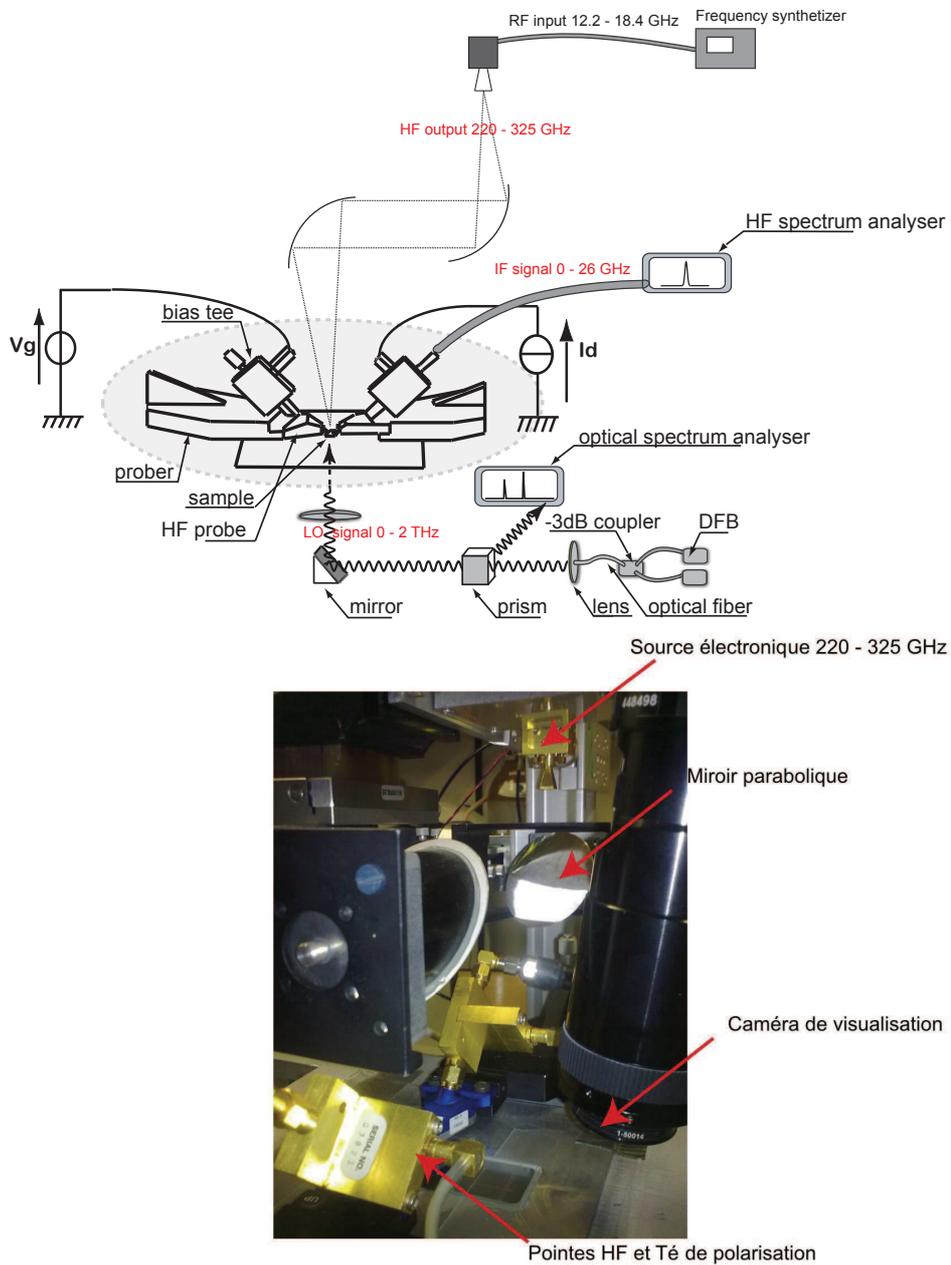


Figure 4.6 : (en haut) Schéma du dispositif expérimental mis en oeuvre et (en bas) photographie de la zone proche de l'échantillon.

Comme indiqué sur le schéma de principe présenté dans la figure 4.7, pour détecter la radiation THz, on fait varier f_{OL} dans la gamme de fréquences étudiée. Pour cela, il faut à la

fois jouer sur la fréquence du battement optique, et donc sur les longueurs d'ondes des lasers, mais aussi sur la polarisation électrique du transistor afin d'accorder la fréquence de résonance du canal à celle du battement. Ainsi, quand cette fréquence de résonance se rapproche de f_{RF} , la réponse de la tension de drain se trouve exacerbée par la résonance de plasma. D'autre part, la non linéarité du mécanisme aidant, une composante à la différence des deux fréquences δf ou IF apparaît dans le spectre de la tension de drain. Si cette différence est suffisamment petite, le spectre de la radiation THz transposé en BF est observable sur un analyseur de spectre standard.

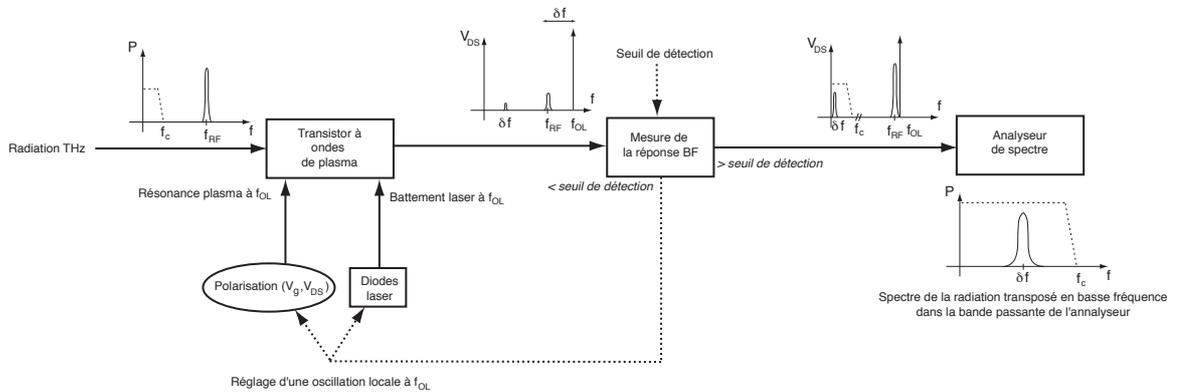


Figure 4.7 : Schéma de principe d'un détecteur hétérodyne.

Ce système sous-entend la connaissance préalable des valeurs des fréquences de résonance du transistor en fonction des points de polarisation (V_{GS} , V_{DS}) et nécessite donc une caractérisation dynamique des transistors (cf chapitre 3).

Quatre caractéristiques sont primordiales pour caractériser le fonctionnement du mélangeur et peuvent être vues comme des facteurs de mérite :

- l'*accordabilité* de la fréquence d'oscillation locale qui définit la bande de fréquence de détection. Elle peut être limitée par la différence de longueurs d'ondes qui peut être obtenue entre les deux diodes lasers utilisées ou par la variation de la fréquence de résonance du canal grâce aux tensions de polarisation. Dans tous les cas, nous avons démontré au chapitre précédent qu'une accordabilité d'au moins 2 THz est possible.
- le *gain* du mélangeur. Il détermine directement l'amplitude du signal transposé et donc

le seuil et la sensibilité de la détection.

- la *bande passante* du mélangeur. Si elle est plus large que l’extension fréquentielle de la radiation à détecter, le spectre de celle-ci ne sera pas coupé en étant transposé.
- la *linéarité* du mélange. La réponse à la différence des fréquences doit rester proportionnelle à l’excitation THz pour que celle-ci ne soit pas déformée dans l’opération.

4.2.2 Transistors spécifiques utilisés pour étudier la fonction de mélange

Cette étude a été réalisée dans le cadre d’un projet de Recherche Exploratoire Innovante (REI) de la Délégation Générale de l’Armement (DGA) appelé “Défenseur Mélangeur TeraHertz (DEMETER)”. Ce projet se fait en collaboration avec le laboratoire de l’Institut d’Electronique et de MicroNanotechnologie (IEMN), Thales Recherche et Technologie (TRT) et l’Institut d’Electronique du Sud (IES). Les transistors spécifiquement étudiés et réalisés pour cette étude ont été conçus à l’IEMN par le groupe du professeur Sylvain Bollaert.

Un exemple de masque réalisé est donné figure 4.8. Il est constitué de trois zones principales : une zone de test, une zone de HEMTs associés à des antennes spirales et une zone de HEMTs à accès coplanaire.

Dans la zone de test, on retrouve les motifs standards de test : échelle de résistance pour mesure de résistance de contact ohmique, de la résistance carrée (basé sur la ”Transfer Line Method”), un trèfle de Hall, une échelle d’isolation pour vérifier la qualité du Mesa, et des motifs pour l’alignement optique.

La zone de transistors est constituée de HEMTs à deux doigts de grille de largeur totale $W=2 \times 50 \mu\text{m}$, $2 \times 25 \mu\text{m}$ et $2 \times 10 \mu\text{m}$. Les longueurs de grille sont de 50, 100, 200 et 400 nm.

La zone spirale est constituée de HEMTs associés à une antenne de type log-spirale. Les antennes ont été conçues pour fonctionner dans la bande de fréquence 250 GHz–4 THz. Un transistor est constitué de 3 accès : la grille, la source et le drain. L’antenne spirale est un dipôle, ainsi seuls deux accès peuvent être connectés aux alimentations continues. Afin de polariser le troisième accès, une troisième électrode est insérée soit sous un brin de l’antenne spirale soit, entre les deux brins de l’antenne spirale. Dans le premier cas, la couche de nitrure

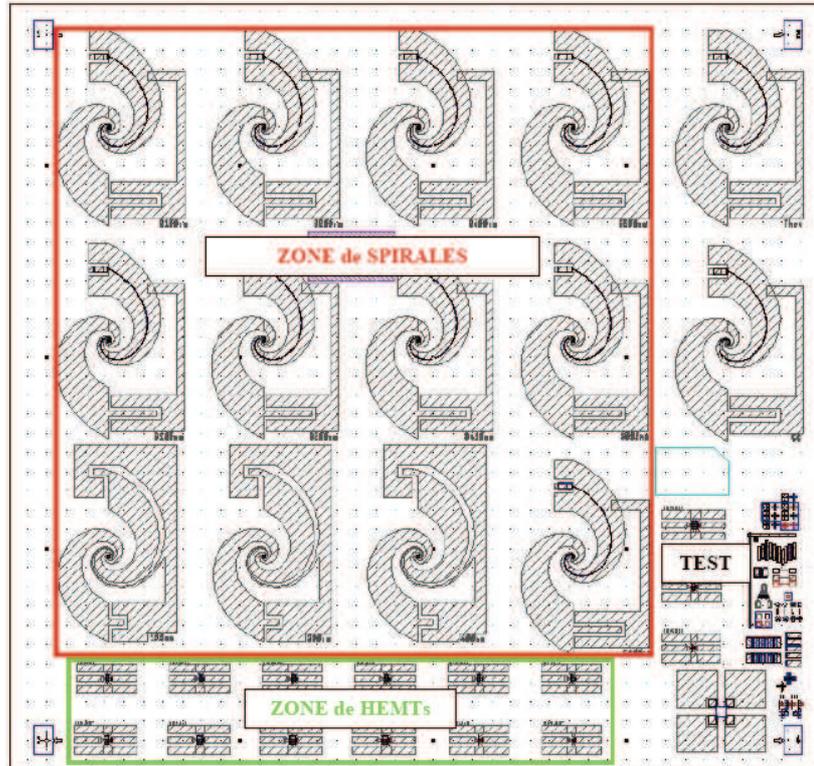


Figure 4.8 : Exemple de masque réalisé.

de silicium permet l'isolation entre cette troisième électrode et le brin de la spirale. De plus cette troisième électrode est connectée à la grille ou à la source du transistor.

Les trois configurations possibles sont données figures 4.9. Sur la figure (a) est représentée le composant à spirale dite externe (entre les deux brins) dans ce cas les composants sont nommés 100, 200 et 400 ce qui correspond à la longueur de grille en nanomètres. La largeur W est fixée à $30 \mu\text{m}$. Sur la figure (b) est représentée la structure des composants dont la grille est connectée à la troisième électrode. Ces composants sont notés G100, G200 et G400, pour des longueurs de grille respectives de 100, 200 et 400 nm. La largeur est de $21 \mu\text{m}$. Enfin les composants S100, S200 et S400, figure (c), correspondent à des transistors dont la source est connectée à cette troisième électrode. La largeur est de $15 \mu\text{m}$.

Les longueurs de grille de ces composants doivent permettre un fonctionnement des dispositifs dans la gamme THz.

Dans les futures sections, nous allons étudier d'un point de vue numérique et expérimental

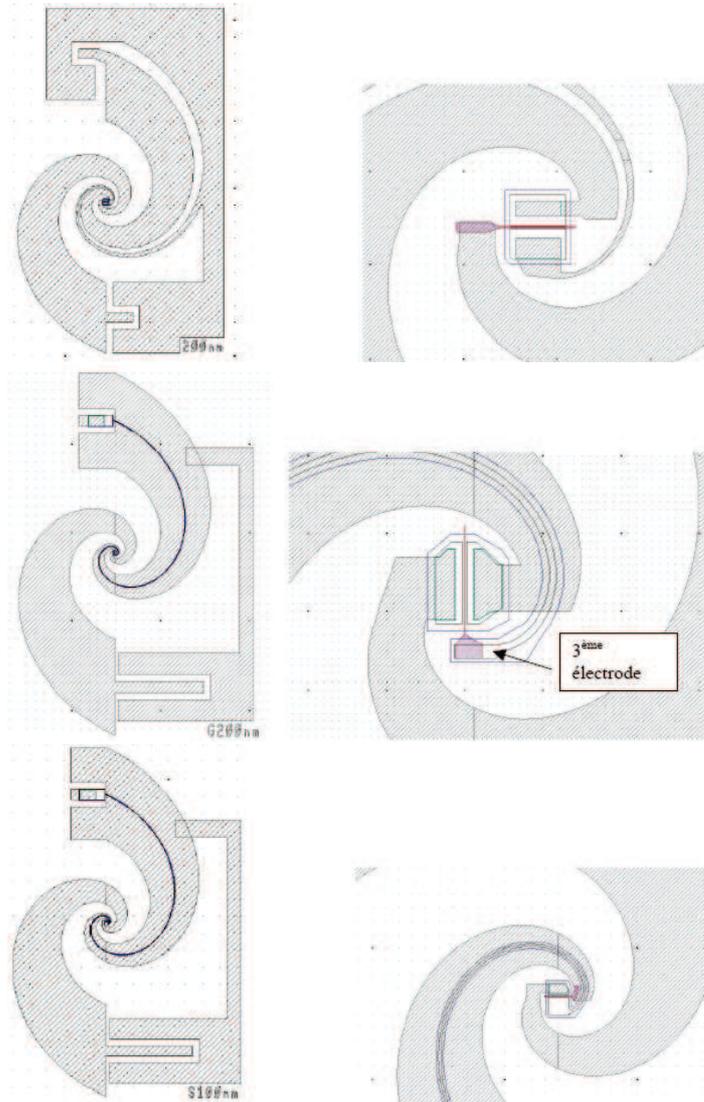


Figure 4.9 : (a) Spirale externe. (b) Grille sur la troisième électrode. (c) Source connectée sur la troisième électrode.

ces transistors soumis à une excitation mixte ; une onde THz directe et un battement optique.

4.2.3 Etude numérique de la fonction de mélange

A partir du modèle hydrodynamique pseudo-2D développé, au sein de l'IES [Marinchio *et al.*, 2009], nous allons simuler le comportement des composants en tant que mélangeurs hétérodynes. Le transistor simulé est assez semblable au transistor réel utilisé dans les expériences précédentes avec une longueur de grille de $L_g = 100$ nm afin d'atteindre des

fréquences de résonance au THz et au-delà. Nous avons donc appliqué simultanément les deux modulations avec un décalage de 100 GHz entre elles qui correspond au signal IF qui sera analysé par le système de détection. Le battement optique a été modélisé à travers le terme de génération optique des équations 2.39. Le signal THz a été modélisé par une tension de grille oscillant dans l'équation de poison. Le battement optique étant considéré comme OL est plus puissant que le signal RF_{THz} . Dans un premier temps, nous avons appliqué les deux fréquences de 1,7 THz (signal THz appelé RF_{THz}) et 1,8 THz (battement optique appelé OL), donc dans le maximum de détection, figure 4.10 et dans un second temps loin de ce maximum (respectivement à 0,7 THz et 0,8 THz), figure 4.11.

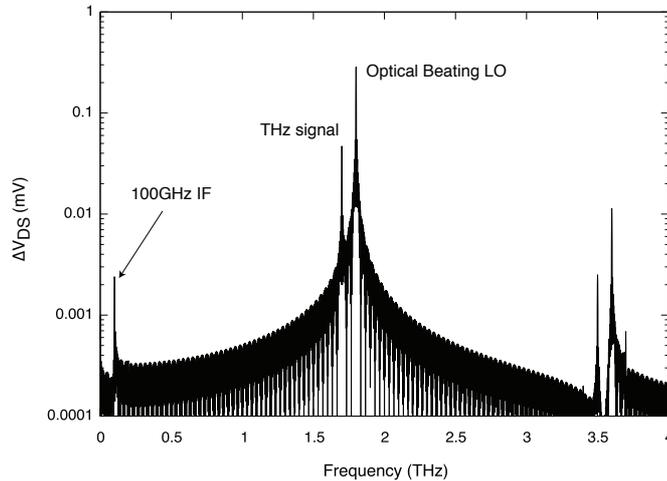


Figure 4.10 : Spectre de mélange entre un signal THz et un battement optique dans un transistor InGaAs. Mélange entre le signal THz à 1,7 THz et le battement optique à 1,8 THz.

Il est évident que lorsque la fréquence de l'OL concorde avec la fréquence d'oscillation des ondes de plasma (à $\approx 1,8$ THz) le mélange de fréquence est possible. Ce mélange est particulièrement efficace car le calcul ne présente qu'une atténuation de 10 dB entre le signal à 1,7 THz et la IF à 100 GHz. Par contre, ce mélange est quasi inexistant lorsque la fréquence du LO se situe loin du gain apporté par les ondes de plasma.

Sur la figure 4.12 sont tracées les valeurs des composantes à la différence des fréquences δf en fonction de la fréquence de l'excitation THz pour différentes tensions de drain, la fréquence du battement optique étant toujours accordée à celle du premier mode de plasma. Au fur et à

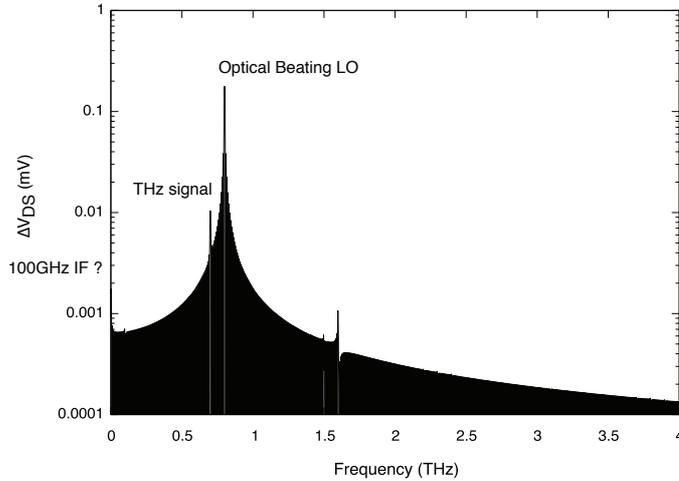


Figure 4.11 : Spectre de mélange entre un signal THz et un battement optique dans un transistor InGaAs. Mélange entre le signal THz à 0,7 THz et le battement optique à 0,8 THz.

mesure que les fréquences des deux excitations se rapprochent, l'oscillation THz est de plus en plus amplifiée par le mécanisme plasma et la réponse à la différence de fréquence δf grandit, le maximum étant logiquement atteint pour $\delta f = 0$, c'est-à-dire quand les deux excitations harmoniques sont accordées à la fréquence fondamentale de plasma. Les pics observés sont légèrement dissymétriques, notamment pour les faibles tensions de drain. Cela est dû à la dissymétrie initiale des résonances de plasma et au fait que la fréquence pour laquelle la réponse continue est maximale peut être légèrement différente de celle correspondant au maximum de photoréponse harmonique (f_1).

Nous avons aussi montré que le mélangeur présente une bande passante et un gain qui dépendent fortement de la polarisation de drain. Ces grandeurs sont reportées en fonction de la tension drain-source dans la figure 4.13.

Le gain est défini comme le rapport des maxima des photoréponses continues. Il devient maximal pour $V_{DS} \approx 200$ mV, polarisation pour laquelle les ondes de plasma sont fortement amplifiées et le fonctionnement est très sensiblement non linéaire. L'évolution de la bande passante, définie comme la demi-largeur à mi-hauteur du pic de réponse de Vd , est comparable à celle de la largeur spectrale des pics de résonance des photoréponses harmoniques (observées par ailleurs). C'est en effet cette dernière qui détermine sur quelle bande de fréquences a

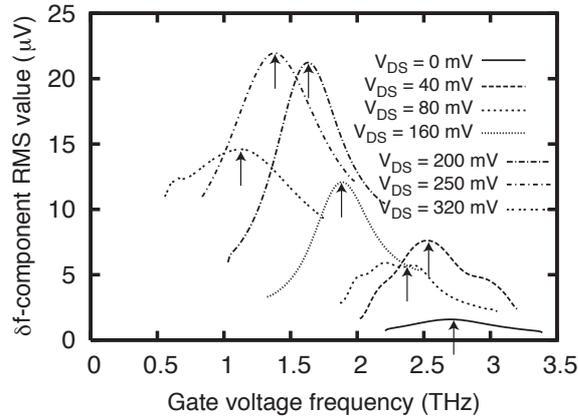


Figure 4.12 : Composante de la tension drain source à la différence des fréquences en fonction de la fréquence du signal RF pour différentes tensions de drain.

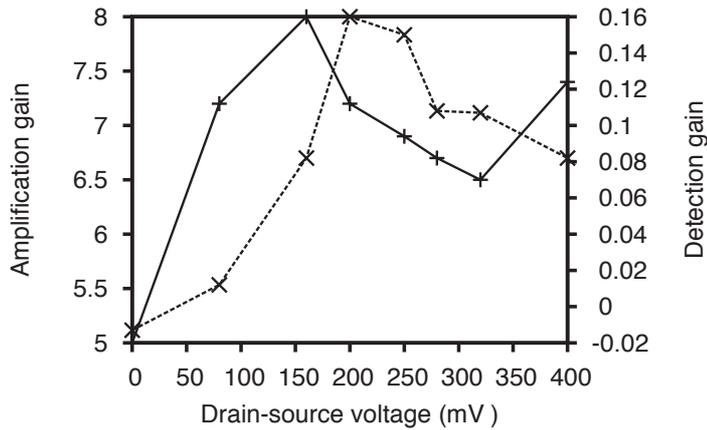


Figure 4.13 : (Traits pleins) Gain et (traits pointillés) bande passante à - 6 dB du mélangeur en fonction de la tension drain-source.

lieu l'amplification par ondes de plasma. La bande passante est ainsi très large : quelques centaines de GHz au moins soit plus de 10 % d'accordabilité. Pour la conception d'un détecteur mélangeur, un compromis sera nécessaire entre gain et bande passante. En effet, des résonances de plasma de très bonne qualité donnent des pics de résonance très importants mais fins. Réciproquement, une résonance de moindre qualité donne une réponse faible mais spectralement plus plate. Rien qu'en jouant sur la tension de drain, la fréquence d'oscillation locale peut être accordée entre 1 et 2,7 THz, ce qui permettrait, en prenant en compte les bandes passantes, d'obtenir un mélange résonnant entre 0 et plus de 3 THz. Toutefois, il faut

tenir compte du fait que le gain varie fortement, dans un rapport de 1 à 10, quand on accorde f_{OL} .

4.2.4 Etude expérimentale de la fonction de mélange

Les expériences de détection de radiation THz constituent la première étape de la mise en évidence de la fonction mélangeur des HEMTs. Ces expériences ont été réalisées sur les HEMTs du masque 1 de la couche 10481 avec 75 % d'indium. Les caractéristiques $I_d(V_d)$ d'un transistor HEMT (sans antenne) ont été obtenues avec différentes configurations. En premier lieu, les caractéristiques ont été obtenues sous obscurité (i.e. l'échantillon n'est pas éclairé). Ces courbes sont représentées en lignes continues sur la la figure 4.14. On retrouve alors les caractéristiques classiques d'un HEMT. Le transistor est ensuite éclairé successivement par les deux lasers infrarouges (pointillés), puis par la source HF (tirets) et enfin en cumulant l'effet des lasers et de la source HF (tirets-pointillés). Les lasers seuls ont pour effet une augmentation due courant due à la génération des photo-porteurs. Ce résultat est en accord avec les résultats trouvés dans la littérature concernant l'effet photovoltaïque dans les HEMTs [Yoshifumi *et al.*, 1999b]. Les caractéristiques obtenues sous éclairement HF montrent un léger accroissement du courant. Ce résultat est corroboré par de récentes publications sur la détection de radiations THz non résolue spectralement par des structures de type HEMT [Pfeiffera *et al.*, 2008]. La radiation incidente créant une tension alternative sur la grille et une tension alternative sur le drain, il résulte un courant DC additionnel mesuré. Enfin, on note un effet remarquable de l'action simultanée de la radiation à 300 GHz et du battement optique.

Comme nous l'avons vu au cours des chapitres précédents, la spectroscopie des ondes de plasma est un outil essentiel qui permet de déterminer la fréquence d'oscillation de l'onde de plasma dans le canal des nanotransistors. Nous avons réalisé une expérience qui a permis d'observer l'effet de couplage simultané entre la radiation RF_{THz} et l'onde de plasma excitée optiquement (ie l'OL) dans la variation de la tension drain-source. La figure 4.15 présente la photoréponse δV_d mesurée par la détection synchrone en fonction de la tension drain source.

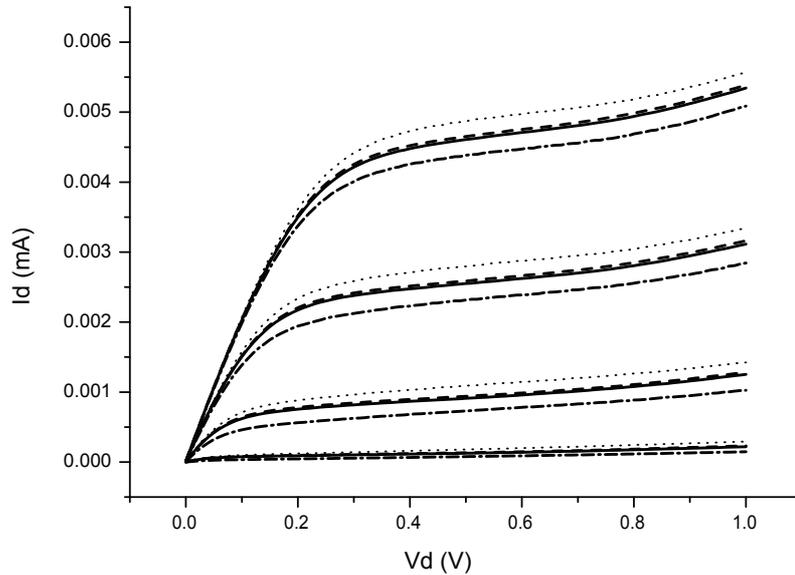


Figure 4.14 : Caractéristiques $I_d(V_d)$ d'un transistor HEMT sous obscurité (lignes continues), sous éclairage de la source 300 GHz (i.e. Détection THz directe (tirets), sous éclairage de deux lasers (pointillés) et sous éclairage simultané de la source 300 GHz et des lasers (tirets-pointillés).

La courbe en tirets a été obtenue lorsque l'échantillon est illuminé par la source HF à la fréquence de 322 GHz. La réponse très plate entre $-0,4V \leq V_g \leq -0,05V$ est caractéristique d'une détection de type auto-mélange. La courbe en traits continus a été obtenue lorsque le battement des lasers à la fréquence de 327 GHz (soit la fréquence théorique d'oscillation de plasma) vient s'ajouter aux conditions précédentes. Outre une augmentation caractéristique du niveau moyen dû à l'effet photoélectrique, on observe un déplacement du maximum de la courbe vers les tensions négatives et donc un effet simultané de la source HF et du battement optique dans le canal des HEMTs.

Nous avons actuellement des difficultés pour observer le signal IF ramené "fréquentiellement" dans la bande de base de l'analyseur de spectre. La première hypothèse avancée pour expliquer cela est liée à la nécessité d'obtenir des dissymétries sur les nanotransistors à accès coplanaires lorsqu'ils sont connectés par des pointes de type HF. Dans ce cas, deux effets peuvent expliquer que l'on ne mesure pas de signal IF :

1. les pointes HF empêchent la "formation" d'un dipôle entre les brins des accès coplanaires

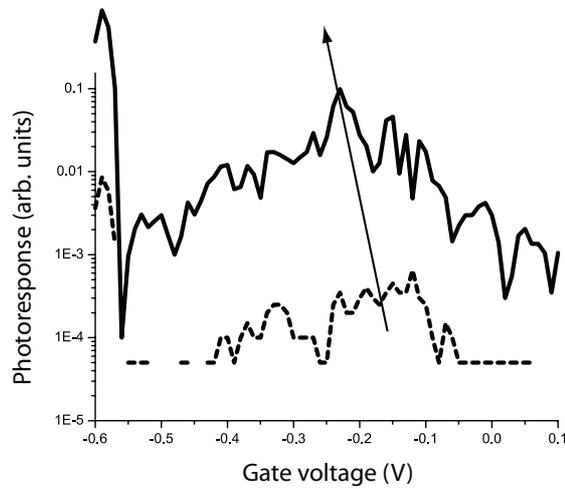


Figure 4.15 : Effet de couplage simultané entre la radiation RF_{THz} et l'onde de plasma excitée optiquement (OL). Courbe en pointillés : illumination par la source THz à 322 GHz. Courbe en trait plein : mesure simultanée de la radiation RF à 322 GHz et de l'oscillation de plasma excité par un battement optique à 327 GHz

dont la distance correspond à la longueur d'onde incidente,

2. le transistor est totalement symétrique entre source et drain tant au niveau des conditions de polarisation qu'au niveau des aspects géométriques (transistor à grille centrée), empêchant l'apparition du phénomène d'auto-mélange ou de détection non-résonnante [Pfeiffera *et al.*, 2008].

La seconde hypothèse est liée à un effet perturbatif de la source HF sur les échantillons. Cet effet jouant sur les conditions de polarisation des échantillons, il décale les fréquences de résonance des ondes de plasma. Les fréquences d'OL et de RF sont alors trop éloignées pour être détectées dans la bande 0–26 GHz de l'analyseur de spectre.

Pour optimiser la configuration expérimentale, plusieurs solutions sont envisagées :

1. soit utiliser des transistors associés à des antennes cornet.
2. soit utiliser des transistors associés à des antennes bow-tie connectées d'une part sur le drain et d'autre part sur la grille afin de favoriser le phénomène d'automélange.

Conclusion

Nous avons dans ce chapitre étudié et présenté plusieurs applications possibles qui peuvent exploiter la résonance des ondes de plasma dans le canal d'un transistor HEMT.

Nous avons, dans un souci d'homogénéité avec l'ensemble du travail déjà présenté, essayé d'appuyer et d'étayer nos résultats expérimentaux par des simulations qui nous permettent d'approfondir et de comprendre les différents phénomènes physiques.

Les études que nous avons menées n'en sont qu'à leurs débuts et les premiers résultats obtenus que se soit en modélisation ou en expérimentation semblent très prometteurs.

Les résultats sur l'émission THz, nous permettent de conclure que l'abaissement de température nous permet d'améliorer la qualité des résonances plasma et également de pouvoir mesurer un rayonnement THz en relation directe avec la fréquence fondamentale de la résonance plasma à plus ou moins 10 GHz. Ces résultats devront être confirmés par la réalisation d'une mesure résolue spectralement du rayonnement THz.

Nous avons également pu expérimentalement démontrer que l'excitation des résonances de plasma dans le canal du transistor pouvait se faire par le biais d'un battement optique et/ou par une radiation THz directe. Ceci nous permet d'envisager l'utilisation des ondes de plasma excitées par un battement optique et/ou par une radiation THz pour réaliser un mélangeur de fréquences à température ambiante. Les premières mesures expérimentales sont encourageantes même si le mélange de fréquence n'a pas pu être clairement mis en évidence à l'heure actuelle. La modélisation nous a également permis de confirmer la possibilité d'utiliser les transistors à ondes de plasma pour réaliser cette fonction. En effet, cela nous a permis de montrer que les transistors à ondes de plasma se comportent de manières similaires quand ils sont excités par une radiation THz directe ou par un battement optique. Cela revient à exciter de deux façons différentes les mêmes modes de plasma. L'utilisation d'un tel transistor avec deux excitations proches de la résonance plasma est donc possible.

Conclusion générale

La radiation térahertz fait partie d'une zone du spectre électromagnétique qui s'étend de 300 GHz à 30 THz. Elle possède des propriétés physiques qui intéressent des domaines très divers : la spectroscopie, les télécommunications, l'imagerie, la sécurité, etc. Ce domaine a pourtant été jusqu'ici peu exploré. Ceci s'explique par les difficultés à obtenir des dispositifs détecteurs ou émetteurs économiques et performants fonctionnant à température ambiante. Ce *gap* THz est comblé de part et d'autre par à la fois le monde des micro-ondes et les technologies issues de l'optique.

Afin d'essayer de réduire ce *gap* il faut sans cesse imaginer et explorer des phénomènes physiques nouveaux.

Ainsi une approche très intéressante et très prometteuse a vu le jour dans les années 1990. Proposée par Dyakonov et Shur, elle met à contribution des modes d'oscillations collectives du gaz électronique dans les transistors de type HEMT. Pour des transistors suffisamment courts, la fréquence de ces "oscillations de plasma" peut atteindre le térahertz. Depuis le début des années 2000 plusieurs travaux expérimentaux viennent le confirmer et l'engouement pour l'étude des résonances de plasma n'a cessé de croître. Ceci s'explique principalement par la possibilité d'utiliser ce phénomène physique à la fois comme détecteur résonnant et/ou comme émetteur de radiation THz.

Une étude fine et systématique du phénomène de résonance plasma dans le canal du transistor est donc nécessaire afin de mieux comprendre et connaître ce phénomène. C'est en

partant de cette constatation que nous avons développé un banc expérimental qui nous permet d'analyser l'ensemble des phénomènes (inhomogénéité de la vitesse de dérive, pré-seuil, instabilité, ...) liés à la résonance des ondes de plasma dans le canal d'un transistor de type HEMT. Ce dispositif expérimental nous a permis d'étudier l'effet des paramètres géométriques et physiques du transistor comme les longueurs de grille, les longueurs des *cap-layers*, la tension de drain et la tension de grille. L'originalité de ce banc expérimental réside dans l'utilisation d'un battement optique comme source d'excitation des ondes de plasma. Ces expériences ont été effectuées en utilisant des lasers DFB commerciaux à $1,55 \mu\text{m}$ et permettent de générer un battement de fréquence entre 0 et 2 THz. Ce battement est ensuite focalisé et appliqué à l'ensemble du transistor à étudier. Nous avons pu ainsi observer des résonances correspondant aux premiers modes d'oscillation plasma et dont la fréquence est comprise entre 50 GHz et 1 THz. Confirmant que la non linéarité du dispositif est prépondérante dans l'obtention de résonances de plasma, celles-ci n'ont été observées que pour de fortes tensions de drain. Cette étude nous a permis de mettre en évidence l'importance considérable qu'il faut apporter à la structure du transistor utilisé dans un régime de fonctionnement particulier. Notamment, l'effet des *cap-layers*, qui doivent être considérés et intégrés au fonctionnement comme pseudo-grille à potentiel constant dans la formation des oscillations d'ondes de plasma.

En parallèle à ce travail et afin de pouvoir interpréter et comprendre l'ensemble des résultats expérimentaux, un modèle numérique a été mis en place. Nous avons ainsi proposé un modèle original basé sur la résolution des *équations hydrodynamiques* et d'une *équation de Poisson pseudo-bidimensionnelle*. Ce modèle a le double avantage de la prise en compte de profils non uniformes de vitesses ou de champs électriques, des effets diffusifs et de porteurs chauds et celui du calcul du potentiel électrique par la prise en compte des effets longitudinaux, absents des modèles antérieurs basés sur l'approximation du canal graduel. Nous avons obtenu un très bon accord entre les résultats expérimentaux et de modélisation.

L'ensemble de ce travail, à la fois expérimental et théorique, nous a permis d'entrevoir

et d'étudier des applications possibles de cette résonance de plasma. Une étude sur l'effet de la température a été réalisée en utilisant le banc expérimental déjà mis en place et en le modifiant pour nous permettre de pouvoir contrôler la température de fonctionnement du transistor dans une gamme de température de 200 K à 300 K. L'effet de la température a une influence importante sur le facteur de qualité de la résonance. Avec l'abaissement de la température, le facteur de qualité ainsi que l'amplitude des résonances sont nettement améliorés. Ce qui nous conduit à des premières mesures d'émission d'une radiation THz en relation directe avec le transistor et à la fréquence de résonance du fondamental de l'onde de plasma. Une émission a clairement été observée mais seulement en présence de l'excitation du transistor par un battement optique et ce uniquement à la fréquence de l'oscillation du mode fondamental de l'onde de plasma.

Nous avons également pu démontrer expérimentalement que l'excitation des résonances de plasma dans le canal du transistor est similaire qu'elle soit effectuée par un battement optique ou par une radiation THz directe. Ceci nous permet d'envisager et d'utiliser les ondes de plasma excitées par un battement optique et une radiation THz simultanément. Cette possibilité ouvre la voie à la réalisation d'un mélange de fréquence fonctionnant sur la transposition de fréquence à température ambiante. Les premières mesures expérimentales sont encourageantes même si le mélange de fréquences n'a pas encore été observé de façon claire. Dans tout les cas, ses résultats expérimentaux montrent clairement que les transistors à effet de champ peuvent être utilisés comme dispositifs permettant la détection et l'émission de radiation térahertz.

Ce travail de thèse présente différentes perspectives à court et moyen terme. Les études à court terme vont principalement porter sur l'émission et le mélange assisté par résonance plasma. En effet, le banc expérimental mis en place pour le contrôle de la température demande une mise au point bien plus aboutie. Actuellement, la température limite utilisable est 200 K qui se trouve être la température à laquelle la transition entre oscillations forcées

et libre a lieu. Nous avons actuellement approché ce seuil sans pouvoir l'atteindre. Ceci ne pourra se faire que par une meilleure régulation et un meilleur contrôle de la température via l'utilisation d'un cryostat spécifique pour ce type de mesure. Il est également primordial de pouvoir réaliser des spectres de la radiation émise par le HEMT, ce qui nous permettrait de corrélérer avec certitude la fréquence d'émission et la fréquence de résonance de l'excitation par battement optique. En ce qui concerne le mélange assisté par la résonance plasma, l'obtention d'une mesure expérimentale doit passer nécessairement par l'amélioration du couplage de la source externe THz avec le transistor. L'excitation de l'onde plasma par le battement optique étant bien contrôlée, facilement utilisable et injectable par la face arrière du transistor, une intégration du transistor permettant une meilleure efficacité du couplage du champ THz avec le HEMT est nécessaire. Une transition champ libre vers guide d'onde dans lequel est placé le dispositif est tout à fait envisageable jusqu'à des fréquences proches du THz.

A plus long terme, un composant spécifique dédié à l'optimisation des résonances de plasma est envisageable. L'ensemble des résultats obtenus sur les effets liés à la structure du transistor nous permet de pouvoir concevoir, en lien étroit avec l'IEMN, un transistor spécifique permettant de cibler spécifiquement une application. Nous avons vu l'importance considérable des *cap-layers*, sur les fréquences de résonance. Pouvoir contrôler la taille du *cap-layer* (principalement de source) en fonction des longueurs de grille nous permettrait de réaliser différents composants ayant des gammes de fréquence de résonance plasma accordables et comblant le *gap* THz. Les transistors pourraient également être réalisés, associés à des antennes de type plaqué, dimensionnées et optimisées pour une application bien ciblée. Enfin, un projet pourrait voir le jour permettant d'améliorer et d'optimiser les possibilités d'émission de ces transistors à ondes de plasma. Une possibilité réside dans l'idée de réaliser une cavité quasi-optique intégrant le transistor et permettant d'exacerber la résonance afin d'améliorer le gain en émission. Cela pourrait également être envisagé en couplant plusieurs effets physiques et notamment la possibilité d'utiliser d'autres types de transistor à effet de champ comme, par exemple, un MOS-HEMT qui permettrait d'enrichir la concentration électro-

nique dans le canal à travers une tension de grille positive. Ce type de transistor permet de coupler/étudier/utiliser simultanément trois phénomènes physiques : à faible tension de drain les ondes de plasma, à tension intermédiaire les phénomènes associés à la forte émission de phonons optique et à forte tension les instabilités de type Gunn.

Bibliographie

- [Ashley et Palka, 1973] ASHLEY, J. R. et PALKA, F. M. “Transmission cavity and injection stabilization of an X-band transferred electron oscillator”. *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, pages 181–182 (1973).
- [Berry, 2003] BERRY, E. “Risk perception and safety issues”. *J. Biol. Phys.*, **29**, 263–267 (2003).
- [Clothier et Bourne, 2003] CLOTHIER, R. H. et BOURNE, N. “Effects of THz exposure on human primary keratinocyte differentiation and viability”. *J. Biol. Phys.*, **29**, 179–185 (2003).
- [Dmitriev *et al.*, 1996] DMITRIEV, A. P., FURMAN, A. S., et KACHOROVSKII, V. Y. “Non-linear theory of the current instability in a ballistic field-effect transistor”. *Phys. Rev. B*, **54**(14), 14020 (1996).
- [Dmitriev *et al.*, 1997] DMITRIEV, A. P., FURMAN, A. S., KACHOROVSKII, V. Y., SAMSONIDZE, G. G., et SAMSONIDZE, G. G. “Numerical study of the current instability in a two-dimensional electron fluid”. *Phys. Rev. B*, **55**(16), 10319–10325 (1997).
- [Dolan *et al.*, 1979] DOLAN, G. J., PHILLIPS, G., T., et WOODY, D. P. “Low noise 115 GHz mixing in superconductor oxide barrier tunnel junctions”. *Appl. Phys. Lett.*, **34**, 347–349 (1979).
- [Dyakonov et Shur, 1993a] DYAKONOV, M. et SHUR, M. “Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor : New mechanism of plasma wave generation by dc current”.

-
- Phys. Rev. Lett.*, **71**(15), 2465–2468 (1993).
- [Dyakonov et Shur, 1993b] DYAKONOV, M. et SHUR, M. “Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor, new mechanism of plasma wave generation by dc current”. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, pp 2465–2468 (1993).
- [Dyakonov et Shur, 1996] DYAKONOV, M. et SHUR, M. S. “Plasma wave electronics : novel terahertz devices using two dimensional electron fluid”. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **43**(10), 1640–1645 (1996).
- [Dyakonova et al., 2006] DYAKONOVA, N., FATIMY, A. E., LUSAKOWSKI, J., KNAP, W., DYAKONOV, M. I., POISSON, M.-A., MORVAN, E., BOLLAERT, S., SHCHEPETOV, A., ROELENS, Y., GAQUIERE, C., THERON, D., et CAPPY, A. “Room-temperature terahertz emission from nanometer field-effect transistors”. *Appl. Phys. Lett.*, **88**(14), 141906 (2006).
- [El Fatimy et al., 2010] EL FATIMY, A., DYAKONOVA, N., MEZIANI, Y., OTSUJI, T., KNAP, W., VANDENBROUK, S., MADJOUR, K., THERON, D., GAQUIERE, C., POISSON, M.-A., DELAGE, S., PRYSTAWKO, P., et SKIERBISZEWSKI, C. “Algan/gan high electron mobility transistors as a voltage-tunable room temperature terahertz sources”. *J. Appl. Phys.*, **107**(2), 024504 (2010).
- [(ESA), 2009] (ESA), A.-S.-E. (2009). “<http://www.herschel.fr/>”.
- [Federici et al., 2005] FEDERICI, J., SCHULKIN, B., HUANG, F., GARY, D., BARAT, R., OLIVEIRA, F., et ZIMDARS, D. “THz imaging and sensing for security applications-explosives, weapons and drugs”. *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, 266–280 (2005).
- [Ferguson et Zhang, 2002] FERGUSON, B. et ZHANG, X. “Materials for terahertz science and technology”. *Nature materials*, **1**, 26–33 (2002).
- [Fitch et Osiander, 2004] FITCH, M. et OSIANDER, R. “Terahertz Waves for Communications and Sensing”. *Johns Hopkins Apl Technical Digest*, **25**(4), 348–355 (2004).
- [Fleming, 1974] FLEMING, J. W. “High resolution submillimeter-wave Fourier-transform spectrometry of gases”. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **MTT-22**, 1023–1025

- (1974).
- [Gaidis *et al.*, 2000] GAIDIS, M. C., PICKETT, H., SMITH, C., MARTIN, S., SMITH, R., et SIEGEL, P. “A 2.5 THz receiver front-end for spaceborne applications”. *IEEE Trans.Microwave Theory Technol.*, **48**, 733–739 (2000).
- [Gompf et Martin, 2008] GOMPF, B. et MARTIN, D. “THz-Micro-Spectroscopy”. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, **14**, **2**, 470–475 (2008).
- [Hanabe *et al.*, 2005a] HANABE, M., OTSUJI, T., I. T., UNO, T., et RYZHII, V. “Modulation effects of photocarriers on the terahertz plasma-wave resonance in high electron mobility transistors under interband photoexcitation”. *Jap. J. Appl. Phys.*, **44**(6A), 3842–3847 (2005).
- [Hanabe *et al.*, 2005b] HANABE, M., OTSUJI, T., I. T., UNO, T., et RYZHII, V. “Modulation effects of photocarriers on the terahertz plasma-wave resonance in high electron mobility transistors under interband photoexcitation”. *Jap. J. Appl. Phys.*, **44**(6A), 3842–3847 (2005).
- [Hubers, 2008] HUBERS, H.-W. “Terahertz Heterodyne Receiver”. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, **14**(2), 378–391 (2008).
- [Jennifer *et al.*, 2005] JENNIFER, H. R., WOOLARD, D. L., et ROSKER, M. J. “Terahertz for military and security applications III”. *Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering*, **5790**, 302 (2005).
- [Kemp *et al.*, 2003] KEMP, M. C., TADAY, P. F., COLE, B. E., CLUFF, J. A., FITZGERALD, A. J., et TRIBE, W. R. “Security applications of terahertz technology”. *Proc. SPIE*, **5070**, 44–52 (2003).
- [Kerecman, 1973] KEREKMAN, A. J. “The tungsten-P type silicon point contact diode”. *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, pages 30–34 (1973).
- [Knap *et al.*, 2002] KNAP, W., DENG, Y., RUMYANTSEV, S., LU, J. Q., SHUR, M., SAYLOR, C., et BRUNEL, L. “Resonant detection of sub-terahertz radiation by plasma waves in the

-
- submicron field effect transistor”. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 3433–3435 (2002).
- [Komiya *et al.*, 2000] KOMIYAMA, S., ASTAFLEV, O., ANTONOV, V., KUTSUWA, T., et HIRAI, H. “A singlephoton detector in the far-infrared range”. *Nature*, **403**, 405–407 (2000).
- [Kono *et al.*, 2001] KONO, S., TANI, M., P., G., et SAKAI, K. “Detection of up to 20 THz with a lowtemperature-grown GaAs photoconductive antenna gated with 15 fs light pulses”. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 4104–4106 (2001).
- [Landau et Lifshitz, 1980] LANDAU, L. et LIFSHITZ, E. “Statistical Physics - Part 1”, volume 5. Pergamon Press - Oxford (1980).
- [Lax, 1966] LAX, M. “Classical noise iv : Langevin methods.”. *Rev. Mod. Phys.*, **38**(3), 541–566 (1966).
- [Lusakowski *et al.*, 2005] LUSAKOWSKI, J., KNAP, W., DYAKONOVA, N., VARANI, L., MATEOS, J., GONZALEZ, T., ROELENS, Y., BOLLAERT, S., CAPPY, A., et KARPIERZ, K. “Voltage tuneable terahertz emission from a ballistic nanometer ingaas/inalas transistor”. *Journal of Applied Physics*, **97**(6), 064307 (2005).
- [Madelung, 2003] MADELUNG, O. “Semiconductors Data Handbook”. Springer Berlin (2003).
- [Marinchio, 2009] MARINCHIO, H. (2009). “Nanotransistor à ondes de plasma. Applications à la génération et à la détection de radiations térahertz”. Thèse, Université Montpellier 2 - Institut d’Electronique du Sud.
- [Marinchio *et al.*, 2009] MARINCHIO, H., SABATINI, G., POUSSET, J., PALERMO, C., TORRES, J., CHUSSEAU, L., VARANI, L., STARIKOV, E., et SHIKTOROV, P. “Hydrodynamic modelling of optically-excited terahertz plasma oscillations in nanometric field effect transistors”. *Appl. Phys. Lett.*, **94**(19), 192109 (2009).
- [Meziani *et al.*, 2008] MEZIANI, Y. M., HANDA, H., KNAP, W., OTSUJI, T., SANO, E., POPOV, V. V., TSYMBALOV, G. M., COQUILLAT, D., et TEPPE, F. “Room temperature

-
- terahertz emission from grating coupled two-dimensional plasmons”. *Appl. Phys. Lett.*, **92**(20), 201108 (2008).
- [Millithaler, 2006] MILLITHALER, J. (2006). “Modélisation de la génération TeraHertz dans des dispositifs nanométriques”. Thèse, Université Montpellier 2 - Centre d’Electronique et de Micro-optoélectronique de Montpellier.
- [Mueller, 2003] MUELLER, E. R. “Terahertz radiation : Applications and Sources”. *American Institute of Physics*, pages 27–29 (2003).
- [Nouvel *et al.*, 2009] NOUVEL, P., MARINCHIO, H., TORRES, J., PALERMO, C., CHUSSEAU, L., GASQUET, D., VARANI, L., SHIKTOROV, P., STARIKOV, E., et GRUŽINSKIS, V. “Terahertz spectroscopy of plasma waves in hemts”. *J. Appl. Phys.*, **106**(013717) (2009).
- [Osman et Ferry, 1987] OSMAN, M. et FERRY, D. “Monte carlo investigation of the electron-hole-interaction effects on the ultrafast relaxation of hot photoexcited carriers in gaas”. *Phys. Rev. B*, **36**, 6018–6032 (1987).
- [Otsuji *et al.*, 2004] OTSUJI, T., HANABE, M., et OGAWARA, O. “Terahertz plasma wave resonance of two-dimensional electrons in *InGaP/InGaAs/GaAs* high-electron-mobility transistors”. *Applied Physics Letters*, **85**(11), 2119–2121 (2004).
- [Otsuji *et al.*, 2006] OTSUJI, T., MEZIANI, Y., HANABE, M., ISHIBASHI, T., UNO, T., et SANO, E. “Grating-bicoupled plasmon-resonant terahertz emitter fabricated with gaas-based heterostructure material systems”. *Appl. Phys. Lett.*, **89**(263502) (2006).
- [Pfeiffera *et al.*, 2008] PFEIFFERA, U., ÖJEFORSA, E., LISIAUSKAS, A., GLAABB, D., VOLTOLINAC, F., FONKWE NZOGANGC, V., HARING BOLÍVARC, P., et ROSKOS, H. (2008). “A cmos focal-plane array for terahertz imaging”. Dans *33rd International Conference on Proceedings of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, 2008. IRMMW-THz 2008.*, volume 978-1-4244-2120-6.
- [Pickwell et Wallace, 2006] PICKWELL, E. et WALLACE, V. “Biomedical applications of terahertz technology”. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **39**, 301–310 (2006).
-

-
- [Pozar, 1998] POZAR, D. M. “Microwave Engineering”. John Wiley & Sons, New York, 2nd edition (1998).
- [Query *et al.*, 1991] QUERRY, M. R., WIELICZKA, D. M., et SEGELSTEIN, D. J. “Water (h_2o)”. Handbook of Optical Constants of Solids II (1991).
- [Ryzhii *et al.*, 2006a] RYZHII, V., SATOU, A., KNAP, W., et SHUR, M. “Plasma oscillations in high-electron-mobility transistors with recessed gate”. *J. Appl. Phys.*, **99**, 084507 (2006).
- [Ryzhii *et al.*, 2006b] RYZHII, V., SATOU, A., KNAP, W., et SHUR, M. S. “Plasma oscillations in high-electron-mobility transistors with recessed gate”. *J. Appl. Phys.*, **99**(8), 084507 (2006).
- [Sabatini, 2009] SABATINI, G. (2009). “Etude Monte Carlo des matériaux et composants électroniques à haute mobilité pour les applications TeraHertz”. Thèse, Université Montpellier 2 - Institut d’Electronique du Sud.
- [Scarfi, 2003] SCARFI, M. R. “THz exposure of whole blood for the study of biological effects on human lymphocyte”. *J. Biol. Phys.*, **29**, 171–177 (2003).
- [Schwierz et Liou, 2007] SCHWIERZ, F. et LIU, J. J. “RF transistors : Recent developments and roadmap toward terahertz applications”. *Solid-State Electronics*, **51**, 1079–1091 (2007).
- [Shen *et al.*, 2004] SHEN, Y. C., TADAY, P. F., et KEMP, M. C. “Terahertz spectroscopy of explosive materials”. *Proc. SPIE*, **10** (2004).
- [Sherwin *et al.*, 2004] SHERWIN, M. S., SCHMUTTENMAER, C. A., et BUCKSBAUM, P. H. “Opportunities in THz Science”. DOE-NSF-NIH Workshop on Opportunities in THz Science, Arlington, VA (2004).
- [Shiktorov *et al.*, 2001] SHIKTOROV, P., STARIKOV, E., GRUŽINSKIS, V., GONZALEZ, T., MATEOS, J., PARDO, D., REGGIANI, L., VARANI, L., et VAISSIERE, J. “Transfer-field methods for electronic noise in submicron semiconductor structures”. *Rivista Nuovo Cimento*, **24**(9), 1–72 (2001).

- [Shiktorov *et al.*, 1998] SHIKTOROV, P., STARIKOV, E., GRUŽINSKIS, V., REGGIANI, L., GONZALEZ, T., MATEOS, J., PARDO, D., et VARANI, L. “An acceleration fluctuation scheme for diffusion noise sources within a generalized impedance field method.”. *Phys. Rev. B*, **57**(19), 11866–11869 (1998).
- [Siegel, 2002] SIEGEL, P. H. “TeraHertz Technology”. *IEEE Transactions on antennas and propagation*, **50**(3), 910–928 (2002).
- [Siegel, 2007] SIEGEL, P. H. “THz Instruments for Space”. *IEEE Transactions on antennas and propagation*, **55**(11), 2957–2965 (2007).
- [Starikov *et al.*, 2009] STARIKOV, E., SHIKTOROV, P., GRUŽINSKIS, V., VARANI, L., SABATINI, G., MARINCHIO, H., et REGGIANI, L. (2009). “Problems of noise modeling in the presence of total current branching in hemts and fets channels”. Dans *J. Stat. Mech.*, page P01047.
- [Taday, 2004] TADAY, P. “Applications of terahertz spectroscopy to pharmaceutical sciences”. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, **362**, 351–364 (2004).
- [Teppe *et al.*, 2005] TEPPE, F., KNAP, W., VEKSLER, D., SHUR, M. S., DMITRIEV, A. P., KACHOROVSKII, V. Y., et RUMYANTSEV, S. “Room-temperature plasma waves resonant detection of sub-terahertz radiation by nanometer field-effect transistor”. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 052107 (2005).
- [TeraView-Ltd., 2008] TERAVIEW-LTD. (2008). “<http://www.teraview.co.uk/home/>”.
- [Tonouchi, 2007] TONOUCI, M. “Cutting-edge terahertz technology”. *Nature photonics*, **1**, 97–106 (2007).
- [Torres *et al.*, 2006] TORRES, J., NOUVEL, P., AKWOUE-ONDO, A., CHUSSEAU, L., TEPPE, F., SHCHEPETOV, A., et BOLLAERT, S. “Tunable plasma wave resonant detection of optical beating in high electron mobility transistor”. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 201101 (2006).
- [Tribe *et al.*, 2004] TRIBE, W. R., NEWNHAM, D. A., TADAY, P. F., et KEMP, M. C. “Security applications of terahertz technology”. *Proc. SPIE*, **5354**, 44–52 (2004).

-
- [Veksler *et al.*, 2006a] VEKSLER, D., TEPPE, F., DMITRIEV, A. P., KACHOROVSKII, V. Y., KNAP, W., et SHUR, M. S. “Detection of terahertz radiation in gated two-dimensional structures governed by dc current”. *Phys. Rev. B*, **73**(12), 125328 (2006).
- [Veksler *et al.*, 2006b] VEKSLER, D., TEPPE, F., DMITRIEV, A. P., KACHOROVSKII, V. Y., KNAP, W., et SHUR, M. S. “Detection of terahertz radiation in gated two-dimensional structures governed by dc current”. *Phys. Rev. B*, **73**, 125328 (2006).
- [Veksler *et al.*, 2006c] VEKSLER, D., TEPPE, F., DMITRIEV, A. P., KACHOROVSKII, V. Y., KNAP, W., et SHUR, M. S. “Veksler, d. and teppe, f. and dmitriev, a. p. and kachorovskii, v. yu and knap, w. and shur, m. s.”. *Phys. Rev. B*, **73**, 125328 (2006).
- [Woolard *et al.*, 2005] WOOLARD, D. L., BROWN, E. R., PEPPER, M., et KEMP, M. “A time of reckoning future applications?”. *Proceedings of the IEEE*, **93**(10), 1722–1743 (2005).
- [Wu et Zhang, 1995] WU, Q. et ZHANG, X.-C. “Free-space electro-optic sampling of terahertz beams”. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 3523–3525 (1995).
- [Yoshifumi *et al.*, 1999a] YOSHIFUMI, T., KIYOTO, T., et YOSHIFUMI, M. “Characteristics of inalas/angaas high-electron-mobility transistors under illumination with modulated light”. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **46**(12), 2271–2277 (1999).
- [Yoshifumi *et al.*, 1999b] YOSHIFUMI, T., KIYOTO, T., et YOSHIFUMI, M. “Characteristics of inalas/angaas high-electron-mobility transistors under illumination with modulated light”. *IEEE Trans. Electron Dev.*, **46**(12), 2271–2277 (1999).

Table des figures

1.1	Représentation de la bande spectrale TeraHertz.	6
1.2	Le spectre des fréquences comme indiqué par la Commission Fédérale des Communications des Etats-Unis. On voit que la région THz est complètement vide.	8
1.3	Atténuation de l’atmosphère dans le domaine THz [Fitch et Osiander, 2004].	9
1.4	Coefficient d’absorption de l’eau désionisée à 292 K entre 100 MHz et l’ultra-violet (UV) [Querry <i>et al.</i> , 1991].	10
1.5	Photographie et image THz d’un carcinome (cerclé) sur un tissu mammaire retiré [Pickwell et Wallace, 2006].	11
1.6	Image THz faite par TeraView Ltd. [TeraView-Ltd., 2008]	12
1.7	Pics d’absorption de quelques explosifs et drogues dans le domaine THz [Federici <i>et al.</i> , 2005].	12
1.8	Système d’imagerie du corps entier développé par L-3 Communications ®. . .	13
1.9	Exemple d’imagerie du corps entier (Etats-Unis Transportation Security Administration Image) : tous les tissus deviennent transparent et rien ne peut être gardé secret.	14
1.10	Le télescope spatial Herschel et son miroir de 3,5 m. Vue du cryostat au sein d’Herschel surplombé par les trois instruments de mesures [(ESA), 2009]. . .	16
1.11	La feuille de route pour certaines applications THz [Schwierz et Liou, 2007]. .	17

1.12	Puissance d'émission THz en fonction de la fréquence. Les lignes entières représentent les sources traditionnelles : IMPATT (" <i>impact ionisation avalanche transit-time diode</i> "), MMIC (" <i>microwave monolithic integrated circuit</i> "), TUNNET (" <i>tunnel injection transit time</i> "), Gunn, QCL (" <i>quantum cascade laser</i> "), III-V laser, lead-salt laser (laser PbTe, PbSe, PbS), Multiplexeur (un " <i>Schottky Barrier Diode frequency multiplier</i> "). Les ovales indiquent les sources plus récentes : UTC-PD (" <i>uni-travelling-carrier photodiode</i> "), RTDs (" <i>Resonant Tunneling Diodes</i> "), DFG (" <i>difference frequency generation</i> "), THz-QCL, pGe laser. Les valeurs pour le TUNNET et le Multiplexeur se réfèrent au pic de puissance ; les autres sont données en puissance continue [Tonouchi, 2007].	19
2.1	Structure du MESFET [Millithaler, 2006].	25
2.2	Caractéristique $I_{DS}(V_{DS})$	26
2.3	Structure d'un transistor HEMT.	27
2.4	Coupe transversale d'un HEMT avec la technologie utilisée de type nitrure.	30
2.5	Exemple de masque réalisé.	31
2.6	image d'une série de transistors à trois accès.	32
2.7	Paramètres décrivant les ondes entrantes et sortantes du transistor.	33
2.8	Cercle de stabilité conditionnelle en sortie dans le cas (a) $ S_{11} < 1$ et (b) $ S_{11} > 1$	35
2.9	Schéma de simulation utilisé pour calculer et tracer l'étude de stabilité des transistors.	36
2.10	Résultat des calculs de stabilité pour un transistor HEMT de 400 nm de longueur de grille. (a) Tracé des cercles de stabilité en sortie (traits plein), en entrée (traits en pointillé). (b) Calcul du facteur de Rollet. (c) Calcul du module de Δ	37

2.11	Résultat des calcul de stabilité pour un transistor HEMT de 50 nm de longueur de grille. (a) représente le tracé des cercles de stabilité en sortie traits plein et en entrée traits pointillé. (b) représente le calcul du facteur de Rollet et (c) est le calcul du module de Δ	38
2.12	Schéma de transistor à effet de champ utilisé dans le modèle Dyakonov-Shur.	40
2.13	Variation de la partie imaginaire de la pulsation en fonction du nombre de Mach.	44
2.14	Battement de fréquences. (a) Onde de fréquence ω_1 . (b) Onde de fréquence ω_2 avec $\omega_1 \neq \omega_2$. (c) Superposition spatiale de ces deux ondes donnant naissance à un battement à la fréquence $(\omega_1 - \omega_2)$ (en pointillé)	48
2.15	Diagramme de bande d'un transistor à effet de champ de la filière InP et d'une vus schématique de l'absorption interbande d'un battement optique à 1,55 μm .	49
2.16	Caractéristiques de transfert d'un transistor HEMT de la filière InP en obscurité (gris) et sous éclairnement (noir). Le déplacement de la tension de fermeture V_{th} est clairement observé.	50
2.17	Caractéristiques de sortie d'un transistor HEMT de la filière InP de longueur de grille $L_g = 400$ nm. Obscurité (gris) et sous éclairnement (noir).	51
2.18	Calcul de l'intensité de la résonance plasma en fonction de la fréquence du battement pour différentes valeurs de δ_{pm}	52
2.19	Dispositif expérimental utilisé pour étudier l'excitation des ondes de plasma dans les transistors HEMT.	56
2.20	Dispositif expérimental utilisant une détection bolométrique pour mesurer l'émission.	57
2.21	Représentation schématique d'un HEMT avec, de haut en bas : la grille, la couche Schottky (d'épaisseur d_e et de constante diélectrique ε_s), le plan de dopage, l'espaceur (d'épaisseur $d - d_e$ et de constante diélectrique ε_s), le canal (d'épaisseur δ et de constante diélectrique ε_c) et le substrat. La distance entre la grille et le centre du canal (distance grille-canal) est d . La largeur du transistor (dimension non représentée) est W	59

2.22	Bilan de courant dans une portion de canal de longueur dx . j_c est la densité de courant totale dans la direction du transport et j_g la densité de courant de déplacement de grille. Le courant de déplacement dans le matériau grand-gap entre 2 portions de canal est négligé, ce qui revient à ne considérer que les capacités dessinées en trait plein.	63
3.1	Diagramme de bande du transistor. L'absorption a lieu uniquement dans le canal où l'énergie du <i>gap</i> est de ($E_g = 0,6$ eV) qui est plus petite que l'énergie des photons ($E_{ph} = 0,82$ eV). V_b est le potentiel de la barrière Schottky et V_g est la tension appliqué sur la grille.	69
3.2	Caractéristiques de transfert et de sortie d'un transistor HEMT avec une longueur de grille de $L_g = 200$ nm. (a) I_d en fonction de V_g pour $V_d = 100$ mV. Sous obscurité (ligne pleine) et sous éclaircissement (ligne en pointillé). (b) I_d en fonction de V_d pour V_g compris de 0 à -300 mV avec des pas de -50 mV. Sous obscurité (ligne pleine) et sous illumination (ligne en pointillé).	71
3.3	Spectroscopie des ondes de plasma utilisant un battement optique avec deux lasers $1,55 \mu\text{m}$ pour deux transistors ayant des longueurs de grille respective de (a) $L_g = 200$ nm, $V_d = 500$ mV (i.e. $I_d = 970 \mu\text{A}$), $V_0 = 170$ mV et (b) $L_g = 400$ nm, $V_d = 750$ mV (i.e. $I_d = 1.5$ mA), $V_0 = 170$ mV. Les barres d'erreurs expérimentales sont représentées par les lignes verticales sur chaque point de mesure des courbes.	73
3.4	Photoréponse continue ($\overline{\Delta V_d(f)}$) en fonction de la fréquence de battement obtenue par l'expérience (traits pleins avec les carrés) et la simulation (pointillés). $V_0 = V_g - V_{th} = 65$ mV et $V_{DS} = 100$ mV.	74
3.5	Fréquence de résonance en fonction de la tension de <i>swing</i> d'après la théorie analytique (traits), les expériences (symboles pleins) et la simulation (symboles vides).	76

3.6	Représentation schématique de la structure d'un HEMT et de la géométrie prise en compte dans la modélisation pseudo-2D. Les différentes notations sont définies dans le texte.	78
3.7	Photoréponse moyenne obtenue expérimentalement en fonction de la fréquence du battement optique pour $V_0 = 170$ mV et différentes longueurs de grille : (a) $L_g = 1500$ nm et $V_{DS} = 330$ mV ; (b) $L_g = 400$ nm et $V_{DS} = 750$ mV ; (c) $L_g = 200$ nm et $V_{DS} = 500$ mV.	80
3.8	Représentation schématique des trois structures simulées. Les différentes notations sont définies dans le texte.	81
3.9	Photoréponses moyennes calculées en fonction de la fréquence du battement optique pour $V_0 = 170$ mV, $V_{DS} = 250$ mV, $L_g = 400$ nm et pour les différentes modélisations des <i>cap-layers</i> décrites dans le texte.	82
3.10	Photoréponse moyenne calculée en fonction de la fréquence du battement optique pour $V_0 = 170$ mV et $V_{DS} = 350$ mV et pour différentes longueurs de grille : (a) $L_g = 1500$ nm, (b) $L_g = 400$ nm, (c) $L_g = 200$ nm.	83
3.11	Comparaison des fréquences de plasma expérimentales (croix) avec celles calculées par le modèle de [Ryzhii <i>et al.</i> , 2006b] (pointillés) et par notre modèle numérique (carrés reliés par des point-tirets) pour $V_{DS} = 350$ mV, en fonction de la longueur effective $L_g + L_c$. $V_0 = 170$ mV.	84
3.12	Photoréponse en fonction du battement en fréquence pour un transistor de longueur de grille de 200 nm avec un courant de drain appliqué respectivement pour $V_0 = 170$ mV de (a) $V_d = 500$ mV ($I_d = 970$ μ A), (b) $V_d = 310$ mV ($I_d = 865$ μ A) and (c) $V_d = 190$ mV ($I_d = 780$ μ A).	85

3.13	A gauche : photoréponse moyenne mesurée en fonction de la fréquence du battement optique pour $V_0 = 170$ mV et $L_g = 400$ nm. (a) $V_{DS} = 750$ mV, (b) $V_{DS} = 500$ mV et (c) $V_{DS} = 170$ mV. Les intervalles verticaux indiquent les barres d'erreur. A droite : photoréponse moyenne calculée numériquement en fonction de la fréquence du battement optique pour $V_0 = 170$ mV et $L_g = 400$ nm. (a) $V_{DS} = 350$ mV, (b) $V_{DS} = 250$ mV et (c) $V_{DS} = 150$ mV.	87
3.14	Fréquence de résonance (a) fondamentale et (b) 3^{ime} harmonique calculée numériquement en fonction de V_{DS} pour $L_g = 200$ nm (croix droites), $L_g = 400$ nm (croix diagonales), $L_g = 800$ nm (étoiles) and $L_g = 1500$ nm (carrés). $V_0 = 170$ mV.	88
3.15	Photoréponses harmoniques en fonction de la fréquence du battement optique pour $V_0 = 170$ mV et $L_g = 400$ nm. De bas en haut : $V_{DS} = 100, 250, 350$ et 410 mV.	89
3.16	(a) Amplitude et (b) facteur de qualité du pic de résonance correspondant au premier mode de plasma en fonction de la tension de drain pour les quatre longueurs de grille : $L_g = 200$ nm (ligne continue), $L_g = 400$ nm (tirets), $L_g = 800$ nm (points), $L_g = 1500$ nm (point-tirets). 150 mV $\leq V_0 \leq 200$ mV. . .	90
3.17	Amplitude calculée du maximum des photoréponses (a) continues et (b) harmonique en fonction de la tension de drain pour les quatre longueurs de grille : $L_g = 200$ nm (croix droites), $L_g = 400$ nm (croix diagonales), $L_g = 800$ nm (étoiles), $L_g = 1500$ nm (carrés). $V_0 = 170$ mV.	91
3.18	Photoréponse d'un transistor de 400 nm de longueur de grille mesurée pour différentes polarisations de grille et de drain : (a) $V_{DS} = 750$ mV et $V_0 = 170$ mV ; (b) $V_{DS} = 600$ mV et $V_0 = 120$ mV ; (c) $V_{DS} = 550$ mV et $V_0 = 70$ mV.	92
3.19	Photoréponse moyenne calculée pour $L_g = 400$ nm et $V_{DS} = 250$ mV et pour différentes tensions de <i>swing</i> : (a) $V_0 = 220$ mV, (b) $V_0 = 170$ mV, (c) $V_0 = 70$ mV.	93

4.1	Caractéristiques de sortie à 300 K (lignes pleines) et à 200 K (ligne en pointillé) pour deux transistors de longueurs de grille de 50 nm (a) et 400 nm (b). . . .	99
4.2	Photoréponse en fonction de la fréquence du battement optique obtenue pour un transistor de longueur de grille de 50 nm pour $T = 200$ K (ligne pleine) et 300 K (pointillé) avec une polarisation de $U_g = -0,2$ V et $I_{sd} = 4$ mA. . . .	100
4.3	Intensité du signal emis par un HEMT et mesuré par un bolomètre silicium $T = 200$ K en fonction de la puissance du battement optique pour deux transistors avec (a) $L_g = 50$ nm et (b) $L_g = 400$ nm. Ligne en très plein : $f = f_0$ et ligne en pointillé (quasiment confondu avec l'axe horizontal) : $f = f_0 \pm 10$ GHz. .	104
4.4	Calcul de la tension drain-source en fonction du temps pour différentes valeurs du temps de relaxation de la vitesse $\nu = 1,9$ (a), 1,75 (b) and 1,7 (c) ps^{-1} . La ligne en pointillé représente l'enveloppe en tension du temps nécessaire pour atteindre le régime stationnaire.	108
4.5	Calcul de l'amplitude de la photoréponse (a) harmonique et (b) moyenne en fonction du battement en fréquence pour deux valeurs du temps de relaxation de la vitesse.	110
4.6	(en haut) Schéma du dispositif expérimental mis en oeuvre et (en bas) photographie de la zone proche de l'échantillon.	112
4.7	Schéma de principe d'un détecteur hétérodyne.	113
4.8	Exemple de masque réalisé.	115
4.9	(a) Spirale externe. (b) Grille sur la troisième électrode. (c) Source connectée sur la troisième électrode.	116
4.10	Spectre de mélange entre un signal THz et un battement optique dans un transistor InGaAs. Mélange entre le signal THz à 1,7 THz et le battement optique à 1,8 THz.	117
4.11	Spectre de mélange entre un signal THz et un battement optique dans un transistor InGaAs. Mélange entre le signal THz à 0,7 THz et le battement optique à 0,8 THz.	118

4.12	Composante de la tension drain source à la différence des fréquences en fonction de la fréquence du signal RF pour différentes tensions de drain.	119
4.13	(Traits pleins) Gain et (traits pointillés) bande passante à - 6 dB du mélangeur en fonction de la tension drain-source.	119
4.14	Caractéristiques $I_d(V_d)$ d'un transistor HEMT sous obscurité (lignes continues), sous éclairage de la source 300 GHz (i.e. Détection THz directe (tirets)), sous éclairage de deux lasers (pointillés) et sous éclairage simultané de la source 300 GHz et des lasers (tirets-pointillés).	121
4.15	Effet de couplage simultané entre la radiation RF_{THz} et l'onde de plasma excitée optiquement (OL). Courbe en pointillés : illumination par la source THz à 322 GHz. Courbe en trait plein : mesure simultanée de la radiation RF à 322 GHz et de l'oscillation de plasma excité par un battement optique à 327 GHz	122

Liste des tableaux

1.1	Tableau récapitulatif des différents détecteurs THz avec les principales caractéristiques [Sabatini, 2009].	21
2.1	(a) hétérostructure InAlAs/InGaAs adaptée en maille sur substrat d'InP. (b) hétérostructure InAlAs/InGaAs pseudomorphique sur substrat d'InP.	29
3.1	Valeurs expérimentales des fréquences, des amplitudes et des facteurs de qualité des deux premiers pics de résonance de la photoréponse continue en fonction de la longueur et de la polarisation des transistors. L_g est indiquée en nm, les différentes tensions en mV et les fréquences en GHz.	89

Liste des titres et travaux

Publications et communications

- Publications dans des revues internationales

- [1] T. Laurent, R. Sharma, J. Torres, **P. Nouvel**, S. Blin, L. Varani, Y. Cordier, M. Chmielowska, S. Chenot, J.-P. Faurie, B. Beaumont, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gru?inskis, V. Korotyeyev, and V. A. Kochelap, "Voltage-controlled sub-terahertz radiation transmission through GaN quantum well structure," *Appl. Phys. Lett.* vol. 99, iss. 8, p. 082101, Aug. 2011.
- [2] S. Boubanga-Tombet, F. Teppe, J. Torres, A. El Moutaouakil, D. Coquillat, N. Dyakonova, C. Consejo, P. Arcade, **P. Nouvel**, H. Marinchio, T. Laurent, C. Palermo, A. Penarier, T. Otsuji, L. Varani, and W. Knap, "Room temperature coherent and voltage tunable terahertz emission from nanometer-sized field effect transistors," *Appl. Phys. Lett.* vol. 97, iss. 26, p. 262108, Dec. 2010.
- [3] H. Marinchio, L. Chusseau, J. Torres, **P. Nouvel**, L. Varani, G. Sabatini, C. Palermo, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gru?inskis, "Room-temperature terahertz mixer based on the simultaneous electronic and optical excitations of plasma waves in a field effect transistor," *Appl. Phys. Lett.* vol. 96, iss. 013502, Jan. 2010.
- [4] S. Jarrix, T. Dubois, R. Adam, **P. Nouvel**, B. Azaïs, and D. Gasquet, "Probe Characterization for Electromagnetic Near - Field Studies," *IEEE Trans. Instrum. Meas.* 2009 (Accepted).

-
- [5] **P. Nouvel**, H. Marinchio, J. Torres, C. Palermo, D. Gasquet, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gru?inskis, "Terahertz spectroscopy of optically excited resonant plasma waves in high electron mobility transistor," *J. Appl. Phys.* vol. 106, iss. 013717, 2009.
- [6] T. Dubois, S. Jarrix, A. Penarier, **P. Nouvel**, D. Gasquet, L. Chusseau, and B. Azais, "Near-field electromagnetic characterization and perturbation of logic circuits," *IEEE Trans. On Instrumentation and Measurements*, vol. 57, pp. 2398–2404, 2008.
- [7] T. Grosjean, F. Baida, R. Adam, J. P. Guillet, L. Billot, **P. Nouvel**, J. Torres, A. Penarier, D. Charraut, and L. Chusseau, "Linear to radial polarization conversion in the THz domain using a passive system," *Optic Express*, vol. 16, iss. 23, pp. 18895–18909, 2008.
- [8] J. Torres, H. Marinchio, **P. Nouvel**, G. Sabatini, C. Palermo, L. Varani, L. Chusseau, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gru?inskis, "Plasma Waves Subterahertz Optical Beating Detection and Enhancement in Long-Channel High-Electron-Mobility Transistors : Experiments and Modeling," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 14, iss. 2, p. 491, Mar./Apr. 2008.
- [9] H. Marinchio, J. Torres, G. Sabatini, **P. Nouvel**, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, F. Teppe, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gru?inskis, A. Shchepetov, S. Bollaert, and Y. Roelens, "Experimental and theoretical investigation of terahertz optical-beating detection by plasma waves in high electron mobility transistors," *Phys. Stat. Sol. (c)*, vol. 5, iss. 1, pp. 257–260, 2008.
- [10] J. Torres, **P. Nouvel**, A. Akwoue Ondo, L. Chusseau, F. Teppe, A. Shchepetov, and S. Bollaert, "Tunable plasma wave resonant detection of optical beating in high electron mobility transistor," *Appl. Phys. Lett.* vol. 89, p. 201101, 2006.

- **Conférences internationales avec actes**

- [1] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gru?inskis, H. Marinchio, **P. Nouvel**, J. Torres, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, and P. Ziadé, "Small-Signal Characterization of

-
- FET/HEMT for Terahertz Applications,” *Acta Phys. Polonica A*, vol. 119, iss. 2, pp. 203–205, 2011.
- [2] T. Laurent, R. Sharma, J. Torres, **P. Nouvel**, S. Blin, C. Palermo, L. Varani, Y. Cordier, M. Chmielowska, J.-P. Faurie, and B. Beaumont, ”Measurement of Pulsed Current–Voltage Characteristics of AlGa_N/Ga_N HEMTs from Room Temperature to 15 K,” *Acta Phys. Polonica A*, vol. 119, iss. 2, pp. 196–198, 2011.
- [3] T. Laurent, R. Sharma, J. Torres, **P. Nouvel**, S. Blin, L. Chusseau, C. Palermo, L. Varani, Y. Cordier, M. Chmielowska, J.-P. Faurie, B. Beaumont, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gru[?]inskis, ”Voltage Controlled Terahertz Transmission Enhancement through Ga_N Quantum Wells,” *Acta Phys. Polonica A*, vol. 119, iss. 2, pp. 196–198, 2011.
- [4] H. Marinchio, G. Sabatini, C. Palermo, **P. Nouvel**, J. Torres, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gru[?]inskis, ”Plasma Oscillations in Nanotransistors : Application to THz Radiations Detection and Generation,” *Acta Phys. Polonica A*, vol. 119, iss. 2, pp. 103–106, 2011.
- [5] P. Ziadé, C. Palermo, H. Marinchio, T. Laurent, G. Sabatini, **P. Nouvel**, Z. Kallassy, and L. Varani, ”Terahertz three-dimensional plasma resonances in InGaAs diodes : A hydrodynamic study,” in *Proc. Microwave Integrated Circuits Conference (EuMIC)*, 2010 European, Paris, France, pp. 381–384, Sept. 2010.
- [6] H. Marinchio, C. Palermo, G. Sabatini, P. Ziadé, T. Laurent, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gru[?]inskis, **P. Nouvel**, J. Torres, A. Pénarier, S. Blin, L. Chusseau, and L. Varani, ”Hydrodynamic study of electronic, optical and thermal excitation of plasma waves in HEMTs,” in *Proc. 35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, Roma, Italy, 2010.
- [7] H. Marinchio, C. Palermo, G. Sabatini, T. Laurent, P. Ziadé, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gru[?]inskis, **P. Nouvel**, J. Torres, A. Pénarier, S. Blin, L. Chusseau, and L. Varani, ”Hydrodynamic simulation of heterodyne terahertz detection in field effect transistor,” in *Proc. 35th International Conference on Infrared, Millimeter,*
-

-
- and Terahertz Waves (Roma), ser. Proc. International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves, Roma, Italy, 2010.
- [8] **P. Nouvel**, J. Torres, H. Marinchio, T. Laurent, C. Palermo, L. Varani, F. Teppe, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gružinskis, "THz Emission Induced by an Optical Beating in Nanometer-Length High-Electron-Mobility Transistors," *Acta Phys. Polonica A*, vol. 119, iss. 2, pp. 199–202, 2010.
- [9] T. Laurent, R. Sharma, J. Torres, **P. Nouvel**, S. Blin, L. Chusseau, C. Palermo, L. Varani, Y. Cordier, M. Chmielowska, J.-P. Faurie, B. Beaumont, E. Starikov, P. Shiktorov, and V. Gružinskis, "Enhanced Terahertz Transmission of GaN Quantum Wells," in Proc. International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves, Roma - Italy, Sept. 5-10, 2010.
- [10] **P. Nouvel**, J. Torres, H. Marinchio, T. Laurent, S. Blin, L. Chusseau, C. Palermo, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, V. Gružinskis, F. Teppe, and D. Coquillat, "Measurements of THz emission from nanometric-size transistors," in Proc. International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves, Roma - Italy, Sept. 5-10, 2010.
- [11] **P. Nouvel**, H. Marinchio, J. Torres, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gružinskis, "Room-temperature terahertz spectroscopy of optically excited plasma waves in HEMTs," *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 193, iss. 1, p. 012075, 2009.
- [12] R. Adam, J. P. Guillet, L. Chusseau, A. Penarier, **P. Nouvel**, J. Torres, T. Grosjean, L. Billot, F. Baida, and D. Charrat, "Near-field polarization-selective inspection of a bow-tie antenna and a passive radial polarizer at sub-THz frequencies," in Proc. EOS Annual Meeting - Topical Meeting on Terahertz Science and Technology, Paris, Sept. 2008.
- [13] J. Torres, **P. Nouvel**, L. Chusseau, F. Teppe, A. Shchepetov, and S. Bollaert, "Tunable plasma wave resonant detection of optical beating in high electron mobility transistor," in Proc. CLEO-Europe, Munich, June 2007.

- [14] A. Penarier, **P. Nouvel**, J. P. Guillet, T. Laurent, J. Torres, R. Adam, S. Jarrix, and L. Chusseau, "Probe design for electromagnetic near field THz mappings," in Proc. 19ème Conf. Optique Hertzienne et Diélectriques, Valence, France, Sept. 2007.
- [15] T. Dubois, S. Jarrix, A. Penarier, **P. Nouvel**, D. Gasquet, and L. Chusseau, "Near-field electromagnetic characterization and perturbation of logic gates," in Proc. ICONIC, Saint Louis, June 2007.
- [16] A. Akwoue Ondo, J. Torres, **P. Nouvel**, C. Palermo, L. Chusseau, J. Jacquet, and M. Thual, "Analysis of the stable two-mode operation of a 4-sections semiconductor laser for THz generation by photomixing," in Proc. International Symposium on Space Terahertz Technology, Paris, pp. 255–258, May 2006.
- [17] L. Chusseau, A. Akwoue Ondo, J. Torres, **P. Nouvel**, J. Jacquet, and M. Thual, "Four-sections semiconductor two-mode laser for THz generation," in Proc. Proceedings of SPIE "Photonics North", P. Mathieu, Ed., vol. 6343, Québec, pp. 1097–1106, June 2006.

- **Conférences nationales sans actes**

- [1] **P. Nouvel**, H. Marinchio, J. Torres, C. Palermo, G. Sabatini, L. Chusseau, L. Varani, E. Starikov, P. Shiktorov, and V. Gružinskis, "Oscillations de plasma résonantes dans les transistors HEMT pour la détection térahertz : Une étude expérimentale et numérique," in Proc. Assemblée Générale du GDR Ondes, Paris, France, Nov. 2009.
- [2] A. Penarier, **P. Nouvel**, D. Gasquet, A. Julia, and M. Catarino, "Modification d'une tête lnb standard pour émettre et recevoir en bande X-Ku sur les 2 polarisations," in Proc. 16èmes Journées Nationales Microondes, Grenoble, May 2009.
- [3] T. Dubois, S. Jarrix, A. Blain, A. Penarier, **P. Nouvel**, D. Gasquet, and B. Azais, "Etude de compatibilité et susceptibilité électromagnétique champ proche d'un système à base d'amplificateurs à opérationnels," in Proc. 16èmes Journées Nationales Microondes, Grenoble, May 2009.

-
- [4] T. Laurent, L. Chusseau, J. Torres, **P. Nouvel**, C. Palermo, and L. Varani, "Spectroscopie continue d'éléments optiques pour une expérience cryogénique terahertz," in Proc. 5e Journées TéraHertz, Lille, June 2009.
- [5] A. Penarier, J. P. Guillet, R. Adam, **P. Nouvel**, L. Chusseau, T. Grosjean, and D. Charraut, "Imagerie champ proche THz continue sélective en polarisation," in Proc. 5e Journées TéraHertz, Lille, June 2009.
- [6] **P. Nouvel**, H. Marinchio, J. Torres, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, A. Shchetov, Y. Roelens, S. Bollaert, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gružinskis, "Spectroscopie terahertz des ondes de plasma excitées par battement optique dans les transistors HEMTs," in Proc. 5e Journées TéraHertz, Lille, June 2009.
- [7] J. P. Guillet, R. Adam, A. Penarier, **P. Nouvel**, J. Torres, L. Chusseau, T. Grosjean, F. Baida, L. Billot, and D. Charraut, "Génération d'un faisceau THz polarisé radialement," in Proc. 12e Journées Nano Micro et Optoélectronique, Oleron, 2008.
- [8] S. Jarrix, J. Boch, J. R. Vaille, **P. Nouvel**, A. Penarier, and L. Dusseau, "Robusta : Un satellite pédagogique," in Proc. 7ème Colloque sur l'Enseignement des Technologies et des Sciences de l'Information et des Systèmes, Bruxelles, 2008.
- [9] L. Chusseau, L. Varani, J. Torres, C. Palermo, **P. Nouvel**, A. Penarier, H. Marinchio, G. Sabatini, T. Laurent, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gružinskis, "THz detection and generation by semiconductor heterostructures using transport properties in InGaAs HEMT and GaN 2D electron gas," in Proc. 17th European Workshop on Heterostructure Technology (HETECH), G. Meneghesso, Ed., Venice, Italy, pp. 155–156, Nov. 2008.
- [10] T. Laurent, G. Sabatini, **P. Nouvel**, J. Torres, C. Palermo, L. Chusseau, L. Varani, Y. Cordier, E. Starikov, P. Shiktorov, and V. Gružinskis, "Terahertz generation in GaN quantum wells by amplification of transverse electromagnetic waves," HETECH, Nov. 3-5, 2008.
- [11] T. Grosjean, L. Billot, F. Baida, D. Charraut, R. Adam, J. P. Guillet, A. Penarier, **P. Nouvel**, J. Torres, and L. Chusseau, "Optical microantennas for subwavelength

- vectorial inspection at THz frequencies,” in Proc. NFO10, Buenos Aires, Sept. 2008.
- [12] J. P. Guillet, R. Adam, A. Penarier, J. Torres, **P. Nouvel**, L. Chusseau, T. Grosjean, F. Baida, L. Billot, and D. Charraut, ”A new THz passive radial polarizer,” in Proc. IRMMW-THz, Pasadena, CA, Sept. 2008.
- [13] S. Jarrix, A. Penarier, **P. Nouvel**, T. Dubois, D. Gasquet, and B. Azaïs, ”Magnetic cartography and susceptibility of logic circuits,” in Proc. Electromagnetic Compatibility Europe Workshop, Paris (France), June 2007.
- [14] T. Dubois, S. Jarrix, **P. Nouvel**, A. Penarier, D. Gasquet, and B. Azaïs, ”Calibration et application d’un banc de caractérisation électromagnétique en champ proche,” in Proc. 15èmes Journées Nationales Microondes, Toulouse, May 2007.
- [15] J. Torres, **P. Nouvel**, H. Marinchio, C. Palermo, L. Varani, L. Chusseau, F. Teppe, A. Shchepetov, and S. Bollaert, ”Conversion opto-électronique 0-600 GHz dans des nanotransistors HEMTs,” in Proc. 15èmes Journées Nationales Micro-ondes (JNM), Toulouse, France, May 2007.
- [16] H. Marinchio, J. Torres, **P. Nouvel**, G. Sabatini, C. Palermo, J. Pousset, L. Chusseau, L. Varani, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gru?inskis, ”Etude théorique et expérimentale de la réponse à un battement optique de transistors HEMT à onde de plasma,” in Proc. 4èmes Journées TeraHertz, Bombannes, France, May 2007.
- [17] H. Marinchio, J. Torres, **P. Nouvel**, G. Sabatini, J. Pousset, C. Palermo, L. Chusseau, and L. Varani, ”Numerical simulation of THz optical-beating detection by plasma-waved HEMTs : comparison with experiments,” in Proc. Groupe De Recherche Nanoélectronique, Lille, France, 2007.
- [18] E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gru?inskis, C. Palermo, L. Varani, J. Pousset, G. Sabatini, H. Marinchio, J. Torres, L. Chusseau, **P. Nouvel**, R. Adam, T. Dubois, A. Penarier, S. Jarrix, and D. Gasquet, ”Generation of coherent TeraHertz radiation assisted by optical phonons in nitride-based bidimensionnal heterostructures,” in Proc. 19th International Conference on Hertzian Optic and Dielectrics, Valence, Sept. 2007.

-
- [19] R. Adam, **P. Nouvel**, A. Penarier, J. Torres, T. Dubois, S. Jarrix, and L. Chusseau, "Etude de sondes pour la microscopie en champ proche THz," in Proc. 4èmes Journées TeraHertz, Bombannes, May 2007.
- [20] A. Penarier, **P. Nouvel**, V. Caumes, R. Adam, S. Jarrix, L. Chusseau, and D. Gasquet, "Etude et conception de sondes pour cartographies électromagnétiques champ proche THz," in Proc. 15èmes Journées Nationales Micro-ondes (JNM), Toulouse, May 2007.
- [21] A. Penarier, R. Adam, J. P. Guillet, **P. Nouvel**, J. Torres, S. Jarrix, and L. Chusseau, "Sondes pour la microscopie en champ proche à 100 GHz," in Proc. Assemblée Générale du GDR Ondes, Pessac, 2007.
- [22] S. Jarrix, T. Dubois, **P. Nouvel**, A. Penarier, L. Chusseau, and D. Gasquet, "Sondes simples pour études sans contact en champ proche de compatibilité et de susceptibilité électromagnétique de composants," in Proc. Assemblée Générale du GDR Ondes, Pessac, 2007.
- [23] T. Dubois, S. Jarrix, **P. Nouvel**, A. Penarier, J. M. Gosalbes, D. Gasquet, and M. Bellet-Pérotin, "Etudes du champ proche en vue de mesures de susceptibilité sur des circuits logiques," in Proc. GDR Ondes, Gif sur Yvette, June 2006.
- [24] C. Besson, **P. Nouvel**, S. G.-Jarrix, A. Penarier, D. Gasquet, and L. Schwaar, "Conception d'un amplificateur RF faible consommation," in Proc. 11èmes Journées Nationales de Microélectronique et Optoélectronique, Aussois, 2006.
- [25] J. Torres, **P. Nouvel**, L. Chusseau, F. Teppe, A. Shchepetov, and S. Bollaert, "Tunable plasma wave resonant detection of optical beating in high electron mobility transistor," in Proc. GDR THz, Montpellier, Dec. 2006.
- [26] A. Akwoue Ondo, J. Torres, **P. Nouvel**, C. Palermo, L. Chusseau, J. Jacquet, and M. Thual, "Etude et caractérisation d'une source laser bimode pour la génération THz par photomélangage à 1,55 μm ," in Proc. XIe Journées Nano-Micro Electronique et Optoélectronique (JNMO), Aussois, France, Apr. 2006.

- [27] **P. Nouvel**, A. Penarier, S. Jarrix, D. Gasquet, L. Chusseau, and M. Perotin, "Conception d'une antenne Bow-Tie intégrable pour les applications THz," in Proc. XIe Journées Nano-Micro Electronique et Optoélectronique (JNMO), Aussois, pp. 173–174, 2006.
- [28] T. Dubois, S. Jarrix, A. Penarier, **P. Nouvel**, J. M. Golsalbes, L. Chusseau, and D. Gasquet, "Effet de champ proche d'une perturbation électrique rayonnée sur une diode Schottky en vue de la détermination de la puissance couplée," in Proc. GDR Ondes, Montpellier, Dec. 2006.
- [29] V. Caumes, A. Penarier, S. Jarrix, **P. Nouvel**, J. M. Golsalbes, M. Perotin, L. Chusseau, and D. Gasquet, "Etude et conception d'un banc de cartographies électromagnétiques en champ proche pour les fréquences millimétriques," in Proc. GDR Ondes, Gif sur Yvette, June 2006.
- [30] **P. Nouvel**, A. Penarier, S. Jarrix, M. Perotin, and L. Chusseau, "Faisabilité de transposition dans le domaine THz de simulations d'antennes," in Proc. GDR TeraHertz, Montpellier, June 2006.

• **Papiers invités**

- [1] L. Chusseau, J. Torres, **P. Nouvel**, H. Marinchio, L. Varani, J. F. Lampin, S. Bollaert, Y. Roelens, and D. Dolfi, "Efficient terahertz mixer from plasma wave downconversion in InGaAs HEMT," in Proc. Photonic West, San Francisco, Jan. 2010.
- [2] R. Czarny, L. Morvan, G. Pillet, P. Guiset, J. Schnell, P. Legagneux, S. Megtert, A. de Rossi, J. Torres, **P. Nouvell**, H. Marinchio, L. Varani, L. Chusseau, J. F. Lampin, S. Bollaert, and Y. Roelens, "Technological bricks and concepts for THz remote sensing," IEEE Winter Topicals, Jan. 3-11, 2010.
- [3] L. Chusseau, L. Varani, J. Torres, C. Palermo, **P. Nouvel**, A. Penarier, H. Marinchio, G. Sabatini, T. Laurent, P. Shiktorov, E. Starikov, and V. Gru?inskis, "THz detection and generation by semiconductor heterostructures using transport properties in InGaAs HEMT and GaN 2D electron gas," in Proc. 17th European

Workshop on Heterostructure Technology (HETECH), G. Meneghesso, Ed., Venice, Italy, pp. 155–156, Nov. 2008.

- **Brevet**

P.Nouvel, D. Gasquet, " radar de détection de défauts dans les matériaux" N° 08 00736.

Etude expérimentale des oscillations de plasma dans des transistors à effet de champ excités optiquement

Résumé : Le domaine térahertz est une région du spectre électromagnétique comprise entre 300 GHz et 30 THz. Elle représente un fort intérêt pour la communauté scientifique pour plusieurs raisons : la radiation térahertz possède en effet un potentiel de télécommunication à très haut débit important, elle constitue un moyen d'investigation efficace et non destructif pour différents types d'éléments et composés, minéraux ou organiques et elle représente une importance cruciale pour les astronomes qui estiment que 98 % des photons émis par le Big Bang se trouvent dans ce domaine de fréquences. Malheureusement, à l'heure actuelle, le manque de sources et détecteurs facilement exploitables, intégrables et fonctionnant à température ambiante ne permet pas l'utilisation du domaine térahertz à grande échelle.

Un nouveau phénomène physique exploitable tel que les oscillations d'ondes de plasma dans les nanotransistors représente une piste prometteuse pour combler ce manque. Ce phénomène étudié de manière analytique dans le milieu des années 1990, a donné lieu à un modèle, le modèle de Dyakonov et Shur qui est la base de ce travail. Des expériences récentes effectuées à température ambiante ont permis de montrer la possibilité d'exciter des oscillations d'ondes de plasma à l'intérieur d'un canal de HEMT par une radiation THz directe.

Ce travail se propose de réaliser une étude systématique des transistors sous excitation effectuée par battement optique térahertz. Ceci afin de mieux comprendre et exploiter les ondes de plasma dans les nanotransistors à effet de champ. Cela nous a conduit à étudier l'effet des paramètres géométriques et physiques du transistor comme les longueurs de grille, les longueurs des *cap-layers*, la tension de drain et la tension de grille. En parallèle à ce travail expérimental un modèle hydrodynamique pseudo-2D était utilisé pour confronter l'ensemble des résultats pour une meilleure compréhension des phénomènes physiques.

Ce travail a permis d'accéder à une compréhension et une description fines du phénomène d'excitation des ondes de plasma. ceci a permis d'initier l'étude de nouveaux dispositifs tel que un émetteur à base d'un transistor HEMT assisté par battement optique et la réalisation d'un mélangeur hétérodyne d'une radiation térahertz transposé par un battement optique en une fréquence intermédiaire plus basse et facilement exploitable.

Mots-clés : TeraHertz, Ondes de Plasma, HEMT, Emetteur, Mélangeur, Battement optique

Abstract : The terahertz range covers the electromagnetic spectrum for frequencies between 300 GHz and 30 THz. It presents a strong interest in the scientific community for several reasons : Terahertz carriers allow for high-speed free-space telecommunications ; Terahertz radiations can be used for efficient and non-destructive characterization of various components and materials (minerals or organic) ; Terahertz detection is of major interest for astronomers as 98% of photons emitted since the Big Bang are in this frequency domain. Unfortunately, the lack of adequate sources and detectors, i.e. room-temperature-operating, low-cost and integrated, strongly limits the use of terahertz radiations for the above-mentioned applications.

A new physical phenomenon called plasma waves in nanotransistors is very promising for the realization of terahertz sources and detectors. This new phenomenon was proposed in the mid-1990s on the basis of analytical calculations, although the model was rather simplified and it did not take into account the actual experimental conditions. Recent experiments performed at low and room temperature demonstrated the feasibility to excite plasma waves in the channel of a high-electron-mobility transistor (HEMT), using a THz-radiation excitation.

This work presents a different way to excite this plasma wave by using an optical beating excitation. A systematic study of nanometric transistors under optical excitation to better understand and exploit plasma waves is carried on. The effects of geometrical parameters such as transistor gate length or cap-layer length are investigated. The dependence of the plasma waves on different electrical parameters such as drain voltage and gate voltage is also presented. Along with this experimental work, a pseudo-two-dimensional hydrodynamic simulator was developed to analyze the physical processes in the transistors on a more rigorous theoretical basis than the simplified analytical model.

As a result of this joint experimental and theoretical investigation, we achieved a better understanding and an accurate description of the complex mechanism of plasma waves excited in field-effect transistors. Finally, we propose new structures to be used, from one hand, as a monochromatic terahertz source based on a HEMT excited by an optical beating, and, from the other hand, a spectrally-resolved heterodyne detector based on the mixing between the terahertz radiation to be analyzed and an optical beating used as a tunable local oscillator.

Keywords : TeraHertz, Plasma Waves, HEMT, Emitter, Melangeur, Optical beating