



HAL
open science

Détection et Emission Terahertz par les ondes de plasma dans des transistors HEMT à base d'hétérostructures GaN/AlGaN et InGaAs/InAlAs

Abdelouahad El Fatimy

► **To cite this version:**

Abdelouahad El Fatimy. Détection et Emission Terahertz par les ondes de plasma dans des transistors HEMT à base d'hétérostructures GaN/AlGaN et InGaAs/InAlAs. Matière Condensée [cond-mat]. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2007. Français. NNT: . tel-00182726

HAL Id: tel-00182726

<https://theses.hal.science/tel-00182726>

Submitted on 26 Oct 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ MONTPELLIER II

ECOLE DOCTORALE Science – Physique – Chimique
Université des Sciences et Techniques

Année : [2007]

Thèse N° [...]

Thèse

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ MONTPELLIER II

Spécialité : Physique de la matière condensée
Présentée et soutenue par

Abdelouahad El Fatimy

Le 15 Juin 2007

Détection et Emission Terahertz par les ondes de plasma dans des transistors HEMT à base d'hétérostructures GaN/AlGaN et InGaAs/InAlAs

JURY :

Pr. Carlo Sirtori
Dr. Michel Goiran
Dr. Sylvain Delage
Pr. Christophe Chaubet
Pr. Frédéric Aniel
Dr. Sylvain Bollaert
Dr. Wojciech Knap

Université Paris 7 et Thales Research
LNCMP, Toulouse
Thales, Marcoussis
Université Montpellier II
Université Paris Sud-11
IEMN, Villeneuve d'Asq
GES, Montpellier

Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Examineur
Directeur de Thèse

" Il n'y a qu'une manière d'aborder la compréhension de l'existant, c'est l'utilisation du seul outil que nous ayons : notre raison. Encore cet outil nécessite-t-il un apprentissage : ce que Descartes appelait 'la Méthode' et qui est tout simplement la logique scientifique stricte. "

François Cavanna

*A ma mère, à mon père,
A tous ceux qui me sont chers*

Remerciements

Ce travail a été effectué au Laboratoire : Groupe d'Etude des Semiconducteurs (GES) de l'Université Montpellier II. Je remercie le docteur B. Gil, Directeur du GES, de m'avoir accueilli dans son laboratoire. Je remercie particulièrement le docteur W. Knap pour m'avoir donné la chance de travailler au sein de son équipe et pour m'avoir permis, durant ces trois années, de passer cette thèse avec des conditions de travail et d'encadrement idéales.

J'exprime mes sincères remerciements au Professeur C. Sirtori de Thales Research and Technology, ainsi qu'au Docteur M. Goiran du Laboratoire National Des Champs Magnétiques Pulsés, pour l'intérêt qu'ils ont porté à ces travaux en acceptant de les rapporter.

Je témoigne toute ma reconnaissance au docteur Sylvain Delage (Ingénieur à Thalès, RNRT), au professeur F. Aniel (Professeur à l'Université Paris Sud-11), au Professeur C. Chaubet (Professeur à l'Université Montpellier II), et au docteur S. Bollaert (Maître de Conférence à L'IEMN) d'avoir accepté d'examiner ce mémoire et de participer à ce jury.

Je tiens également à remercier tout le personnel du GES, sur le plan humain pour leur enthousiasme et leurs encouragements. Je souhaiterais remercier Monsieur P. Arcade pour m'avoir permis de bénéficier de son expérience, ainsi qu'aux Dr F. Teppe et Dr N. Dyakonova pour m'avoir accordé leur confiance au cours de ces travaux. Je souhaite également exprimer ma sincère gratitude envers cette célèbre équipe qu'est la 'Terahertz Team'. Je souhaite remercier Dr E. Centeno pour son encadrement durant le stage de D.E.A, pour sa formation en programmation, Matlab et la FDTD. Un grand merci à tous les nouveaux ou futurs docteurs (Rabih, Stéphane, Misha, Oleg, Carlos, Alex) que j'ai côtoyé durant cette thèse pour leur bon humeur et les pauses café et ainsi qu'aux permanents Dr D. Coquillat, Dr M. Le Vassor qui m'ont fait profiter de leur expérience. Enfin je tiens également à faire part de ma gratitude envers le personnel technique (Staff technique du GES, à Bertrand de l'Atelier du froid et à J. Lyonnet de la salle blanche) pour leur gentillesse et leur professionnalisme et grâce à qui j'ai pu concentrer toute mon attention sur ce travail. Grand merci au Docteur. G. Valusis, qui m'a accueilli dans son équipe à [l'Institut des Semiconductor de Vilnius en Lituanie](#) et m'a ainsi permis de profiter de leurs équipements pour certaines expériences, et ainsi qu'au Docteur J. Łusakowski de l'Université de Varsovie, Pologne, qui m'a apporté son expérience sur le transport. Je souhaite bon courage à Stéphane et Rabih, Misha et Oleg dans la suite de ce travail passionnant qu'est la recherche expérimentale. Je tiens à remercier mon entourage pour

l'aide qu'ils m'ont apporté durant ces années universitaires. Un grand merci aux Dr Y. Meziani, Dr R. El Fatimy et à tous ceux que je n'ai pas cité ici.

Résumé

Les détecteurs et émetteurs travaillant dans la gamme dite Terahertz sont très coûteux et fonctionnent généralement à basse température. Les Professeurs Dyakonov et Shur ont proposé en 1993 une théorie sur l'instabilité des ondes de plasma dans un gaz d'électrons bidimensionnel. Cette théorie énonce qu'un transistor peut fonctionner comme détecteur ou source Terahertz quand la longueur de grille est de taille nanométrique. Dans ce manuscrit, nous présentons une source de radiation Terahertz par un Transistor HEMT à base de l'hétérostructures GaN/AlGaN, (cohérente), accordable à température ambiante, relativement intense ($0.1 \mu\text{W}$), de taille nanométrique et peu coûteuse. En second lieu, nous proposons des détecteurs Terahertz basés sur la technologie GaN/AlGaN et InGaAs/InAlAs et accordables à température ambiante. Notre étude, d'intérêt pluridisciplinaire, vise à explorer les limites physiques et technologiques des performances des transistors HEMT sur l'Emission et la Détection de radiation Terahertz. L'estimation du NEP (Noise Equivalent Power) a également été réalisée. D'un point de vue fondamental, cette étude nous permettra de mieux connaître les propriétés de la détection et de l'émission par un gaz d'électrons bidimensionnel par le biais des ondes de plasma.

Le premier chapitre donne une introduction générale au domaine terahertz. Le deuxième chapitre présente la théorie des ondes de plasma, et le chapitre III présente la description des échantillons et une étude électrique des transistors HEMT. Dans le chapitre IV, nous présentons des résultats expérimentaux dévoilant l'apparition d'une résonance plasma en abaissant la température de l'échantillon et en augmentant le courant drain source. Nous montrons de plus que la position de cette raie se décale en fonction de la fréquence incidente, en accord avec le modèle d'instabilité des ondes de plasma proposé par Dyakonov Shur¹ en 1993. Une étude sur le bruit (NEP pour noise equivalent power) est réalisée pour les deux types de transistor. Le chapitre V présente l'émission de radiation électromagnétique aux fréquences Terahertz par le biais des oscillations de plasma dans des transistors nanométriques à température ambiante (**300 K**). Nous observons l'émission à température ambiante par les transistors basés sur deux types d'hétérostructures : InGaAs/InAlAs et AlGaN/GaN. Pour les deux types nous obtenons un seuil d'émission bien défini en tension drain source V_{ds} . Le chapitre VI est présenté comme la conclusion générale de cette étude. L'annexe A donne un aperçu des différents résultats que j'ai obtenu dans le cadre d'une ouverture à d'autres thématiques Terahertz. Enfin, l'annexe B présente un aperçu de l'état de l'art dans le domaine Terahertz.

¹M. Dyakonov and M. S. Shur, Phys. Rev. Lett. **71**, 2465 (1993); M. Dyakonov and M. S. Shur, IEEE Trans. Electron Devices **43**, 380 (1996).

Durant cette thèse, j'ai eu l'opportunité d'établir des collaborations académiques et industrielles au niveau national, international. Fort de ces expériences, pour l'avenir proche, nous envisageons, dans le cadre d'un projet Franco-Russe, d'étudier la faisabilité de la création d'un spectromètre : « p-Ge Laser spectrometer ».

Le travail mentionné ci-dessus a été effectué pendant environ trois années au Laboratoire d'Etude des Semiconducteurs (GES, UMR 5650 CNRS-Université Montpellier II) et dans le cadre de collaborations au plan national :

- IEMN-DHS UMR CNRS, Lille, France
- CRHEA à Sophia-Antipolis, Valbonne, France
- THALES Research and Technology, Orsay, France
- ST Microélectronique Crolles, France
- LPTA, Université Montpellier II, France
- Centre de Lutte et Recherche contre le Cancer, Montpellier, France

Et au plan international:

- Semiconductor Physics Institute, Vilnius, Lithuania
- Department of electrical and information engineering, electronics laboratory, University of Oulu, Finland
- Department of Electrical, Computer, and Systems Engineering, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy NY, USA
- F. Ioffe Institute of Physics and Technology, St. Petersburg, Russia
- School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, United Kingdom.

Ce travail a donné lieu à des publications dans des revues internationales, incluses à la fin de ce mémoire.

Abstract

We report on detection of terahertz radiation by high electron mobility nanometer InGaAs/InAlAs transistors. The photovoltaic type of response was observed at the 1.8–3.1 THz frequency range, which is far above the cut-off frequency of the transistors. The experiments were performed in the temperature range from 10 to 80 K. The resonant response was observed and was found to be tunable by the gate voltage. The resonances were interpreted as plasma wave excitations in the gated two-dimensional electron gas. The minimum noise equivalent power was estimated, showing possible application of these transistors in sensing of terahertz radiation.

Also, we report on the demonstration of room temperature, tuneable terahertz detection obtained by 50nm gate length InGaAs/InAlAs High Electron Mobility Transistors (HEMT). We show that the physical mechanism of the detection is related to the plasma waves excited in the transistor channel and that the increasing of the drain current leads to the transformation of the broadband detection to the resonant and tuneable one. We also show that the cap layer regions significantly affect the plasma oscillation spectrum in HEMT by decreasing the resonant plasma frequencies.

In addition we report on terahertz emission by two-dimensional electron plasma oscillations in nanometric transistors at room temperature. Previously, the THz emission was reported only at 4,2 K in a 60 nm InGaAs high electron mobility transistor. We observe the room temperature emission for transistors based on two types of heterostructures- InGaAs/InAlAs and AlGaIn/GaN. For both types we obtain a well-defined source-drain voltage threshold for the integrated emission, which depends on the gate bias. For InGaAs/InAlAs, we observe only emission signal integrated over the total frequency range (0.1 – 10 THz). High intensity of the Thz emission from GaN/AlGaIn structures allowed analysing its spectral content. The emission is interpreted as resulting from a current driven plasma instability leading to oscillations in the transistor channel (Dyakonov–Shur instability).

Table des matières

| | |
|---|-------------|
| <u>I. Chapitre I : Introduction au domaine Terahertz</u> | p.14 |
| <u>II. Chapitre II : HEMT – Instabilité des ondes de plasma</u> | p.16 |
| 1. Introduction : Matériaux III-V et mobilité..... | p.18 |
| 2. Etude d'une hétérojonction et de Transistor..... | p.19 |
| 2.1 Etude d'une hétérojonction..... | p.19 |
| 2.2 Polarisation du drain, V_{ds} | p.20 |
| 2.3 Polarisation de la grille, V_{gs} | p.21 |
| 3. Plasma..... | p.25 |
| 3.1. Fréquence Plasma 3D..... | p.25 |
| 3.2. Fréquence Plasma 2D..... | p.25 |
| 3.3. Fréquence Plasma 2D avec Grille – cas du HEMT..... | p.26 |
| 4. Instabilité des ondes de plasma et Fréquence plasma..... | p.26 |
| 5. Détecteur Terahertz à gaz d'électron bidimensionnel | p.33 |
| 6. Conclusion du chapitre II..... | p.38 |
| <u>III. Chapitre III : Présentation des transistors HEMT et leurs caractérisations électriques</u> | p.40 |
| 1. Introduction..... | p.42 |
| 2. Structure et Technologie..... | p.42 |
| 2.1 Structure InGaAs/InAlAs..... | p.42 |
| 2.2 Géométrie InGaAs/InAlAs..... | p.44 |
| 2.3 Structure GaN/AlGaN..... | p.44 |
| 2.4 Géométrie, GaN/AlGaN..... | p.45 |
| 2.5 Masques..... | p.46 |

| | |
|---|-------------|
| 2.6 Boîtier..... | p.47 |
| 3. Caractéristiques électriques..... | p.48 |
| 2.1 Principe expérimental de la caractéristique électrique..... | p.48 |
| 2.2 GaN/AlGa _N , Caractéristiques électriques..... | p.49 |
| 2.3 InGaAs/InAlAs, Caractéristiques électrique..... | p.50 |
| 4. Discussions sur le fonctionnement des HEMTs GaN et InGaAs..... | p.51 |
| | |
| <u>IV. Chapitre IV : Détection Terahertz par des transistors HEMT.....</u> | p.54 |
| 1. Introduction..... | p.58 |
| 2. Technique expérimentale de la détection Terahertz..... | p.58 |
| 3. GaN/AlGa _N comme détecteurs Terahertz entre 4.2 K et 300 K..... | p.60 |
| 3.1 Discussions sur le facteur de qualité..... | p.62 |
| 3.2 Puissance Equivalente Bruit (NEP)..... | p.62 |
| 3.3 Conclusion..... | p.63 |
| 4. InGaAs/InAlAs comme détecteurs Terahertz entre 4.2 K et 300 K..... | p.64 |
| 2.1 Discussions sur la largeur à mi hauteur..... | p.65 |
| 2.2 Puissance Equivalente Bruit (NEP)..... | p.68 |
| 2.3 Conclusion..... | p.68 |
| 5. InGaAs/InAlAs comme détecteur Terahertz à 300 K..... | p.68 |
| 5.1 Analyse des résultats..... | p.70 |
| 5.2 Conclusion..... | p.73 |
| 6. Conclusion du Chapitre IV..... | p.73 |
| | |
| <u>V. Chapitre V : Transistor HEMTs en tant que source Terahertz.....</u> | p.76 |
| 1. Introduction..... | p.79 |
| 2. Principe de l'analyse spectrale dans le domaine THz..... | p.79 |
| 2.1 Analyse spectrale par spectrométrie infrarouge à transformée de Fourier..... | p.80 |
| ➤ Caractéristique optique d'un laser à cascade quantique par FTIR..... | p.82 |
| 2.2 Spectromètre à Résonance Cyclotron..... | p.84 |
| 3. Transistors HEMT en tant que source THz, 4.2 K..... | p.87 |
| 3.1 Discussion : Seuil et Fréquence d'émission..... | p.91 |
| 4. GaN/AlGa _N source THz à 300 K..... | p.96 |
| 4.1 Discussion: Seuil et Fréquence d'émission..... | p.101 |

| | |
|--|--------------|
| 5. Conclusion du Chapitre V..... | p.104 |
| <u>VI. Chapitre VI : Conclusion Générale et perspective</u> | p.106 |
| <u>VII. Annexe A: Ouverture à d'autres thématiques ; Terahertz</u> | p.109 |
| 1. Introduction..... | p.111 |
| 2. Magnétorésistance, transport..... | p.111 |
| 3. BGT à avalanche..... | p.111 |
| 4. FTIR pour le Vivant..... | p.113 |
| 5. QCL source – GaAs/AlGaAs détecteur..... | p.113 |
| <u>VIII. Annexe B : Aperçu de l'état de l'art dans le domaine Terahertz</u> | p.116 |
| 1. Génération de radiation Terahertz | p.118 |
| 1.1 Laser à cascade quantique..... | p.118 |
| 1.2 p-Ge Laser | p.119 |
| 1.3 Conclusion, partie génération..... | p.119 |
| 2. Détection des radiations Terahertz..... | p.119 |
| 2.1 Les détecteurs thermiques..... | p.120 |
| 2.1.1 Récepteur pneumatique, cellule de Golay..... | p.120 |
| 2.1.2 Les bolomètres..... | p.122 |
| 2.1.3 Les détecteurs pyroélectriques..... | p.122 |
| 2.2 Les détecteurs quantiques..... | p.122 |
| 2.3 Les détecteurs à redressement..... | p.122 |
| 2.4 Conclusion, partie détection..... | p.123 |
| 3. Bruit, NEP (Noise Equivalent Power)..... | p.123 |
| 3.1 Bruit de diffusion, thermique, ou Johnson..... | p.124 |
| 3.2 Bruit de génération – Recombinaison..... | p.124 |
| 3.3 Bruit de grenaille (shot noise)..... | p.125 |
| 3.4 Bruit en 1/f..... | p.125 |
| 3.5 Bruit de partition..... | p.125 |
| 4. Conclusion..... | p.126 |
| <u>IX. Chapitre IX : Publication et Communication internationale</u> | p.127 |
| <u>X. CV</u> | p.140 |

I. Introduction au domaine Terahertz

I. Introduction au domaine Terahertz

Le domaine Terahertz ou lointain infrarouge est une région spectrale s'étendant de 100 GHz à 10 THz (30 μm à 3 mm en longueur d'onde). La figure I.1 dresse une vue générale du spectre électromagnétique où la zone Terahertz est mise en relief. Elle se situe entre deux domaines distincts, celui de l'électronique (parties hertziennes) et celui de l'optique. Cette partie du spectre est longtemps restée le domaine de recherche privilégié des astronomes. Depuis les années 1990, la recherche s'intensifiée pour développer des systèmes de plus en plus compacts basés sur les matériaux Semiconducteurs, dans le but d'utiliser les ondes de radiation Terahertz pour la caractérisation des solides, et pour le diagnostic médical. Les radiations Terahertz sont aussi appelées « rayons T »

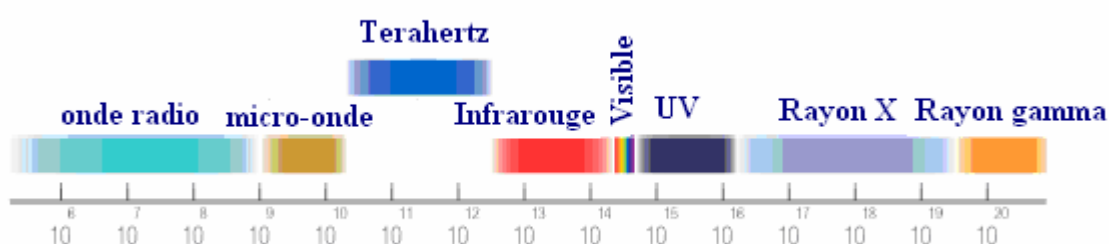


Fig.I. 1 : Spectre électromagnétique mettant en évidence le domaine THz.

L'imagerie et la spectroscopie occupent aujourd'hui une place importante dans les laboratoires de recherche comme outil de diagnostic, d'identification ou tout simplement de visualisation.

Récemment, et dans l'optique de trouver un contraste novateur, un nouveau type de spectroscopie a vu le jour : la spectroscopie Terahertz.

Explorée jusqu'à ces vingt dernières années, la spectroscopie Terahertz est une matière encore jeune. Elle apporte un contraste optique novateur, sensible entre autre aux excitations vibrationnels et rotationnels des molécules. L'aspect spectroscopique peut dès lors mener à une caractérisation et à une identification unique des matériaux. Par ailleurs, ce contraste permet d'envisager une visualisation d'objets opaques dans le visible. Comme chaque domaine de longueurs d'onde, le domaine Terahertz entraînera une révolution technologique. Elle pourrait notamment concurrencer

le domaine X dans le domaine médical. Les applications des ondes Terahertz se tournent vers l'imagerie^{2,3}. Le but avoué de ces recherches consiste à utiliser les radiations Terahertz en lieu et place des rayons X dans certaines applications. En effets, les radiations THz s'avèrent beaucoup moins intrusifs que les rayons X. Leur pénétration dans les tissus humains est néanmoins beaucoup plus faible (quelques dizaines de centimètres). Nous pourrions développer une technique de radiographie à base de radiation Terahertz, intéressante dans la surveillance des aéroports, l'analyse médicale, l'étude de l'état de pollution.

L'étude du rayonnement Terahertz est aujourd'hui un chapitre important de la physique. Les propriétés de la matière vis-à-vis de ce rayonnement donnent au physicien, biophysicien, l'occasion d'approfondir la nature et la connaissance d'un grand nombre de phénomènes. Beaucoup d'opération industrielles et de recherches de laboratoires exigent l'emploi du rayonnement infrarouge proche ou lointain, de là les progrès d'une technique de en plus complexe et variée. C'est une branche de la physique qui nécessite de grand progrès techniques notamment en matière de **nanotechnologies**. La génération et la détection des radiations Terahertz par des nanotransistors basés sur les matériaux III-V : InGaAs/InAlAs et GaN/AlGaN que nous proposons.

² Leeds teravision group: <http://www.comp.leeds.ac.uk/comir/research/terahertz/publications.html>

³An introduction to medical imaging with coherent terahertz frequency radiation, A J Fitzgerald, E Berry, N N Zinovev, G C Walker, M A Smith and J M Chamberlain, 2002

Chapitre II :

HEMT – Instabilité des ondes de plasma

HEMT – Instabilité des ondes de plasma

Sommaire

- 1. Introduction : Matériaux III-V et mobilité**
 - 2. Etude d'une hétérojonction et de Transistor**
 - 2.1. Etude d'une hétérojonction à l'équilibre thermodynamique**
 - 2.2. Polarisation du drain, V_{ds}**
 - 2.3. Polarisation de la grille, V_{gs}**
 - 3. Plasma**
 - 3.1. Fréquence Plasma 3D**
 - 3.2. Fréquence Plasma 2D**
 - 3.3. Fréquence Plasma 2D avec Grille – cas du HEMT**
 - 4. Instabilité des ondes de plasma et Fréquence plasma**
 - 5. Détecteur Terahertz à gaz d'électron bidimensionnel**
 - 6. Conclusion du Chapitre II**
-

1. Introduction : Matériaux III-V et mobilité

Les matériaux III-V sont constitués d'éléments des colonnes IIIA et VA de la classification périodique des éléments. Le tableau II.1 regroupe un extrait de cette classification (les chiffres en haut et en bas représentent respectivement le nombre atomique et la masse atomique). Ainsi de nombreux composés binaires peuvent être réalisés et nous nous intéresserons à certains d'entre eux.

| III.A | IV.A | V.A |
|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|
| ⁵ B _{10.8} | ⁶ C _{12.01} | ⁷ N _{14.01} |
| ¹³ Al _{27.0} | ¹⁴ S _{28.1} | ¹⁵ P _{31.0} |
| ³¹ Ga _{69.7} | ³² Ge _{72.6} | ³³ As _{74.9} |
| ⁴⁹ In _{114.8} | ⁵⁰ Sn _{118.7} | ⁵¹ Sb _{121.8} |

Fig.II. 1: Extrait de la classification périodique des éléments.

| Composé III-V | E _g (eV) | m*/m ₀ | μ (cm ² /V.S) | a (Å) |
|---------------|---------------------|-------------------|--------------------------|---------------|
| BN | 7,5 | | | 3,6150 |
| AlP | 2,45 | | | 5,4510 |
| AlAs | 2,16 | | | 5,6605 |
| AlSb | 1,58 | 0,12 | 200 | 6,1355 |
| BP | 2,0 | | | 4,5380 |
| GaN | 3,36 | 0,19 | 380 | 3,189 |
| GaP | 2,26 | 0,82 | 110 | 5,4512 |
| GaAs | 1,42 | 0,067 | 8500 | 5,6533 |
| GaSb | 0,72 | 0,042 | 5000 | 6,0959 |
| InP | 1,35 | 0,077 | 4600 | 5,8686 |
| InAs | 0,36 | 0,023 | 33000 | 6,0584 |
| InSb | 0,17 | 0,0145 | 80000 | 6,4794 |

Fig.II. 2: Propriétés des principaux composés binaires III-V à 300K.

Des Semiconducteurs binaires (Figure II.2) comme l'arséniure de gallium (GaAs), mais également les alliages ternaires et quaternaires qui en découlent, présentent des propriétés très intéressantes pour les applications dans le domaine infrarouge lointain. Ces alliages ternaires et quaternaires sont réalisés par substitution partielle de l'un des éléments par un élément de la même colonne. On sait, par exemple, obtenir des alliages du type AlGaAs, InGaAs, InAlAs, ou du type AlGaN, les filières sont adaptées en maille.

La mobilité μ d'un électron, paramètre important pour nos études comme nous le verrons par la suite, relie sa vitesse v_0 au champ électrique E appliqué sur le semi-conducteur, $v_0 = \mu E$. La mobilité de ces alliages binaires varie d'un matériau à un autre. La mobilité augmente avec la diminution de la masse effective m^* : selon le model de Drude, la mobilité s'exprime en fonction de la masse effective $\mu = q\tau/m^*$ (voir tableau II.2), où q et τ sont respectivement la charge électronique et le temps de transit. Une méthode permettant d'augmenter la mobilité des électrons est de réaliser une hétérojonction (empilement de semi-conducteurs différents) entre ces différents alliages : Les matériaux épitaxiaux ont des paramètres cristallins différents mais pas trop éloignés. La réalisation de InGaAs/InAlAs⁴, GaN/AlGaN⁵ ou encore GaAs/AlGaAs s'est développée grâce à la maîtrise de la croissance couche par couche. Les hétérostructures étudiées ont été réalisées par la méthode MOCVD (dépôt en phase vapeur à partir d'élément organométallique) ou par la méthode MBE (épitaxie par jet moléculaire). La technique MOCVD⁶ et MBE permettent de déposer les matériaux sur un substrat choisi, pratiquement couche atomique par couche atomique.

2. Etude d'une hétérojonction et de Transistor

Dans cette seconde partie, nous présenterons l'hétérojonction du type GaN/AlGaN néanmoins les principes de fonctionnement des autres filières restent globalement identiques. Les composants de type HEMT AlGaN/GaN qui tirent avantage des effets de champ piézoélectrique interne. Ce dernier conduit au confinement d'un gaz d'électrons dans le canal GaN à l'interface avec la barrière AlGaN avec des densités de charges très élevées, même en l'absence de dopage intentionnel, et des mobilités électroniques nettement supérieures à celles relevées dans le matériau GaN massif.

2.1. Etude d'une hétérojonction à l'équilibre thermodynamique

⁴P.Bouret, J. L. Thobel, K. Beliahni, M. Pernisek et R. Fauquembergue, P. Phys.III, 551-520, 1991

⁵J. L. Farvacque, Z. Bougrioua, Physical-Review B. Jul 15 2003; 6803 (3) 1098-0121

⁶Elaboration de couches minces d'oxydes par le procédé MOCVD à injection liquide, L.Rapenne

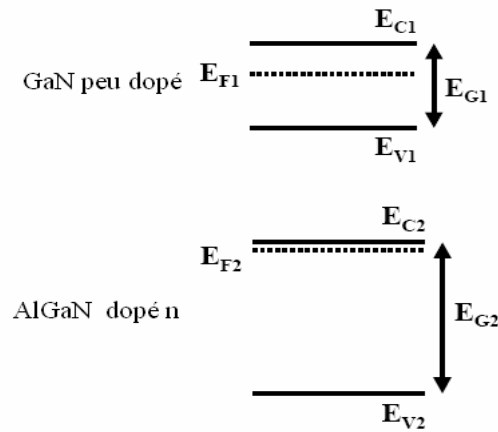


Fig.II. 3 : Schéma de la structure de bande des alliages, GaN et AlGaN.

La figure II.3 présente la structure de bande des semi-conducteurs GaN et AlGaN, on a :

- $E_{G2} > E_{G1}$

Si on réalise une hétérojonction des deux matériaux, la discontinuité de bande interdite se répartit sur les bandes de conduction et de valence avec ΔE_C et ΔE_V étant respectivement les discontinuités de bandes de conduction et de valence. En outre, à l'équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi de chacun des constituants s'alignent. Au collage, on a transfert d'électrons de la zone la plus peuplée vers la zone la moins peuplée :

- Désertion progressive des électrons de l'AlGaN
- Enrichissement d'électron dans le GaN

La diffusion des électrons du semi-conducteur AlGaN où ils sont majoritaires vers le semi-conducteur GaN où ils sont minoritaires est bloquée par une barrière de potentiel, le transfert d'électron tend vers un équilibre, et conduit au diagramme de structure de bande suivant :

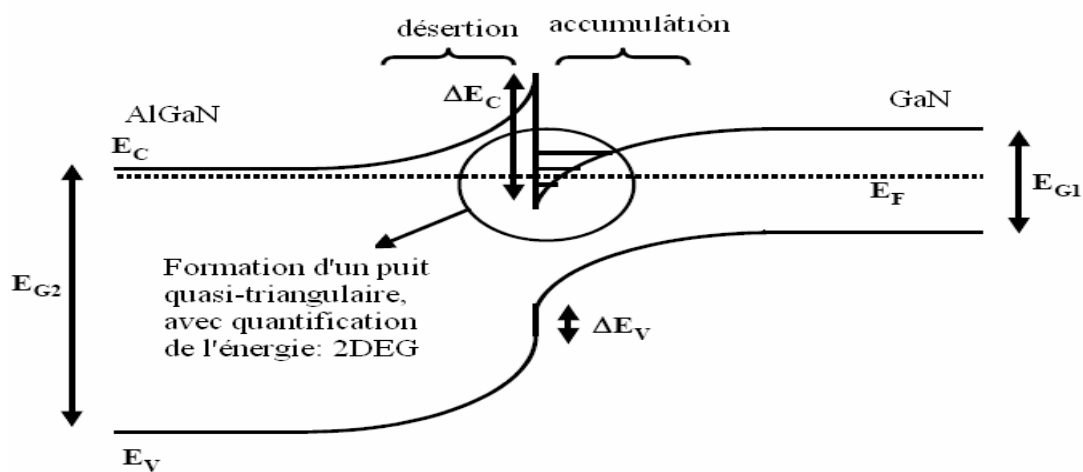


Fig.II. 4 : Schéma d'une structure de bande d'une hétérojonction GaN/AlGaN

La figure II.4 montre une hétérojonction GaN/AlGaN et met en évidence la formation d'un puit quasi triangulaire avec la quantification de l'énergie : L'accumulation d'électron dans le puit forme un *gaz bidimensionnel (2D)* dans la mesure où ils peuvent se mouvoir dans le plan parallèle à l'interface mais pas dans la troisième direction car leur énergie est quantifiée. La largeur du puits de potentiel est en général de l'ordre de quelques dizaines d'Angströms. Ces niveaux existent quand la largeur du puits de potentiel est faible devant la longueur d'onde de l'électron ($\lambda = h/m^*v \sim 388 \text{ \AA}$, où $h=6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$ est la constante de Planck, $m^*=0.19 m_0$ où m_0 est la masse de l'électron libre).

2.2. Polarisation du Drain, V_{ds}

Il est difficile d'établir un modèle complet du transport au vu des nombreux effets physiques présents, mais nous allons nous restreindre à une étude simple du courant drain-source I_{ds} . Ainsi, le courant drain-source est la somme de deux composantes :

I_{canal} : Courant principal dans le gaz bidimensionnel.

I_{fuite} : Courant parasite

$$I_{ds} = I_{\text{canal}} + I_{\text{fuite}}$$

$$I_{\text{canal}} = e n_s v_0 W$$

Où W est la largeur de grille, n_s est la charge surfacique et v_0 est la vitesse des électrons dans le gaz 2D selon la direction du champ électrique longitudinal dans le canal.

$$I_{\text{fuite}} = e N_d h v_1 W$$

Où h est la largeur du canal dans AlGaN, v_1 est la vitesse des électrons dans le semi-conducteur

AlGaN. Le temps de transit source-drain est $\tau_{\text{tran}} = \frac{L_{sd}}{v_0}$, où L_{sd} est la longueur source-drain.

2.3. Polarisation de la grille, V_{gs}

Si l'on pose un contact métallique (contact Schottky) sur la couche donneuse, on obtient la structure de bande suivante :

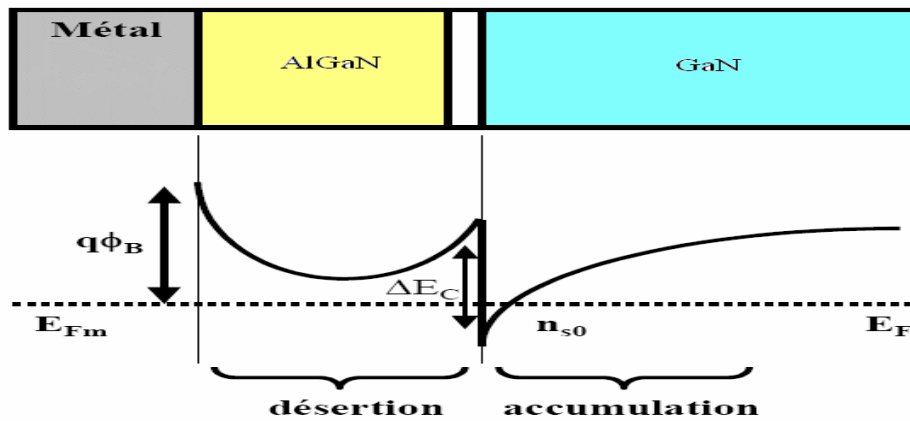


Fig.II. 5 : Hétérojonction avec un contact Schottky sur la région donneuse.

La figure II.5, présente la structure d’une hétérojonction GaN/AlGaN, avec un contact métallique, réalisant ainsi le contact Schottky. La tension appliquée à travers le contact Schottky déplace le niveau de fermi. Les figures II.6 et II.7, présentent la variation du niveau de Fermi E_F .

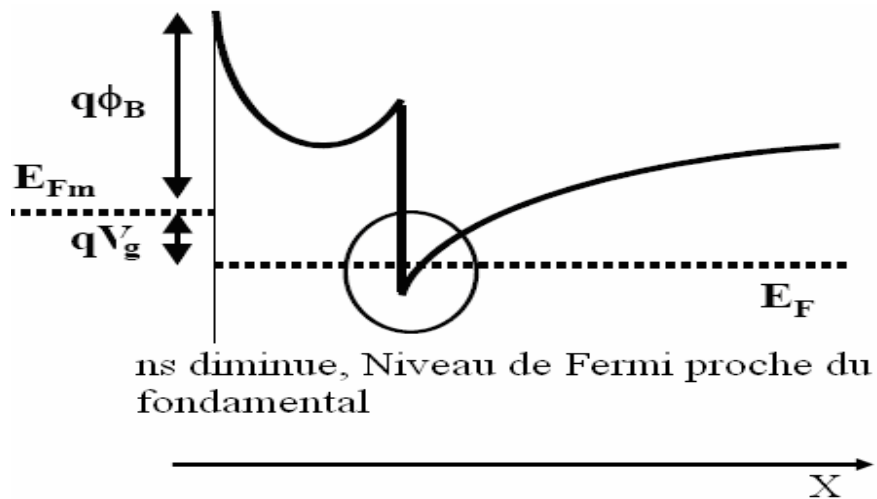


Fig.II. 6 : Variation du niveau de Fermi sous polarisation, $V_{gs} < 0$.

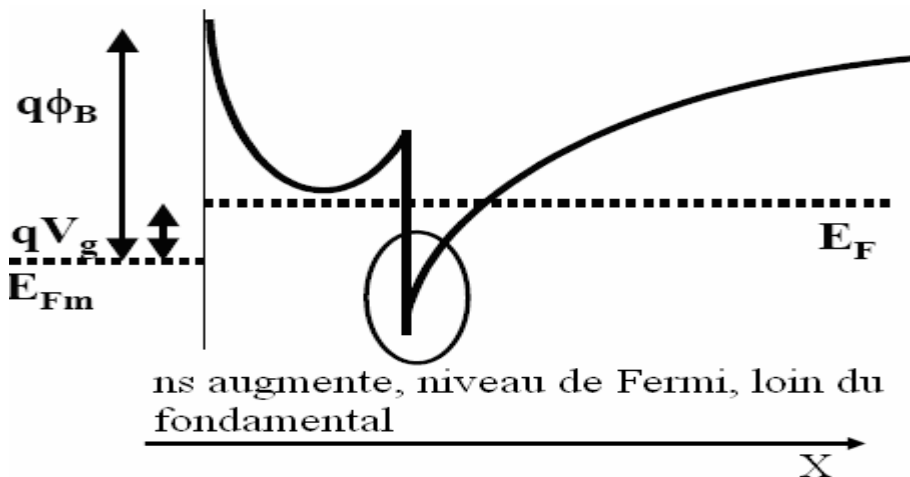


Fig.II. 7 : Variation du niveau de Fermi sous polarisation, $V_{gs} > 0$.

Les figures II.6 et II.7 montrent l'influence de la tension appliquée sur le contact Schottky. La tension appliquée sur le contact Schottky (grille) V_{gs} permet de commander la population n_s d'électron dans le Gaz 2D (canal) : nous obtenons l'effet transistor. Il existe alors une relation entre n_s et V_{gs} qui lie la densité superficielle d'électron dans le puit à la tension de commande V_{gs} appliquée par la grille. En effet, la continuité du vecteur déplacement à l'interface AlGa_N/Ga_N s'écrit :

$$\varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2, \text{ Eq.II. 1}$$

Où $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ sont respectivement les constantes diélectriques de Ga_N et AlGa_N.

Dans AlGa_N, la charge d'espace est nulle de sorte que le champ électrique est constant et en particulier égal à E_2 (interface), l'équation de poisson dans AlGa_N s'exprime alors de la façon suivante :

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = 0 \Rightarrow \frac{dU}{dx} = -E_2$$

D'où
$$\Delta U = E_2 \times d$$

Où d étant l'épaisseur de la couche AlGa_N

Nous devons maintenant extraire E_1 dans Ga_N à l'interface. Le Ga_N étant peu ou pas dopé, la charge d'espace présente est essentiellement constituée par les électrons de la couche d'inversion. Le théorème de Gauss appliqué à un cylindre d'axe x et de base unité dans le Ga_N permet d'écrire :

$$E_1 = \frac{-Q_1}{\varepsilon_1} = \frac{en_s}{\varepsilon_1}, \text{ Eq.II. 2}$$

D'où $n_s = \frac{\varepsilon_2 \Delta U}{ed}$, $C = \varepsilon_2 / d$, C est la capacitance grille-canal par unité de surface et $\Delta U = V_{gs} - V_{th}$ ⁷, où V_{th} est la tension de seuil du transistor.

D'où
$$n_s = \frac{C(V_g - V_{th})}{e}, \text{ Eq.II. 3}$$

Cette relation (Eq.II.3) explique l'importance de ce genre de structure, la grille contrôle la densité de porteur, nous avons bien l'effet transistor. Si $V_{gs} = V_{th}$ alors $n_s = 0$ et nous avons une absence de charge d'inversion. La structure possède alors deux états, un état passant ($V_{gs} > V_{th}$) et un état

⁷ Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques, H. Mathieu, chez dunod

bloquant ($V_{gs} < V_{th}$). Ce type de transistor utilisant un Gaz 2D pour le transport est un HEMT. La figure II.8 présente la caractéristique électrique d'un HEMT.

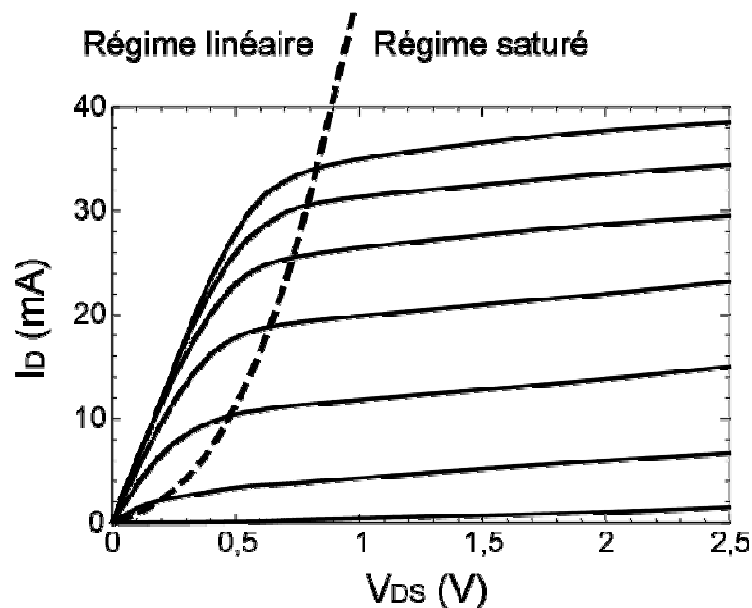


Fig.II. 8 : caractéristiques $I_{ds}(V_{ds})$ pour différentes tension V_{GS} d'un HEMT ayant une longueur de grille $L_g=0,25 \mu m$ et une largeur $W_g=100 \mu m$, avec V_{GS} variant de +1 V à -0,4 V par pas de 0,2 V⁸.

On peut séparer les caractéristiques de ce HEMT en deux régions : une région linéaire dans laquelle le courant I_{ds} croît avec la tension V_{ds} et une région dite de "saturation" où le courant de drain est sensiblement indépendant de V_{ds} . Ce comportement met en jeu un ensemble de phénomènes.

➤ Fonctionnement linéaire

Pour les faibles valeurs de la tension de drain la densité de porteurs dans le canal reste sensiblement uniforme sous la grille. Cette densité dépend essentiellement de la tension qui polarise celle-ci. Le dispositif se comporte alors comme une conductance contrôlée par la grille : le courant I_{ds} varie proportionnellement à V_{ds} .

➤ Régime de saturation du courant

Lorsque la tension de drain s'accroît l'effet du champ électrique s'accroît à la sortie de la grille (extension de la zone de charge d'espace). Cela provoque le ralentissement de la croissance du courant de drain. Trois mécanismes sont alors susceptibles de provoquer la "saturation" du courant de drain : le pincement du canal, la saturation de vitesse des électrons en régime de transport, le

⁸ <http://www.eudil.fr/eudil>

transfert après régime de survitesse. Ces trois phénomènes sont très bien décrits dans la référence⁹. Au-delà d'une certaine tension de drain apparaît le claquage par avalanche du composant dû au phénomène d'ionisation par choc.

3. Plasma

Le terme "Plasma" désigne un gaz ionisé électriquement neutre.

3.1. Fréquence Plasma 3D

Considérons tout d'abord la réponse diélectrique d'un gaz d'électrons libres (tridimensionnel) à un champ électrique. En absence de collisions l'équation du mouvement d'un électron libre dans un champ électrique est :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -eE, \text{ Eq.II. 4}$$

Si x et E dépendent du temps suivant une loi en $\exp(-i\omega t)$, L'équation II.4 peut s'écrire $x = eE/m\omega^2$.

La fonction diélectrique pour la fréquence ω est définie par : $\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{P(\omega)}{\varepsilon_0 E(\omega)}$, où $P(\omega)$ est la

polarisation, définie comme le moment dipolaire par unité de volume, $P(\omega) = -n_s e x$ où n_s est la densité d'électrons dans le gaz. Nous pouvons écrire la fonction diélectrique d'un gaz d'électron

libres par $\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{n_s e^2}{\varepsilon_0 m \omega^2}$. La fréquence de plasma est définie par la relation¹⁰ : $\omega_p = \sqrt{\frac{n_s e^2}{\varepsilon_0 m}}$.

Les oscillations des charges électriques peuvent être comprises grâce au raisonnement suivant : si les électrons d'une zone du plasma sont déplacés, alors les ions de cette zone, n'ayant que peu bougé du fait de leur masse importante, vont exercer sur ces électrons une force de Coulomb attractive. Ceux-ci vont donc revenir vers leur position initiale, et ainsi de suite. Ces oscillations se produisent, à la fréquence de plasma qui est une fonction de la densité d'électron n_s dans le gaz 3D.

3.2. Fréquence Plasma 2D

⁹ R. Castagne, J.P. Duchemin, M. Gloanec, C. Rumelhard, "Circuits Intégrés en Arséniure de Gallium", Masson

¹⁰ Introduction à la physique de l'état solide, Kittel (1980)

Jusqu'ici, nous n'avons parlé que du cas tridimensionnels. Il est cependant possible de réaliser des gaz d'électrons bidimensionnels vu au chapitre II. Dans le cas bidimensionnel, la fréquence de

plasma est définie par la relation¹¹ :
$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_s e^2}{\epsilon_0 m}} k$$
. Ces oscillations se produisent, à la fréquence de plasma qui est une fonction de la densité d'électron n_s et de la longueur du gaz 2D.

3.3. Fréquence Plasma 2D avec grille – cas du HEMT

Considérons un gaz bidimensionnel avec une grille comme dans le cas d'un transistor HEMT. La

fréquence d'oscillation de la densité électronique est donnée par la relation :
$$\omega_p = k \sqrt{\frac{n_s e^2 d}{\epsilon_0 m}}$$
.

Sachant que $n_s = \frac{C(V_g - V_{th})}{e}$ et $C = d/\epsilon$, la fréquence de plasma peut être réécrite sous la forme¹² :

$$f = \frac{1}{4L} \sqrt{\frac{e(V_{gs} - V_{th})}{m^*}}$$

Pour un transistor GaN/AlGaIn avec $L_g = 0.15 \mu\text{m}$, $m^* = 0.19 m_0$ et $U_0 = 2 \text{ Volt}$, la fréquence de plasma est de 1 THz. Contrairement au cas d'un gaz d'électrons 3D, où la fréquence de plasma est une constante, dans le cas d'un gaz d'électrons 2D contrôlé par une grille, la fréquence de plasma est accordable et peut être dans le domaine Terahertz.

4. Instabilité des ondes de plasma et Fréquence plasma

Dans un gaz d'électrons, on représente l'ensemble de particules comme un fluide qui subirait des mouvements hydrodynamiques. Cette technique permettant d'associer les équations de la mécanique des fluides avec celles de l'électromagnétisme, et d'obtenir ainsi une modélisation intéressante des phénomènes présents dans le plasma. L'état d'équilibre du courant dans ce transistor peut être instable. Cette instabilité est le résultat de la croissance des ondes de plasma. La

¹¹ C. Kittel Introduction à la Physique de l'état solide (Dunod) ,J. M. Ziman Principles of the theory of Solids (Cambridge University Press) ; Akira Ishihara Electron Liquids (Springer-Verlag), et H. J. Schulz Phys. Rev. Lett. 71, 1864 (1993)

¹²M. Dyakonov and M. S. Shur, Phys. Rev. Lett. 71, 2465 (1993)

fréquence de plasma est une fonction linéaire de la tension appliquée sur la grille V_{gs} . Ces deux considérations peuvent mener à des applications pratiques majeures, comme nous le montrerons au [Chapitre IV](#) avec les détecteurs Terahertz et au [Chapitre V](#) avec les sources de radiation Terahertz.

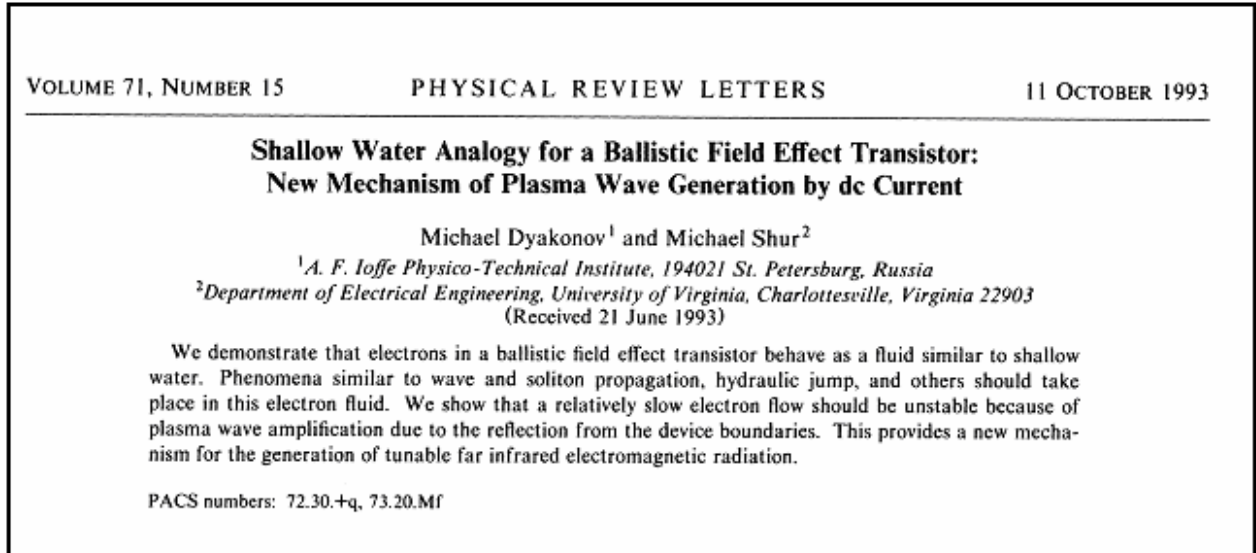


Fig.II. 9: Résumé de la publication¹³ : M. Dyakonov and M. S. Shur, Phys. Rev. Lett. **71**, 2465 (1993)

Les observations et prédictions de l'excitation des ondes de plasma dans un gaz d'électrons 2D dans un transistor de haute mobilité HEMT ouvrent une nouvelle voie pour leur utilisation. Nous allons voir dans cette partie la théorie de l'instabilité des ondes de plasma dans un gaz bidimensionnel d'électrons proposée par le Professeur M. Dyakonov et le Professeur M. Shur en 1993.

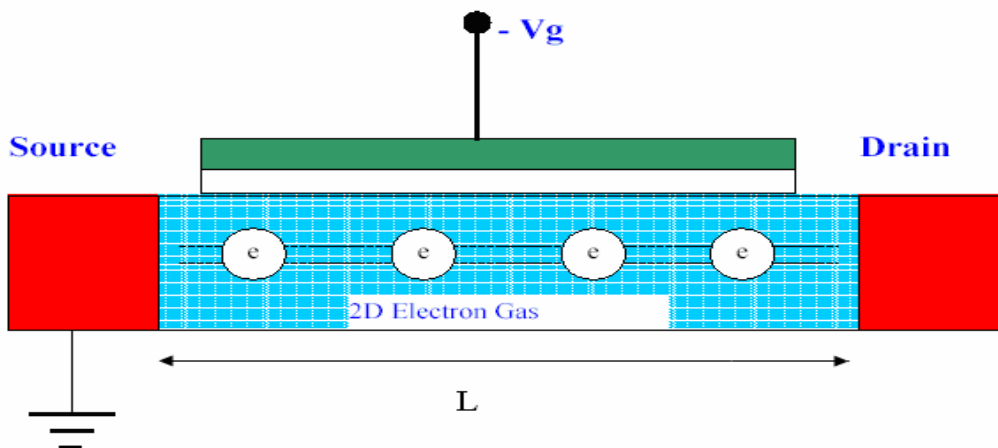


Fig.II. 10: Schéma de la structure d'un transistor, où L est la longueur de la grille.

¹³ M. Dyakonov and M. S. Shur, Phys. Rev. Lett. **71**, 2465 (1993).

Pour décrire ce phénomène d'amplification des ondes de plasma dans le canal d'un transistor, on suppose en premier lieu que les électrons s'y déplacent comme un fluide sans friction. Il est alors possible de décrire ce mouvement des électrons par des équations hydrodynamiques. La densité d'électrons n_s est donnée par la relation vue précédemment:

$$n_s = \frac{C(Vg - V_{th})}{e}, \quad \text{II.3}$$

L'équation du mouvement¹⁴ est :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = - \frac{e}{m} \frac{\partial U}{\partial x}, \quad \text{Eq.II. 5}$$

Où v est la vitesse locale des électrons, $\frac{\partial U}{\partial x}$ est le champ électrique longitudinal dans le canal, m est la masse effective des électrons, x est l'axe source-drain. L'équation de continuité, en considérant l'équation II.3, est de la forme :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial Uv}{\partial x} = 0, \quad \text{Eq.II. 6}$$

Il est à noter que les équations II.5 et II.6 coïncident avec les équations hydrodynamiques. Dans cette analogie hydrodynamique, v correspond à la vitesse d'écoulement du fluide, et $\frac{eU}{m}$ correspond à gh , où h est la profondeur, g est la constante d'accélération de la pesanteur. Cette analogie permet une compréhension du gaz d'électron 2D.

Par analogie avec la propagation des ondes en eau peu profonde, la relation de dispersion équivalente s'écrit.

$$\omega = k\sqrt{gh} \quad \text{pour les ondes en eau peu profonde}$$

$$\omega = k\sqrt{\frac{eU}{m}} = s.k \quad \text{pour les ondes de plasma}$$

où ω est la fréquence des ondes de plasma, k le vecteur d'onde, et $s = \sqrt{\frac{eU}{m}}$ est la vitesse de l'onde de plasma.

Les quantités physiques à déterminer sont la vitesse des électrons v , et le potentiel U dans le canal du transistor. Les équations considérées II.5 et II.6 sont non linéaires. Pour les résoudre on part d'un état d'équilibre avec v_0 , U_0 . Cette équilibre peut être uniforme, v_0 , U_0 étant constants sur tout l'espace, ou non uniforme avec $v_0 = v_0(x)$, $U_0 = U_0(x)$. Quand l'équilibre est perturbé :

¹⁴ Euler equation

$$v(x,t) = v_0 + v_1 e^{-i\omega t} \quad \text{Eq.II. 7}$$

$$U(x,t) = U_0 + U_1 e^{-i\omega t} \quad \text{Eq.II. 8}$$

En prenant comme hypothèse $v_1 < v_0$, $U_1 < U_0$, les termes du type $v_1 U_1$, $U_1 U_1$, $v_1 v_1$ sont du second ordre et négligeable. Le calcul se développe alors pour un cas simple : un fluide uniforme. Le contact source est supposé connecter à la masse ($x = 0$), et le contact drain est supposé ouvert et connecté à une source de courant ($x = L$).

En considérant, l'équation de mouvement, l'équation de continuité, et les équations II.7 et II.8, nous obtenons :

$$\omega^2 - 2v_0 k \omega + (v_0^2 - s^2) \times k^2 = 0, \quad \text{Eq.II. 9}$$

$$\omega = k(v_0 \pm s), \quad \text{Eq.II. 10}$$

Ce changement de la relation de dispersion signifie clairement que les ondes de plasma sont portées le long du fluide. La vitesse de l'onde dans notre système diffère pour les directions opposées de la propagation.

$$k_1 = \omega / (v_0 + s)$$

$$k_2 = \omega / (v_0 - s)$$

Les termes v_1 et U_1 se réécrivent sous la forme suivante :

$$U_1 = [A e^{ik_1 x} + B e^{i(k_2 x)}], \quad \text{Eq.II. 11}$$

$$v_1 = [C e^{ik_1 x} + D e^{i(k_2 x)}]$$

Il y a quatre inconnues, A, B, C et D. Ces quatre inconnues seront déterminées en considérant les équations de mouvement, de continuité, et ainsi que les conditions de bord.

L'équation de mouvement linéarisée est donnée par: $-i\omega v_1 + v_0 \frac{\partial v_1}{\partial x} = -\frac{e}{m} \frac{\partial U_1}{\partial x}$.

Et l'équation de continuité linéarisée devient : $-i\omega U_1 + v_0 \frac{\partial U_1}{\partial x} + U_0 \frac{\partial v_1}{\partial x} = 0$.

Ce système de deux équations avec quatre inconnues, avec la condition de bord $U_1(0)=0$ en $x = 0$, donne directement $A = -B$. En explicitant v_1 et U_1 dans ces deux équations, on obtient :

$$C = \frac{s}{U_0} A, \text{ et } D = \frac{s}{U_0} A, \text{ où } A \text{ peut être posée égal à l'unité.}$$

Les relations entre les quatre inconnues A, B, C, D sont à présent connues, ainsi que la relation du vecteur d'onde k en fonction de v_0 , s et ω ; il reste à présent la relation de ω . La partie réelle de ω correspond physiquement à un ralentissement de la vitesse de phase. La partie imaginaire représente l'atténuation de l'onde de plasma. Une valeur positive de cette partie imaginaire correspond donc à un système instable et une amplification des ondes de plasma : c'est l'instabilité Dyakonov Shur. Nous allons déterminer les deux termes de ω par la condition de bord en $x = L$.

En $x = L$, nous supposons que le courant est constant, i.e, $I_{ds} = CUv$ est une constante, $\Delta I_{ds} = 0$, la condition de bord est : $U_0 v_1(L) + v_0 U_1(L) = 0$

$$\text{Or } e^{i(k_1 - k_2)L} = \frac{s - v_0}{s + v_0}, \text{ avec } k_1 - k_2 = \frac{-2\omega s}{v_0^2 - s^2},$$

$$\text{Ce qui donne : } e^{i \frac{2\omega s L}{s^2 - v_0^2}} = \frac{s - v_0}{s + v_0}, \text{ avec } \omega = \omega' + i\omega'',$$

$$\text{Soit } e^{i \frac{2\omega' s L}{s^2 - v_0^2}} e^{-\frac{2\omega'' s L}{s^2 - v_0^2}} = \frac{s - v_0}{s + v_0},$$

De sorte que

$$\omega' = \frac{|s^2 - v_0^2|}{2Ls} \pi n, \text{ Eq.II. 12}$$

$$\omega'' = \frac{s^2 - v_0^2}{2Ls} \ln \left| \frac{s + v_0}{s - v_0} \right|, \text{ Eq.II. 13}$$

où n est un nombre entier ; n est pair pour $|v_0| > s$, et impair dans le cas contraire.

Finalement, la vitesse des électrons et le potentiel U dans le canal sont donnée par :

$$v(x,t) = v_0 + \frac{s}{U_0} (e^{ik_1 x} + e^{ik_2 x}) \times e^{-i\omega' t} \times e^{\omega'' t}, \text{ Eq.II. 14}$$

$$U(x,t) = U_0 + (e^{ik_1 x} - e^{ik_2 x}) \times e^{-i\omega' t} \times e^{\omega'' t}, \text{ Eq.II. 15}$$

Cette différence de vitesses mène à l'instabilité du flux d'électrons. L'équation II.13 montre que pour des valeurs positives de ω'' , le flux d'électron est instable.

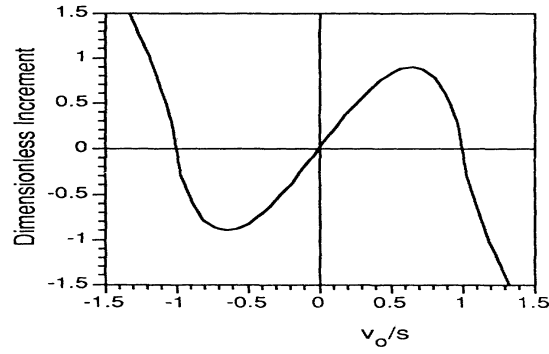


Fig.II. 11: incrément sans dimensions¹⁵ $2\omega''L/s$ des ondes de plasma d'après l'équation II.12, en fonction du ratio v_0/s . Le fluide d'électron est instable quand $0 < v_0 < s$.

M. Dyakonov et M. Shur ont proposé un nouveau mécanisme de génération basé sur l'amplification de l'onde durant les réflexions aux bords du canal où le courant est fixé.

Il existe deux phénomènes qui s'oppose au mécanisme d'instabilité : les frictions externes dues au collisions par les phonons ou les impuretés, et les frictions internes causées par la viscosité du fluide. Il faudrait en tenir compte dans l'équation de mouvement, pour les frictions externes, ajout du terme $-v/\tau_p$ à droite de l'équation, où τ_p est le temps entre deux collisions. La viscosité du fluide favorise l'atténuation en vk^2 , où k est le vecteur d'onde et v est le coefficient de viscosité. Les frictions externes sont prises en compte par ajout d'un second terme d'atténuation en $1/2\tau_p$.

En considérant $s \gg v_0$ alors :
$$\omega'' = \frac{s}{2L} \ln\left(\frac{1+v_0/s}{1-v_0/s}\right),$$

Sachant que $\ln(1+x) = x$, pour $x \ll 1$,

$$\omega'' = \frac{v_0}{L}, \text{ Eq.II. 16}$$

Pour une structure avec une longueur de la grille $L_g = 0.15\mu\text{m}$, $\tau_p \approx 10^{-11}\text{s}$ à 77 K, l'incrément

$\omega'' = \frac{v_0}{L}$ est supérieur à l'atténuation $1/2\tau_p$. De même, l'atténuation causée par la viscosité est plus petite. Par conséquent, il existe un seuil, une fois que la vitesse d'électron excède une certaine valeur, pour lequel les ondes de plasma se développent. On peut estimer ce seuil par la relation suivante :

$$\frac{v_0}{L} > \frac{1}{2\tau_p} + \frac{\pi^2 v}{4L^2}, \text{ Eq.II. 17}$$

¹⁵ M. Dyakonov and M. S. Shur, Phys. Rev. Lett. **71**, 2465 (1993).

Le facteur de qualité de cette cavité est alors le produit $\omega''\tau > 1$, où $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_v}$, et $\tau_v = vk^2$ est déterminé par la viscosité du fluide électronique, τ_p est le temps de collision avec les phonons ou les impuretés. Nous allons considérer par la suite le cas $\omega\tau > 1$, pour obtenir un effet résonant ou d'instabilité. La fréquence de plasma peut être accordée en changeant $U_0 = V_{gs} - V_{th}$, $\omega = \sqrt{\omega_s^2 - \omega''^2} \approx \frac{2\pi s}{4L}$, pour $s \gg v_0$ d'où $f = \omega/2\pi \approx \frac{s}{4L}$). La fréquence de plasma dans un gaz d'électrons 2D est donnée par la relation :

$$f = \frac{1}{4L} \sqrt{\frac{e(V_{gs} - V_{th})}{m^*}}, \text{ Eq.II. 18}$$

Pour un transistor GaN/AlGaIn avec $L_g = 0.15 \mu\text{m}$, $m^* = 0.19 m_0$ et $U_0 = 2 \text{ Volt}$, la fréquence de plasma est de 1 THz.

L'application possible de ce mécanisme d'instabilité est la génération de radiations électromagnétiques dans le domaine Terahertz. Les oscillations de plasma résultent d'une variation périodique de charges dans le canal. Cette oscillation de plasma induit des charges images sur la grille. Il en résulte la formation d'un moment dipolaire oscillant. Cette variation du moment dipolaire entraîne l'émission d'une radiation électromagnétique. La longueur du HEMT est beaucoup plus petite que la longueur d'onde du rayonnement électromagnétique, à la fréquence de l'onde de plasma, par conséquent le transistor fonctionne comme une source ponctuelle de rayonnement électromagnétique (antenne) dans le domaine Terahertz. L'énergie stockée dans le

condensateur grille est¹⁶: $\frac{CU_0^2 WL}{2}$, où W est la largeur de la structure. Cette énergie peut être émise

durant un temps plus grand que l'inverse de l'incrément qui est égal au temps de transit de l'électron, $\tau_{trans} = \frac{L}{v_0}$, pour $s \gg v_0$. La puissance P de la radiation peut être estimée

comme $\frac{\epsilon U_0^2 W v_0}{2d}$. Supposons que $\epsilon = 8.9$ (GaN/AlGaIn), $d = 20 \text{ nm}$, $W = 50 \mu\text{m}$, $v_0 = 10^7 \text{ cm/s}$, et

$U_0 = 1$. La puissance d'émission obtenue est de l'ordre de 9 mW. Cette estimation représente une borne supérieure de la puissance réelle, vu que l'efficacité de l'émission est probablement plus petite. En effet la puissance émise dépendra en outre de l'architecture des antennes. Néanmoins

¹⁶ <http://fr.wikipedia.org/wiki/Condensateur>

cette estimation démontre le potentiel prometteur d'un transistor HEMT pour des applications en tant que source aux fréquences Terahertz

5. détecteur Terahertz à gaz d'électrons bidimensionnel

Nous avons montré que cette structure HEMT peut fonctionner comme source de radiation électromagnétique dans le domaine Terahertz, nous allons voir qu'elle peut aussi détecter cette radiation. Un HEMT polarisé par une tension V_{gs} et soumis à une radiation électromagnétique développe une tension drain source ΔU , qui possède une dépendance à la fréquence de rayonnement avec des maxima aux fréquences d'oscillation de plasma. La largeur de la ligne à mi hauteur ($\Delta\omega$) de la courbe de résonance est déterminée par le facteur d'atténuation des oscillations de plasma, causé par le temps de relaxation et/ou la viscosité. Ce voltage¹⁷ apparaît comme une conséquence de l'asymétrie dans les conditions aux bords à la source et au drain¹⁸. Nous avons alors un détecteur sélectif, résonant, dans le domaine Terahertz.

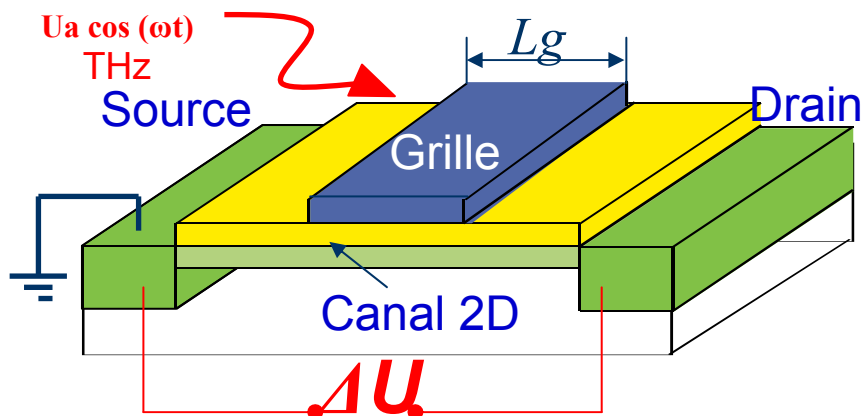


Fig.II. 12 : Effet simplifié de la détection THz par un transistor.

La figure II.12 décrit le principe de la détection Terahertz. La réponse ΔU mesurée sur l'échantillon excité par la radiation incidente, est en résonance lorsque sa fréquence propre ω_0 (fréquence de plasma) coïncide avec la fréquence de la perturbation extérieure ω . Cette résonance est similaire à celle de l'oscillation mécanique et l'équation du mouvement de ce dernier peut être utilisée pour décrire les oscillations de la densité électronique du gaz bidimensionnel.

¹⁷Dyakonov and M. S. Shur, IEEE Trans. Electron Devices **43**, 380 (1996).

¹⁸M. Dyakonov and M. S. Shur, Phys. Rev. Lett. **71**, 2465 (1993).

L'idée de base de la détection repose sur le fait que les oscillations du champ électromagnétique incident induisent une tension constante drain-source par redressement. Pour expliquer plus simplement le principe de redressement de l'onde électromagnétique incidente par les ondes de plasma, il est possible de donner un schéma électrique équivalent au canal du transistor. En effet, les densités de charges locales le long du canal correspondent à des résistances en série auxquelles il faut ajouter en première approximation des capacités correspondant à la proximité de la grille métallique et du canal.

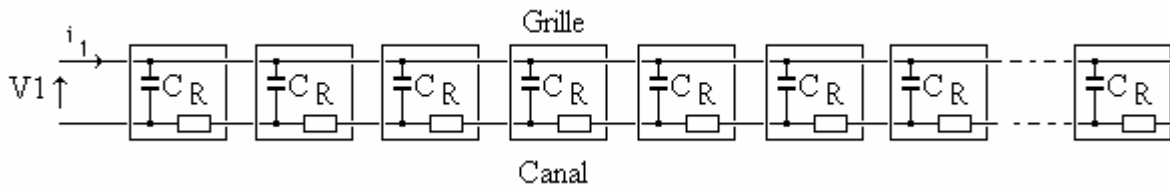


Fig.II. 13 : Schéma équivalent du transistor HEMT

La figure II.13 présente un schéma équivalent du transistor HEMT, la capacitance correspond au rôle de la grille sur le canal, représenté par un ensemble de résistances R. Une radiation électromagnétique induit une tension alternative V1 aux bornes de ce circuit RC série, d'amplitude U_a et de fréquence ω . Il apparaît aux bornes de la résistance une tension continue ΔU . Nous allons étudier un seul maillon de cette chaîne, schématisé sur la figure II.14 :

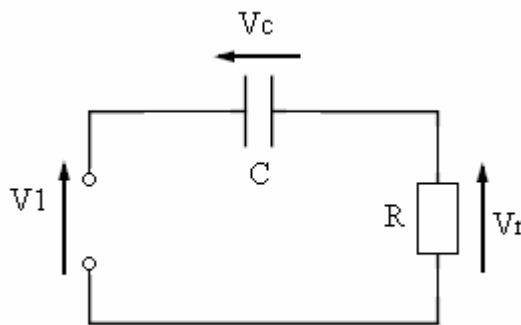


Fig.II. 14 : Schéma d'un maillon de la chaîne du circuit équivalent du transistor HEMT. La radiation THz incidente induit une tension alternative $V1=U_a \cos(\omega t)$ aux bornes du circuit RC série.

La figure II.14 présente un maillon de la chaîne du circuit équivalent du transistor HEMTs. La résistance R du canal est une fonction de la tension sur la grille, $R(V_c)$ et de l'intensité de la radiation incidente $R(V1)$. La résistance peut s'écrire sous la forme :

$$R = R_0 + \frac{R_0 \alpha(\omega) V_c}{2} + \frac{R_0 \alpha(\omega) V1}{2}, \text{Eq.II. 19}$$

Où R_0 est la résistance sans radiation ni décharge du condensateur C, $\alpha(\omega)$ est un facteur dépendant de la fréquence ω . Selon la loi d'Ohm, V_r est donnée par :

$$V_r = RI = \left(R_0 + \frac{R_0 \alpha(\omega) V_c}{2} + \frac{R_0 \alpha(\omega) V_1}{2} \right) \times I, \text{ Eq.II. 20a}$$

Soit

$$V_r = U_c + V, \text{ Eq.II.20b}$$

L'équation II.20b présente deux parties, une partie continue, U_c et une partie alternative V . La partie alternative V est la réponse du transistor à la radiation incidente, et V est obtenu en faisant une moyenne sur une période.

D'autre part, sachant que $I = C \frac{dV_c}{dt}$, avec V_c alternative, alors $V_c \times \frac{dV_c}{dt} = 0$.

La partie alternative se réduit au terme

$$V = \frac{\alpha(\omega)}{2} R_0 \overline{I U_a \cos(\omega t)}, \text{ Eq.II. 21}$$

Or

$$I = \frac{U_a}{R_0} \cos(\omega t),$$

Donc

$$V = \frac{\alpha(\omega)}{2} \overline{U_a^2 \cos^2(\omega t)},$$

D'où

$$V = \frac{\alpha(\omega)}{4} U_a^2.$$

La réponse d'une onde électromagnétique d'amplitude U_a et de fréquence ω est :

$$\Delta U = \frac{\alpha(\omega)}{4} U_a^2, \text{ Eq.II. 22}$$

Où U_a est l'amplitude de l'onde incidente. $\alpha(\omega)$ lié à l'inverse de la tension de fermeture du canal, est une fonction de ω ayant des résonances $\omega = n\omega_0$ quant où $n = 1, 2, 3, \dots$

De manière plus stricte nous pouvons retrouver cette tension issue de la rectification de l'onde incidente en résolvant les équations du mouvement et de continuité. Il nous faut alors supposer que la tension à la source est fixée et que le courant sur le drain est constant. Ceci, revient à écrire :

$$U(0,t) = U_0 + U_a \cos(\omega t), \text{ Eq.II. 23}$$

$$J(L,t) = 0, \text{ Eq.II. 24}$$

Ces deux relations représentent les conditions aux bords. Reprenons l'équation de mouvement et l'équation de continuité, en rajoutant un terme du à l'atténuation en v/τ , nous obtenons :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{v}{\tau} = -\frac{e}{m} \frac{\partial U}{\partial x}, \text{ Eq.II. 25}$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial Uv}{\partial x} = 0, \text{ Eq.II. 26}$$

Nous allons chercher des solutions pour les équations II.25 et II.26 sous la forme :

$$v = v_0 + v_1, \text{ Eq.II. 27}$$

$$U = U_0 + U_1, \text{ Eq.II. 28}$$

Où v_0 et U_0 sont les valeurs moyennes de la vitesse des électrons et du potentiel dans le canal, respectivement et v_1 et U_1 sont des fonctions du temps avec la fréquence ω , où ω est la fréquence de la radiation incidente. Au premier ordre, les équations II.25 et II.26 sont de la forme :

$$\frac{\partial v_1}{\partial t} + \frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{v_1}{\tau} = 0, \text{ Eq.II. 29}$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + s^2 \frac{\partial v_1}{\partial x} = 0, \text{ Eq.II. 30}$$

Où $u_1 = eU_1/m$ et $s = (eU_0/m)^{1/2}$ est la vitesse de l'onde plasma. Au second ordre, nous obtenons :

$$\frac{d}{dx} \left(u + \frac{v_1^2}{2} \right) + \frac{v_0}{\tau} = 0, \text{ Eq.II. 31}$$

$$\frac{d}{dx} (s^2 v_0 + v_1 u_1) = 0, \text{ Eq.II. 32}$$

Où $u = eU/m$, les conditions de bords II.23 et II.24, en prenant en compte les équations II.27 et II.28 deviennent :

$$u_1(0) = \frac{e}{m} U a \cos(\omega t), \text{ Eq.II. 33}$$

$$u_0(0) = \frac{e}{m} U_0, \text{ Eq.II. 34}$$

$$v_0(L) = v_1(L) = 0, \text{ Eq.II. 35}$$

Suivant les conditions de bords II.33 – II.35, l'intégration des équations II.31 et II.32 suivant la variable x , donne :

$$\Delta u = u_0(L) - u_0(0) = \frac{1}{2} v_1^2(0) - \frac{1}{\tau} \int_0^L v_0 dx, \text{ Eq.II. 36}$$

$$v_0 = -\frac{v_1 u_1}{s^2}, \text{ Eq.II. 37}$$

Dans le but d'exprimer la réponse ΔU de manière plus explicite, nous résolvons les équations II.29 et II.30, en prenant en compte les conditions de bords II.33 – II.35. Substituons ces solutions dans les équations II.36 et II.37 et cherchons des solutions pour v_1 et U_1 de la forme $\exp(ikx - i\omega t)$, nous obtenons l'équation de dispersion suivante :

$$\omega^2 + i\frac{\omega}{\tau} - s^2 k^2 = 0, \text{ Eq.II. 38}$$

La relation de dispersion pour les ondes de plasma est :

$$k = \pm k_0 = \pm \frac{\omega}{s} \sqrt{1 + \frac{i}{\omega\tau}}, \text{ Eq.II. 39}$$

La solution de l'équation II.29 et II.30 est :

$$u_1 = (C_1 e^{ik_0 x} + C_2 e^{-ik_0 x}) e^{-i\omega t}, \text{ Eq.II. 40}$$

$$v_1 = \frac{\omega}{k_0 s^2} (C_1 e^{ik_0 x} - C_2 e^{-ik_0 x}) e^{-i\omega t}, \text{ Eq.II. 41}$$

Les constante C_1 et C_2 sont déterminées par les conditions de bords.

$$C_1 = \frac{ua}{1 + e^{2ik_0 L}}, \text{ Eq.II. 42}$$

$$C_2 = \frac{ua}{1 + e^{-2ik_0 L}}, \text{ Eq.II. 43}$$

Où $ua = eUa/m$. L'estimation de la réponse Δu de II.36 en utilisant les équations II.37, et II.39 – II.43. La réponse du détecteur est $\Delta U = m\Delta u/e$, qui est la tension source-drain induite par la radiation incidente.

$$\Delta U = \frac{Ua^2}{4U_0} f(\omega), \text{ Eq.II. 44}$$

Où $f(\omega) = 1 + \beta - \frac{1 + \beta \cos(2k_0' L)}{\sinh^2(k_0'' L) + \cos^2(k_0' L)}$, avec $\beta = \frac{2\omega\tau}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}}$ et k_0' , k_0'' sont la partie réelle et imaginaire du vecteur d'onde k .

$$\text{Soit } k_0' = \frac{\omega}{s} \left(\frac{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2} + 1}{2} \right)^{\frac{1}{2}}, \text{ et } k_0'' = \frac{\omega}{s} \left(\frac{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2} - 1}{2} \right)^{\frac{1}{2}}, \text{ Eq.II. 45}$$

La détection résonante est réalisée quand **le facteur de qualité** est grand devant 1, soit $\omega\tau \gg 1$ et $s \gg v_0$. Dans ce cas, $\beta = 2$, $k_0' = \omega/s$, $k_0'' = (2s\tau)^{-2}$ et $f(\omega) = \left(\frac{s\tau}{L}\right)^2 \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 \tau^2 + 1}$.

La réponse de la détection résonante s'écrit :

$$\Delta U = \frac{s^2}{4L^2 U_0} \frac{Ua^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{\tau^2}}, \text{ Eq.II. 46}$$

Nous retrouvons alors l'équation II.22 avec :

$$\alpha(\omega) = \frac{s^2}{L^2 U_0} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{\tau^2}} \text{Eq.II. 47}$$

La réponse est une fonction de la fréquence, la résonance est centrée sur $\omega = \omega_0$. La demi largeur totale à mi hauteur de la ligne est donnée par le terme : $1/\tau$.

6. Conclusion du Chapitre II

Dans ce chapitre, nous avons décrit le fait de contrôler la densité d'électrons dans le canal, par une tension $U_0 = V_{gs} - V_{th}$.

Nous avons aussi montré la possibilité qu'un HEMT peut générer une radiation Terahertz accordable par le biais de cette tension de la grille.

Enfin, nous avons vu la réponse de cet élément à une radiation incidente dans le domaine Terahertz. Ce chapitre montre la double capacité d'un HEMT à générer et détecter une radiation Terahertz.

Le but de cette thèse est de valider expérimentalement cette théorie.

Chapitre III

Présentation des transistors HEMT et leurs caractérisations
électriques

Chapitre 3**Présentation des transistors HEMT et leurs caractérisations électriques****Sommaire****1. Introduction****2. Structure et technologie****2.1 Structure InGaAs/InAlAs****2.2 Géométrie InGaAs/InAlAs****2.3 Structure GaN/AlGaN****2.4 Géométrie, GaN/AlGaN****2.5 Masques****2.6 Boîtier****3. Caractéristiques électriques****3.1 Protocole expérimental de la caractéristique****3.2 GaN/AlGaN, Caractéristiques électriques****3.3 InGaAs/InAlAs, Caractéristiques électriques****4. Discussion sur le fonctionnement des HEMTs GaN et InGaAs**

1. Introduction

Le principe de base du HEMTs¹⁹ (High Electron Mobility Transistor), également connu sous le nom de TEGFET (Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor), consiste à utiliser comme canal conducteur le gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG) formé à l'interface d'une hétérojonction. L'idée initiale est de séparer spatialement la zone où il y a des impuretés, donneuses d'électrons, de la zone où se produira la conduction, zone non dopée qui augmentera la mobilité des électrons. Cette idée date de 1980 et a été réalisée quasi-simultanément au Japon²⁰ (Fujitsu) et en France²¹ (Thomson).

2. Structure et Technologie

Nous avons étudié deux structures de transistor HEMTs à base de matériaux InGaAs et GaN. Ces structures ont été fabriquées par l'IEMN à Lille.

2.1 Structure InGaAs/InAlAs

La structure du transistor basée sur InGaAs/InAlAs est représentée sur la figure III.1, le spacer entre InAlAs et le InGaAs, et l'ordre de quelques nanomètres, permet d'isoler la zone contenant les impuretés du canal conducteur.

¹⁹ Egalement, on trouve : TEGFET : Two dimensional Electron Gas Field Effect Transistor, MODFET : MODulation Doped FET, SDHT : Selectively Doped Heterojunction Transistor.

²⁰ Mimura et al, A new Field-effect Transistor with selectively doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As heterojunctions, Jpn J. Appl. Phys. **19**, 225, 1980

²¹ Delagebeaudeuf et al. at. Thomson-CSF, Orsay, France, in August 1980

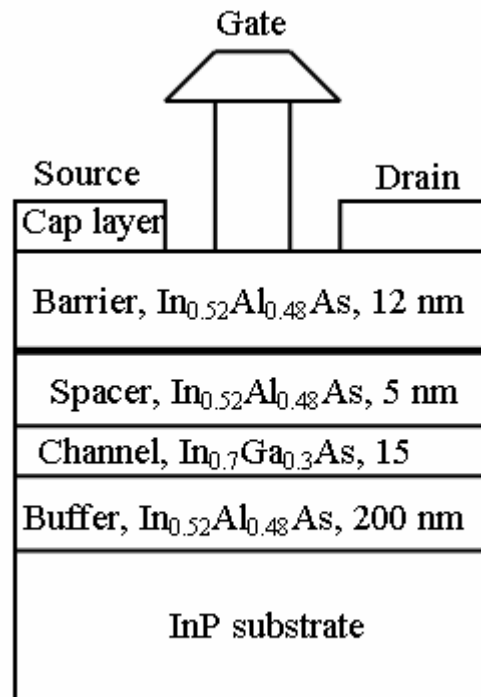


Fig.III. 1: Architecture du Transistor haute mobilité InGaAs/InAlAs comportant une grille en T

L'architecture de la structure à base d'InGaAs est représentée dans la figure III.1 Une hétérostructure pseudomorphique InGaAs/InAlAs, elle a été réalisée par épitaxie par jet moléculaire (MBE) sur substrat InP. Toutes les couches ont un accord de maille (paramètre cristallin identique) avec le substrat InP, excepté le canal formé par InGaAs. Les proportions d'indium ont été fixées à 70%, dans le but d'obtenir une faible masse effective, l'intérêt d'obtention d'une faible valeur de la masse effective étant expliqué dans le chapitre IV.. La structure consiste en une couche tampon, épaisse de 0.3 μm de $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, un canal pseudomorphique de 15 nm de $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$, une couche spacer de 5 nm de $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, dopée au silicium ($5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$), une barrière Schottky de 12 nm de $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$, et finalement, une couche de 10 nm de $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ (cap layer), dopée au silicium ($6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

Les différentes procédures de fabrication d'un transistor HEMTs consistent successivement en, l'isolement par Mesa, le dépôt des contacts ohmiques (source, drain) d'AuGe et d'une grille. Avant le métallisation de la grille (Ti/Pt/Au), une gravure (recess) a été réalisée. Le couple de matériaux InAlAs, InGaAs adaptés en maille sur InP est un candidat de choix pour la réalisation de transistors de haute mobilité d'électrons²² (HEMT). En effet, le InGaAs²³ possède de bonnes propriétés de transport électronique (vitesse, mobilité).

²²P. Ho, P. C. Chao, K. H. G. Duh, A. A. Jabra, J. M. Ballingall and P. M. Smith, IEEE IEDM **88** (1988)

2.2 Géométrie InGaAs/InAlAs

Le transistor HEMTs formé par le couple InGaAs/InAlAs. La longueur L_g et la largeur W de la grille sont respectivement 50 nm et 50 μm . La longueur du recess est de 100 nm et correspond à une partie non couverte, ni par la grille, ni par le cap layer. La distance entre la source et le drain est de 1.3 μm , la concentration du gaz bidimensionnel (2DEG) est de l'ordre de $3.10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à 4.2 K. Le tableau III.2, présente les différents paramètres géométriques de la structure étudiée.

| Nom | L_g (μm) | W (μm) | L_{sd} (μm) | L_{cap} (μm) | n_s (cm^{-2}) | V_{th} (V) |
|--------|-------------------------|-----------------------|----------------------------|-----------------------------|----------------------------|--------------|
| InGaAs | 0.05 | 50 | 1.3 | 0.1 | 3.10^{12} | -0.41 |

Fig.III. 2 : paramètres de la structure InGaAs/AlInAs HEMTs

Où L_{sd} est la distance entre la source et le drain, L_{cap} est la longueur de la région dite cap layer (région sans grille).

2.3 Structure GaN/AlGaN

Une autre structure a été réalisée, un transistor GaN/AlGaN (Figure III.3). L'épitaxie de l'hétérostructure a été réalisée par MOCVD. Sur un substrat 4H SiC, on dépose 300 nm de couches de nucléation (permet l'accord de maille), une couche tampon de 2750 nm de $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$, un spacer de 5 nm, une couche supplémentaire de 5 nm dopée au silicium de $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$, et une barrière de 10 nm de $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$. La structure possède un cap layer de 2 nm de GaN non dopé. La distance entre la source et le drain est 3, ou 4 μm , et celle entre la grille et la source est de 1 μm . La grille est non symétrique et il n'y a pas de « recess ». La concentration de 2DEG est de $1.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, ou $8.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à 4.2 K. L'abréviation *nid reportée dans la figure III.3 signifie non intentionnellement dopé*.

²³ Elleuch Saleheddine, Thèse, transport électronique en régime de mobilité : application aux systèmes bidimensionnels, 1994

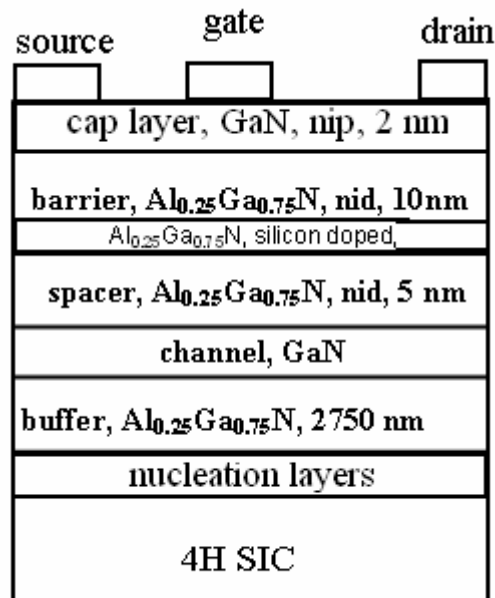


Fig.III. 3: Architecture du GaN/AlGaN High electron Mobility, avec grille non symétrique.

2.4 Géométries, GaN/AlGaN

Nous disposons de 5 transistors GaN/AlGaN, possédant différentes géométries. Les différents paramètres géométriques et caractéristiques sont reportés dans le tableau III.3.

| Nom | D2T1 | D2T2 | GaN1 | GaN2 | GaN3 |
|-------------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| Lg (μm) | 0.25 | 0.15 | 0.15 | 0.15 | 0.25 |
| W (μm) | 200 | 50 | 50 | 50 | 100 |
| Lsd (μm) | 3 | 4 | 3 | 3 | 3 |
| Lgd (μm) | 2 | 3 | 2 | 2 | 2 |
| Lgg (μm) | 100 | 35 | 50 | 35 | 50 |
| Lcap (μm) | 1 | 0.5 | 1 | 1 | 1 |
| ns (cm^{-2}) | $8.8 \cdot 10^{12}$ | $8.8 \cdot 10^{12}$ | $1.2 \cdot 10^{13}$ | $1.2 \cdot 10^{13}$ | $1.2 \cdot 10^{13}$ |
| V _{th} (volt) | -3.2 | -3.4 | -5.1 | -5.1 | -4.8 |

Fig.III. 4 : paramètres des structures GaN/AlGaN HEMTs

Lg est la longueur de la grille, W la largeur, Lsd, la distance entre la source et le drain, Lgd, distance entre la grille et le drain, Lgg, distance entre les grilles, Lcap, longueur de la région dite cap layer (région sans grille). La structure D2T2 possède quatre grilles

L'intérêt²⁴ de cette structure est sa grande largeur de bande interdite pour un fonctionnement en haute puissance. Les grandes tensions de claquage (30 Volt), les vitesses de saturation et les mobilités élevées des électrons dans GaN constituent un avantage majeur pour le domaine (Terahertz) que nous verrons plus loin. L'hétéro épitaxie est cependant nécessaire pour réaliser des structures convenables car on ne dispose pas de substrats en accord de maille. L'isolation électrique des couches tampons (2750 nm) constitue un élément essentiel pour l'obtention de composants Terahertz performants, Le substrat SiC est avantageux en raison de son paramètre de maille et de ses capacités de dissipation thermique.

2.5 Masques

Les contacts pour les structures étudiées (GaN/AlGaN et InGaAs/InAlAs) sont de la même forme géométrique, seul les dimensions physiques changent. La figure III.5 et III.6 montre le masque de nos structures à deux grilles et deux sources. Elles ont été câblées, comme nous le verrons par la suite, sur un support boîtier.

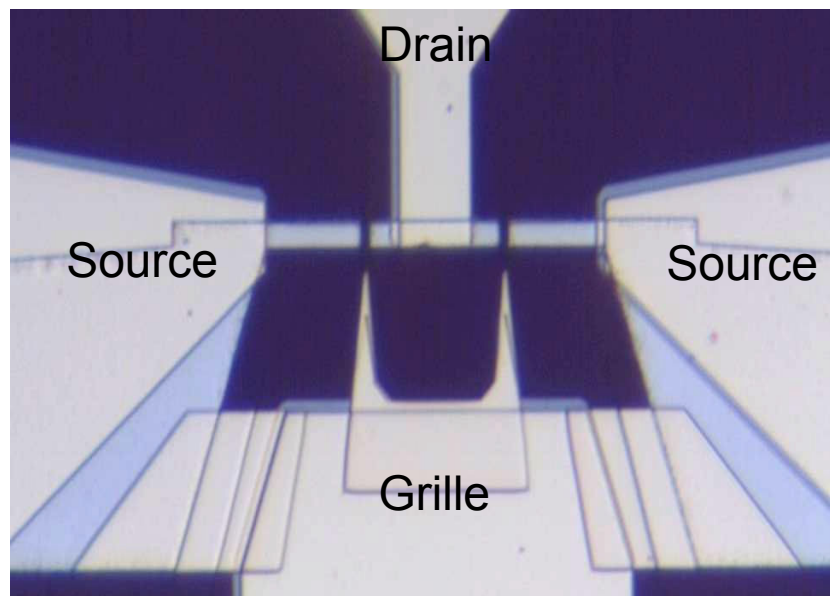


Fig.III. 5 : Photographie des contacts (masque) des structures GaN/AlGaN à double grille.

La photographie (figure III.5) montre les contacts pour un transistor à double grille et à double source. La figure III.6, représente le dessin du masque mettant en évidence la zone du canal.

²⁴Y.Cordier, F.Semond, F.Natali, P.Lorenzini, M.Hugues, Z.Bougrioua, H.Haas, N.Grandjean, B.Damilano, J.Massies, E.Frayssinet, B.Beaumont, P.Gibart, J-P.Faurie, 12th European Heterostructure Technology Workshop (HETECH'03), 12-15 October 2003, San Rafael, Spain.

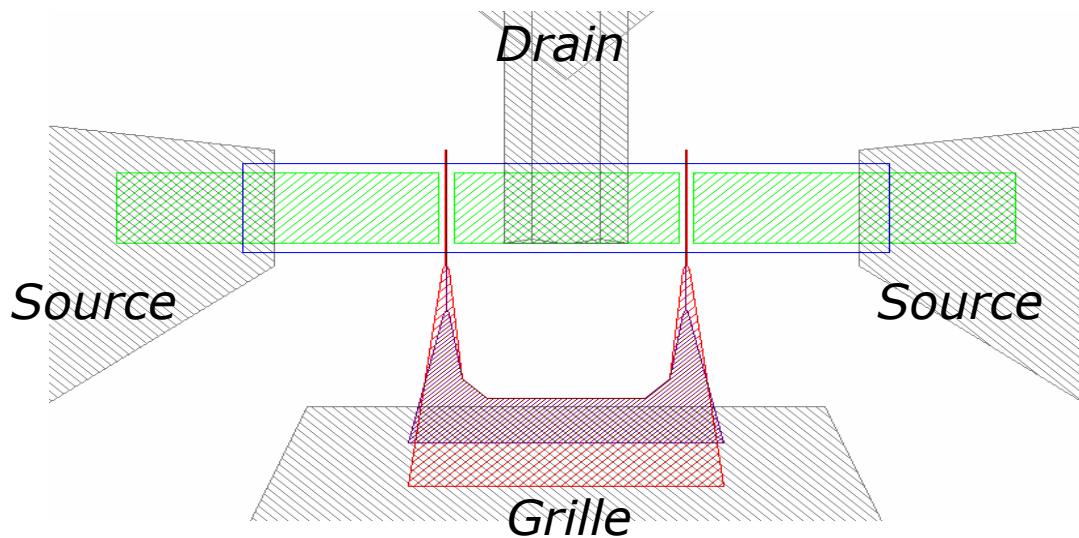


Fig.III. 6 : Dessin du masque mettant en évidence le zone des contacts au niveau du canal. Ce schéma correspond à un agrandissement de la partie centrale de la figure III.4.

Le contact grille, possède deux doigts alimentés à la même tension durant les mesures. Les deux contacts sources, à gauche et à droite, sont connectés à la même masse. Le contact drain, est positionné entre les deux doigts de la grille. La partie colorée en vert, représente le « mesa » constituant le canal du transistor.

2.6 Boîtier

Le Boîtier DIL (Dual In Line) est équipé de 14 broches (pins, en anglais) en or indépendantes, permettant le câblage de nos échantillons. Il constitue un adaptateur entre les échantillons et les cannes porte échantillons et permet la connexion avec le monde extérieur. Les contacts sur l'échantillon sont réalisés par bonding en salle blanche. Des fils d'or sont utilisés pour relier les contacts de l'échantillon et les plots des 14 broches. Nous pouvons ainsi, sur une même puce boîtier connecter plusieurs transistors. Toutes nos cannes porte échantillons peuvent accueillir ces boîtiers. L'avantage de monter plusieurs transistors dans le même boîtier, est important surtout lors des études à basse température. On évite le désagrément de sortir la canne du cryostat, pour changer de structures, et on réalise ainsi une grande économie d'hélium tout en préservant nos structures des chocs électrostatiques éventuels. La figure III.7, est une photographie d'un boîtier.

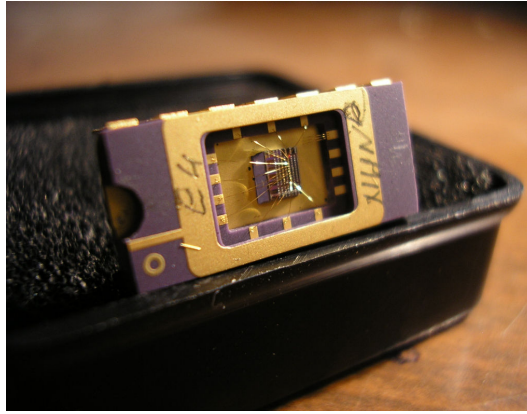


Fig.III. 7: Photographie d'un boîtier sur lequel sont contactés les transistors.

3. Caractéristiques électriques.

3.1 Principe expérimental de la caractéristique électrique

Avant toute expérience de détection ou d'émission Terahertz, il est nécessaire de réaliser des caractéristiques électriques, I_{ds} en fonction de V_{gs} et I_{ds} en fonction de V_{ds} . Cette première étude permet de connaître l'état de fonctionnement des transistors.

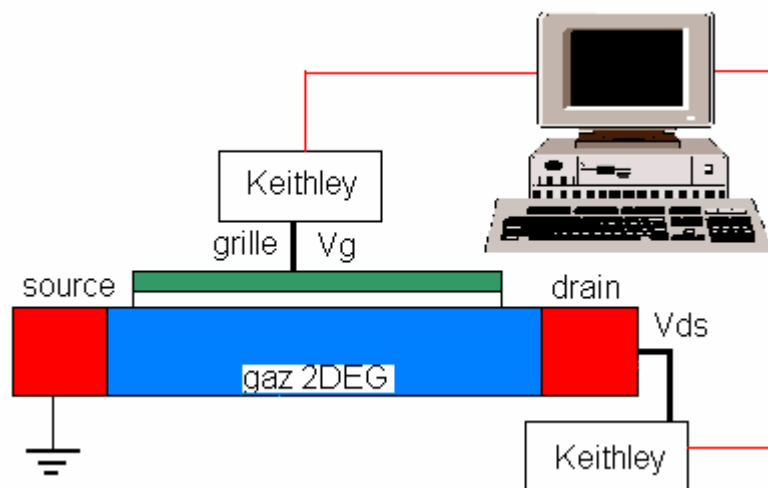


Fig.III. 8 : Schéma du principe de la caractérisation électrique, $I_{ds} - V_{ds}$ et $I_{ds} - V_{gs}$

La figure III.8 décrit le principe expérimental de la caractérisation électrique d'un transistor, nous n'avons pas schématisé les supports portant les transistors (canne, boîtiers). Le contact grille est au dessus, connecté à une source de tension ; le contact drain à droite est connecté à une source de tension ou de courant (Keithley 2400) et le contact source à gauche est connecté à la masse. Cette configuration permet de respecter les conditions aux bords conduisant à l'instabilité des ondes de

plasma, comme nous l'avons présenté au Chapitre II. Les appareils de mesures sont pilotés via une interface GBIB, les programmes sont écrits en langage HP Vee. Les caractéristiques électriques donnent la quantité de courant circulant entre la source et le drain, pour différentes valeurs de la tension de la grille, V_{gs} . Il y a deux méthodes complémentaires pour tester le bon fonctionnement d'un transistor : la méthode « caractéristique $I_{ds} - V_{ds}$ » permettant de connaître le courant de saturation du transistor et sa résistance statique ; la méthode « caractéristique $I_{ds} - V_{gs}$ » permettant de connaître le bon fonctionnement du transistor (V_{th}). Ces mesures sont essentielles comme nous le verrons dans le Chapitre IV consacré à la détection Terahertz par des HEMT et dans le Chapitre V consacré aux sources Terahertz HEMT.

3.2 GaN/AlGaN - caractéristiques électriques

Nous avons établi les caractéristiques de 5 transistors GaN/AlGaN montrant un bon état de fonctionnement (figures III.9 et III.10). Les transistors possèdent une tension de fermeture, dite tension de seuil V_{th} .

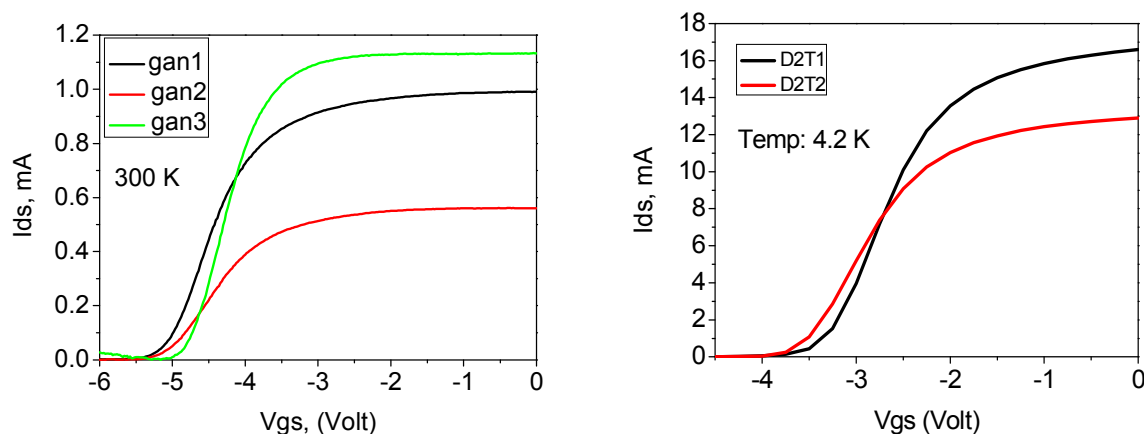


Fig.III. 9 : gauche - Caractéristique des trois GaN/AlGaN à 300 K donnant le courant drain source (I_{ds}) en fonction de la tension sur la grille (V_{gs}) avec $V_{ds}= 0.25$ Volt. Droite - Caractéristique des deux GaN/AlGaN à 4.2 K, donnant le courant drain source (I_{ds}) en fonction de la tension sur la grille (V_{gs}) avec $V_{ds}= 0.25$ Volt.

La figure III.9 représente l'étude $I_{ds} - V_{gs}$, nous observons une dépendance du courant I_{ds} avec la tension V_{gs} . Les transistors possèdent deux états, un état ouvert et un état fermé :

Les transistors GaN1, GaN2 et GaN3 ont un état ouvert entre -5 V et 0 V, et un état fermé entre -6 V et -5 V.

Les transistors D2T1 et D2T2 ont un état ouvert entre -3 V et 0 V, et un état fermé entre -5 V et -3 V.

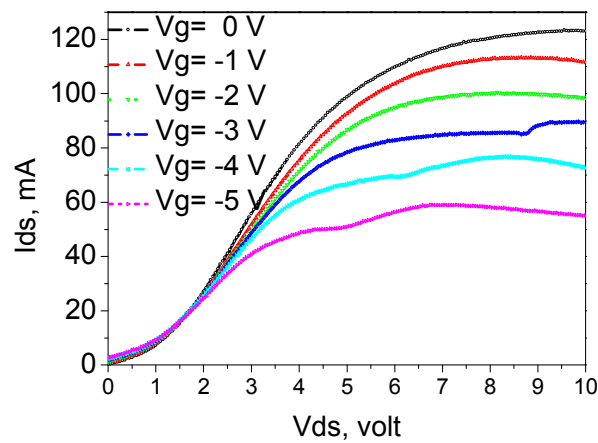


Fig.III. 10 : Caractéristique du transistor GaN/AlGaIn (GaN 1) à 300 K, courant drain source (I_{ds}) en fonction de la tension drain source (V_{ds}), pour différentes tension sur la grille (V_{gs}).

Une caractéristique $I_{ds} - V_{ds}$ est représentée pour le transistor GaN1 (Figure III.10). La caractérisation des autres transistors est semblable. La tension de saturation est de l'ordre de 4 Volt, tension à partir de laquelle, le courant I_{ds} reste constant. Nous remarquons des irrégularités sur la courbe du courant. Ces pics représentent une instabilité que nous verrons au Chapitre V : « HEMT source Terahertz ». Le courant maximum atteint est de l'ordre de 120 mA, pour $V_{gs} = 0$, le transistor se trouve dans l'état ouvert.

3.3 InGaAs/InAlAs – Caractéristiques électriques

La figure III.11 représente l'étude $I_{ds} - V_{gs}$, nous observons une dépendance du courant I_{ds} , avec la tension V_{gs} . Le transistor possèdent deux états, un état ouvert pour $-0.4 < V_{gs} < 0$ V, et un état fermé pour $-0.6 < V_{gs} < -0.4$ V.

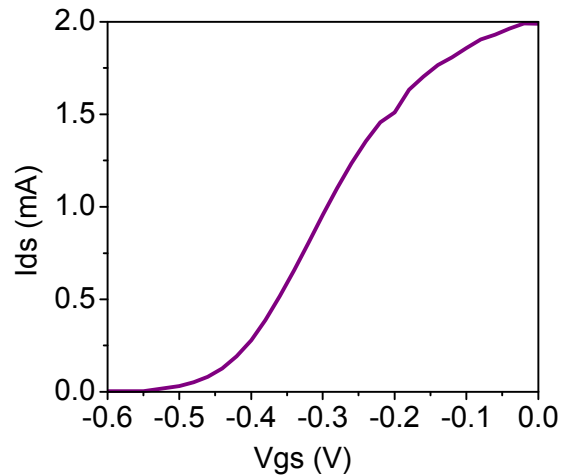


Fig.III. 11 : - Caractéristique des trois InGaAs/InAlAs à 300 K, courant drain source (I_{ds}) en fonction de la tension sur la grille (V_{gs}), $V_{ds} = 0.1$ Volt.

Dans la figure III.12, nous avons mesuré la caractéristique $I_{ds} - V_{ds}$, pour différent V_{gs} (0V à -0.4 V, avec un pas de -0.1V). La tension de saturation est de l'ordre de 0.2 Volt. Le courant maximum est de 6 mA, pour $V_{gs} = 0$ Volt.

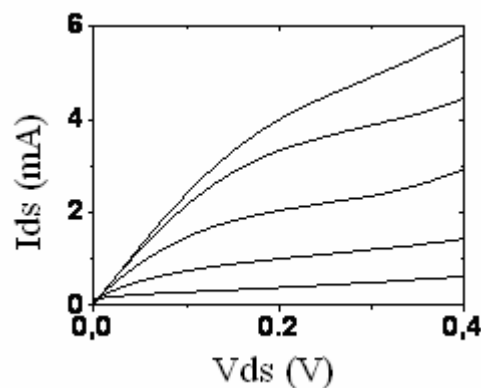


Fig.III. 12 : Caractéristiques $I_{ds} - V_{ds}$ à 300 K, I_{ds} en fonction de V_{ds} , pour différent V_{gs} (de 0V à - 0.4 V, avec un pas de -0.1 V)

4. Discussions sur le fonctionnement des HEMTs GaN et InGaAs

Cette étude statique de nos échantillons nous a permis, en premier lieu de connaître l'état de fonctionnement des transistors, GaN/AlGaN et InGaAs/InAlAs. Les échantillons étudiés sont bien des transistors, où il existe une tension de fermeture, où le courant I_{ds} est pratiquement nul. Nous

avons bien une différence de puissance entre les deux familles, la structure GaN/AlGaN étant bien adaptée pour les fortes puissances. Le courant I_{ds} peut être modélisé par la relation suivante (chapitre II):

$$I_{ds} = e n_s v_0 W, \text{ Eq.III. 1}$$

Si nous considérons que la vitesse de dérive des électrons est de l'ordre de 10^7 cm/s, nous pouvons alors estimer et calculer I_{ds} pour les différentes structures. La figure III.13, représente la caractéristique $I_{ds} - V_{ds}$, pour les transistors GaN/AlGaN étudiés, pour une tension V_{gs} de 0 Volt, et pour deux température, selon l'échantillon (4.2 K et 300 K).

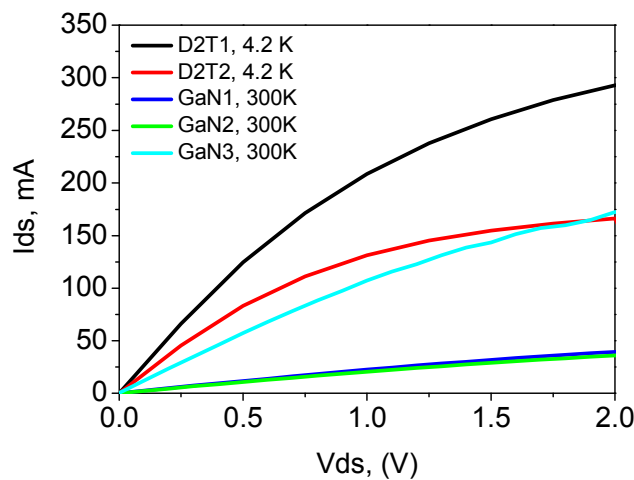


Fig.III. 13 : Caractéristique des transistor GaN/AlGaN, courant drain source (I_{ds}) en fonction de la tension drain source (V_{ds}), pour $V_{gs} = 0V$, à 4.2 K et 300 K.

Le courant maximum mesuré et le courant évalué par l'équation III.1 sont reportés dans le tableau III.14.:

| Nom | D2T1 | D2T2 | GaN1 | GaN2 | GaN3 | InGaAs |
|-----------------------|------|------|------|------|------|--------|
| I_{ds} max (mA) | 300 | 150 | 60 | 60 | 200 | 6 |
| I_{ds} (mA) calculé | 280 | 70 | 96 | 96 | 200 | 24 |

Fig.III. 14 : Courant I_{ds} mesuré et estimé.

Ce tableau III.14 met en évidence la différence de courant dans les différentes structures. Le maximum de courant est reporté sur le tableau III.14, ainsi que la valeur du courant estimé (approximation). Les courants mesurés et calculés sont en bon accord. Nous pouvons approximer la

vitesse de dérive des électrons dans les différentes structures à une valeur de l'ordre de $1 - 2 \times 10^7$ cm/s. Dans la littérature, la vitesse de dérive des électrons dans les HEMT est de l'ordre de 2×10^7 cm/s. Ces résultats placent nos structures dans des conditions optimales de fonctionnement. Après cette première étape établissant les caractéristiques électriques des échantillons, nous allons montrer leurs potentialités comme détecteur de radiation Terahertz.

Chapitre IV

Détection Terahertz par des transistors HEMT

Résumé

Ce chapitre est consacré à la détection terahertz résonante des modes de plasma excités par des radiations Terahertz incidentes sur des transistors de haute mobilité (HEMT). Les modes de plasma ont été étudiés en fonction de la tension appliquée sur la grille du transistor (V_{gs}), de la température (4.2 – 300 K), de la fréquence de la radiation Terahertz incidente (0.4 – 3.1 THz) et en dernier lieu du courant appliqué entre la source et le drain du transistor, I_{ds} .

Les échantillons utilisés sont des transistors de haute mobilité, à base de GaN/AlGaIn, et de InGaAs/InAlAs.

Nous présentons dans ce chapitre des résultats expérimentaux dévoilant l'apparition d'une résonance plasma en abaissant la température de l'échantillon et en augmentant le courant drain source. Nous montrons de plus que la position de cette raie se décale en fonction de la fréquence incidente, en accord avec le modèle d'instabilité des ondes de plasma proposée par Dyakonov Shur²⁵ en 1993. Une étude sur le bruit (NEP pour noise equivalent power) est présentée pour les deux types de transistors.

La motivation première de ce travail de thèse réside dans le fait que la majorité des travaux de photoconductivité Terahertz ont été réalisés sur des structures composées par le couple GaAs/AlGaAs^{26,27,28,29,30}. Nous pensons que d'autres structures permettraient d'obtenir de meilleures conditions de détection à plus haute fréquence et plus haute température. Nous voulions pour notre part, détecter une radiation électromagnétique de fréquence supérieure à 1 THz. En utilisant une structure de faible masse effective et des transistors ultimes à base d'InGaAs/InAlAs et ayant des mobilités importantes à basse température, nous souhaitons obtenir le meilleur facteur de qualité de la cavité résonante. La raie plasma apparaît à des températures inférieures à 70 K dans le cas des transistors GaN/AlGaIn et à des températures inférieures à 40 K dans les structures à base de InGaAs/InAlAs. Nous avons également utilisé une nouvelle méthode expérimentale, basée sur

²⁵M. Dyakonov and M. S. Shur, Phys. Rev. Lett. **71**, 2465 (1993); M. Dyakonov and M. S. Shur, IEEE Trans. Electron Devices **43**, 380 (1996).

²⁶W. Knap, V. Kachorovskii, Y. Deng, S. Romyantsev, J. Q. Lü, R. Gaska, M. S. Shur, G. Simin, X. Hu, M. Asif Khan, C. A. Saylor, and L. C. Brunel, J. Appl. Phys. **91**, 9346 (2002).

²⁷W. Knap, Y. Deng, S. Romyantsev, J.-Q. Lü, M. S. Shur, C. A. Saylor, and L. C. Brunel, Appl. Phys. Lett. **80**, 3433 (2002); W. Knap, Y. Deng, S. Romyantsev, and M. S. Shur, Appl. Phys. Lett. **1**, 4637 (2002).

²⁸X. G. Peralta, S. J. Allen, M. C. Wanke, N. E. Harff, J. A. Simmons, M. P. Lilly, J. L. Reno, P. J. Burke, and J. P. Eisenstein, Appl. Phys. Lett. **81**, 1627 (2002).

²⁹F. Teppe, D. Veksler, V. Yu. Kachorovskii, A. P. Dmitriev, X. Xie, X.-C. Zhang, S. Romyantsev, W. Knap, and M. S. Shur, Appl. Phys. Lett. **87**, 022102 (2005).

³⁰A. Shaner, M. Lee, M.C Wanke, A.D Grine, J.L Reno and S.J Allen, Appl. Phys. Lett. **87**, 193507 (2005).

l'application d'un courant entre la source et le drain (I_{ds}) du transistor, permettant d'amplifier la sensibilité du détecteur (J. Q. Lü et al³¹; F. Teppe et al³²).

Cette étude a montré que le gaz d'électron bidimensionnel situé dans le canal d'un transistor de haute mobilité peut être utilisé efficacement en tant que détecteur sensible dans le domaine Terahertz.

³¹ J. Q. Lü and M. S. Shur Applied Physics Letters, 78, pp. 2587-2588, 2001

³² F. Teppe, W. Knap, D. Veksler, M. Shur, A. P. Dmitriev, V. Y. Kachorovskii, and S.Rumyantsev, Appl. Phys. Lett. 87, 052107 (2005)

Détection terahertz par des transistors HEMT

Sommaire

- 1. Introduction**
 - 2. Technique expérimentale de la détection terahertz**
 - 3. GaN/AlGaN détecteur THz entre 4.2 K et 300 K**
 - 3.1 Discussions sur le facteur de qualité**
 - 3.2 Puissance équivalente bruit ou NEP**
 - 3.3 Conclusion**
 - 4. InGaAs/InAlAs comme détecteur THz entre 4.2 K et 300 K**
 - 4.1. Discussion sur la largeur à mi hauteur**
 - 4.2 Puissance Equivalente Bruit (NEP)**
 - 4.3 Conclusion**
 - 5. InGaAs/InAlAs comme détecteur THz à 300 K**
 - 5.1. Analyse des résultats**
 - 6. Conclusion du Chapitre IV**
-

1. Introduction

A l'heure actuelle, les détecteurs Terahertz sensibles sont très coûteux et fonctionnent très souvent à basse température (voir Chapitre VIII : Annexe, détecteurs Terahertz). W. Knap et al ont pu mettre en évidence l'instabilité de Dyakonov Shur qui peut mener à la détection des ondes « Terahertz » par un transistor à effet de champ (HEMT) de taille nanométrique. Le principe de la détection par un gaz 2DEG peut permettre la réalisation de détecteurs basés sur cet effet, fonctionnant à température ambiante.

Les ondes de plasma dans le canal d'un transistor ont une relation de dispersion linéaire et peuvent être contrôlées par la tension appliquée sur la grille. Quand la mobilité est suffisamment élevée, le canal du transistor peut fonctionner comme une cavité résonante pour les ondes de plasma. L'excitation de ces oscillations dans un transistor HEMT peut être utilisée pour détecter des radiations Terahertz. Selon la théorie, la fréquence plasma est une fonction de la longueur de grille et de la tension de grille (V_{gs}). Nous avons étudié différentes structures, pour essayer d'optimiser ce type de composants pour d'éventuelles applications.

2. Technique expérimentale de la détection Terahertz

La variation de signal sur le drain a été mesurée en fonction de la tension V_{gs} et de la fréquence de la radiation. Ces expériences ont été réalisées dans un premier temps sans appliquer de courant de drain à l'Institut des semi-conducteurs à Vilnius, en Lituanie. L'étude de la détection avec courant a ensuite été réalisée au G.E.S à Montpellier. Le principe expérimental pour les deux expériences est présenté sur la figure IV.1

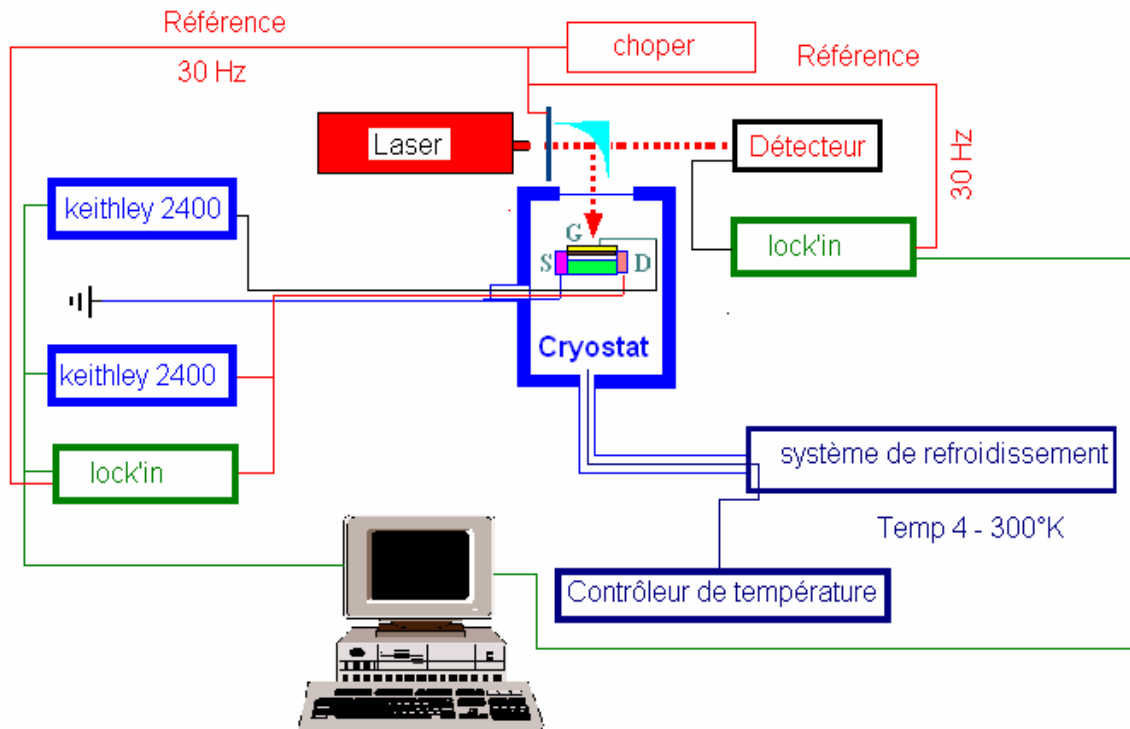


Fig.IV. 1 : Système expérimental de détection d'une radiation Terahertz incidente sur un HEMT

La figure IV.1 présente le dispositif expérimental de détection Terahertz. Le principe est d'illuminer le transistor par une radiation électromagnétique Terahertz. La radiation a été produite par un laser méthanol pompé par un laser CO₂ (0.6 - 3.1 THz), et deux Carcinotron (BWO) opérant dans la gamme 500-700 GHz et 200 - 400 GHz. La radiation incidente de 3-15 mW (selon la fréquence et la source) a été focalisée sur les échantillons avec un spot d'un diamètre compris entre 1 - 10 mm, c'est à dire plus grand que la dimension totale des structures. La radiation incidente est modulée via un chopper.

Le signal ou photoréponse est mesuré sur le contact de drain à l'aide d'un système d'amplificateur synchrone (détection synchrone (lock'in), Fig.IV.1) en fonction d'une tension appliquée sur le contact grille (V_{gs}), aucun courant sur le contact drain pour la mesure sans courant, le contact source est connecté à la masse. Un système de détection identique mesure simultanément l'intensité du laser, permettant ainsi la normalisation des données obtenues.

Les échantillons sont montés sur une plaque de quartz pour éviter les interférences et les réflexions parasites. L'échantillon est placé dans un système cryogénique possédant entre autre une fenêtre en

polyéthylène noir, transparente uniquement pour les radiations terahertz (Figure IV.2), éliminant ainsi la lumière visible extérieure. La figure IV.2 montre le spectre de la fenêtre en polyéthylène entre 1 – 3 THz. Le cryostat permet de faire varier la température entre 4.2 K et 300 K. Nous disposons pour cela d'un compresseur et d'un contrôleur de température.

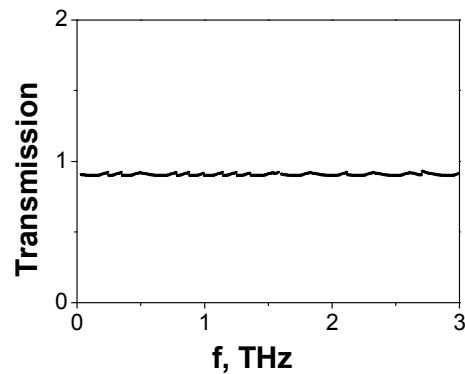


Fig.IV. 2: Spectre en transmission du filtre polyéthylène noir entre 1 – 3 THz.

Les programmes d'acquisition ont été réalisés en langage Hp Vee. Tous les appareils de la figure IV.1 ont été programmés et pilotés via un ordinateur connecté par une interface GBIP. Les programmes d'acquisition et les caractéristiques des différents appareils ne figurent pas dans ce manuscrit, dans l'intention d'alléger le texte.

3. GaN/AlGaN comme détecteur Terahertz entre 4.2 K et 300 K

Dans cette partie, nous reportons la détection sub-terahertz et terahertz par un transistor GaN/AlGaN dans le domaine de fréquence 0.2 THz - 2.5 THz. 2.5 THz étant une fréquence beaucoup plus haute que la fréquence de coupure du transistor (43 GHz). Les expériences ont été réalisées en fonction de la température (4.2 K - 300 K) et de la fréquence de la radiation incidente (0.2 – 2.5 THz). Le système expérimental utilisé est présenté sur la figure IV.1. La structure GaN/AlGaN, nommée GaN1 a été caractérisée dans le Chapitre III. Nous mesurons la réponse en fonction de la tension V_{gs} , aucun courant n'est appliqué sur le drain, l'intensité incidente reste constante.

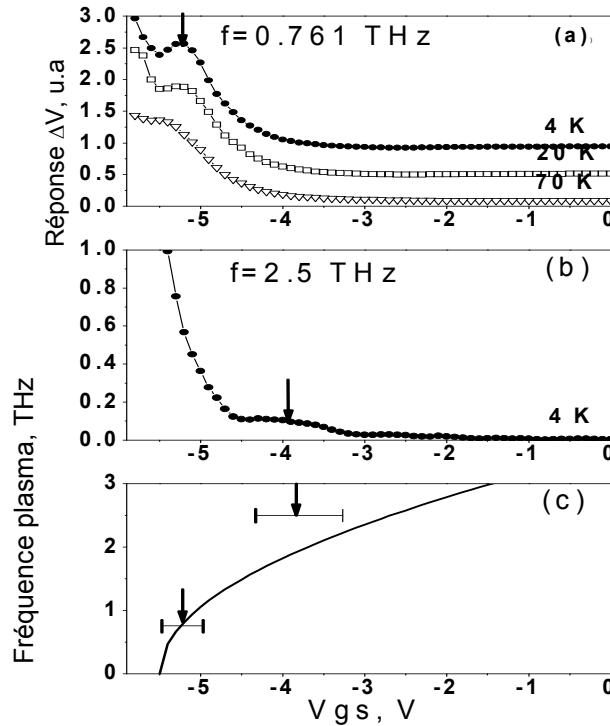


Fig.IV. 3: (a) : La Réponse du transistor GaN/AlGaIn en fonction de la tension de grille (V_{gs}) pour différentes températures à 0.761 THz. (b) : Réponse en fonction de V_{gs} à 4.2 K et à 2.5 THz. (c) : La fréquence de plasma calculée est montrée, les barres d'erreur correspondent aux largeurs à mi hauteur des différents pic de la détection THz.

La figure IV.3 – (a) montre la réponse du transistor, ΔU , à 0.76 THz en fonction de la tension appliquée sur la grille V_{gs} et pour différentes températures. Au-dessus de 70 K, seule la partie non résonnante est observée et la forme du signal obtenu est indépendante de la température. Au dessous de 70 K, la réponse résonnante s'est développée comme un pic ou un maximum indiqué par des flèches sur la Fig.IV.3-(a) et se surajoute à la contribution non résonnante. La position du maximum dépend de la température. Dans la figure IV.3 – (b) illustre la réponse en fonction de la tension V_{gs} à 2.5 THz, à la température de 4.2 K. La position du maximum dépendant de la température ($-4.5V < V_{gs} < -3V$) ; cette position est indiquée par une flèche sur la figure IV.3 – (b) pour $T = 4.2$ K.

La position en fréquence des résonances peut être estimée d'après $f \approx \frac{1}{4L} \sqrt{\frac{eU}{m^*}}$. Les barres d'erreur reportées sur la Fig.IV.3. (c) indiquent la position et la largeur des pics résonnants, la fréquence de plasma étant calculée en fonction de V_{gs} .

Les deux points expérimentaux ne sont pas en accord parfait avec la courbe théorique, cependant le maximum correspondant à la résonance se déplace clairement dans la bonne direction en fonction de la fréquence de la radiation incidente. Cet écart entre l'expérience et la théorie n'est pas expliqué à ce jour.

3.1 Discussion sur le facteur de qualité

Selon la théorie, la résonance n'est observée que si le facteur de qualité $\omega\tau$ est supérieur à 1. La diminution de la température revient à augmenter le temps de transit τ . Dans la figure (Fig.IV.3 – (a)) montrant la réponse en fonction de la température et au-dessous de 70 K, nous pouvons clairement voir apparaître un maximum, signe de formation d'un état résonant. Le pic devient de plus en plus marqué quand la température diminue. La condition $\omega\tau \gg 1$ est satisfaite au-dessous de 70 K. La valeur de la mobilité³³ (μ) à 300 K et 4.2 K est de l'ordre de 1000 et 15 000 cm^2/Vs , respectivement, la relation entre la mobilité μ et le temps de relaxation τ est $\tau = \mu m^*/e$, et $\omega = 2\pi f$, où e est la charge électronique, m^* la masse effective et f la fréquence de la radiation incidente. Nous obtenons un temps de relaxation électronique de l'ordre de 0.1 et 1.6 ps, respectivement, correspondant à un facteur de qualité ($\omega\tau$) de 0.5 et de 7, respectivement. Nous pouvons ici noter que cette valeur de 7 pour le facteur de qualité calculé ne correspond pas à ce que nous pouvons observé expérimentalement. En effet la largeur à mi hauteur de la raie la plus marqué (4.2 K) donne une valeur du facteur de qualité approximativement égale à 1.8. Nous avons une première relation entre la température et la condition d'observation de la résonance plasma. La théorie prédit de plus que la fréquence de résonance est une fonction en racine carrée de la tension appliquée sur la grille. Dans la figure IV.3 (c), le déplacement du maximum résonant n'est pas en désaccord avec la variation en racine carrée de la tension appliquée sur la grille. Dans cette étude, nous avons mis en évidence expérimentalement :

- Le déplacement du pic résonant avec V_{gs}
- Que la condition $\omega\tau > 1$ est satisfaite

L'état résonant est identifié et nous l'associons à la résonance de plasma.

3.2 Puissance Equivalente Bruit (NEP)

Un des paramètres importants des détecteurs est le Noise Equivalent Power (NEP). Le NEP est donné par N/R_v où N est le bruit du transistor en $\text{V}/\text{Hz}^{0.5}$ et R_v est la réponse en Volt/Watt. La figure IV.4 montre le NEP mesuré pour une structure de GaN/AlGaN avec $L_g = 250$ nm à 300 K pour les fréquences de 0.2 THz et 0.7 THz. La réponse est le rapport du signal détecté en volt sur l'intensité incidente en watt. Pour $f = 0.7$ THz, la réponse a été estimée comme $R_v = \Delta V / (P_t S_a / S_t)$, où P_t est l'intensité de la source, S_t est la surface du spot de la source, S_a est la surface du transistor. Dans

³³P. Lorenzini, Z. Bougrioua, A. Tiberj, R. Tauk, M. Azize, M. Sakowicz, K. Karpierz, and W. Knap, Appl. Phys. Lett. 87, 232107, 2005

l'expérience, pour 0.2 THz, la radiation a été focalisée sur la surface de l'échantillon. Par conséquent, la puissance de la radiation incidente est prise en compte pour l'évaluation du NEP. L'étude de la détection a été réalisée sans courant, le bruit équivalent est uniquement le bruit thermique $N = 4kTR$, où R est la résistance drain source qui est extraite des caractéristiques électriques (Chapitre III), k est la constante de Boltzmann.

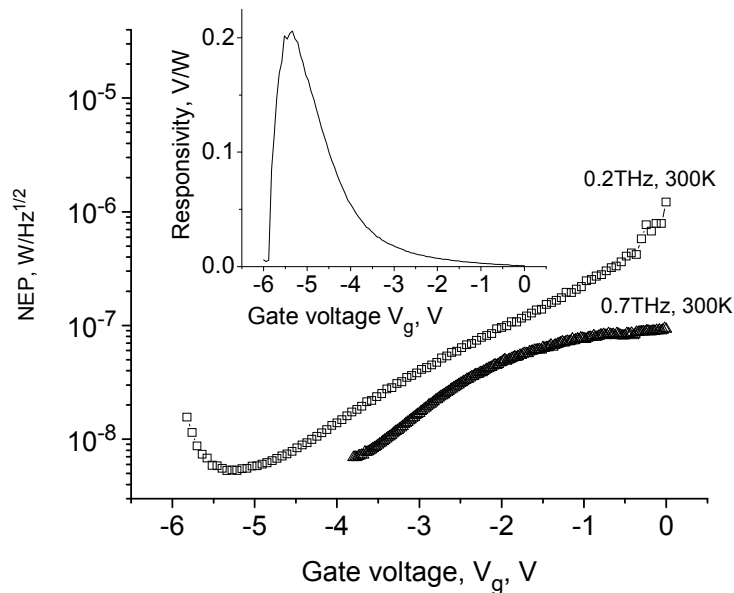


Fig.IV. 4 : NEP en fonction de la tension V_{gs} , à 300 K. L'encadré montre la réponse en fonction de V_{gs} pour $f = 0.2$ THz.

La figure IV.4 est le résultat des mesures du NEP à 300 K en fonction de V_{gs} . L'encadré représente la réponse obtenue pour $f = 0.2$ THz. Nous remarquons que malgré une faible sensibilité R_v de 0.2 V/W, le minimum de NEP est de l'ordre de 5×10^{-9} W/Hz^{0.5}. Le minimum du NEP correspond aux valeurs de V_{gs} pour lesquelles la réponse est maximum. Cette valeur de NEP obtenue pour les HEMTs est légèrement plus élevée que celles des détecteurs existant sur le marché et travaillant à 300 K, tels que la cellule de Golay, les détecteurs pyroélectriques. Les HEMTs présentent par ailleurs l'avantage de fonctionner à plus haute fréquence. D'autre part, il faut rappeler ici qu'aucune antenne permettant le couplage entre le monde extérieur et les ondes de plasma n'est utilisée.

3.3 Conclusion

Les expériences ont été réalisées en fonction de la température, variant entre 4.2 K et 300 K. Pour les températures les plus basses, la réponse résonnante a été observée. Les résonances ont été interprétées comme l'excitation des ondes de plasma dans la région sous la grille du transistor

(gated region). La partie non résonante a elle aussi été observée et étudiée et la forme du signal est indépendante de la température. Le facteur de qualité théorique et mesuré ne sont pas en accord mais donne simplement une tendance permettant de supposer que d'abaisser la température fait passer la réponse de l'état non résonant à l'état résonant. L'étude du bruit dans ce système à base de GaN montre que ces transistors peuvent être utilisés comme détecteurs de radiation Terahertz à température ambiante.

4. InGaAs/InAlAs comme détecteurs Terahertz entre 4.2 K et 300 K

La structure InGaAs possède une faible masse effective et peut être fabriquée avec des longueurs de grille de taille nanométriques (transistor ultime). Selon la relation $f = s/4L$, avec un transistor de masse effective de l'ordre de $0.045 m_0$ et une longueur de grille de l'ordre de 50 nm, on peut s'attendre à obtenir un détecteur fonctionnant dans la gamme Terahertz. A partir de cette idée, nous nous proposons de réaliser des expériences de photo-détection Terahertz. L'architecture de la structure étudiée a été présentée dans le [Chapitre III](#) et le principe de l'expérience a été décrit dans la figure IV.1.

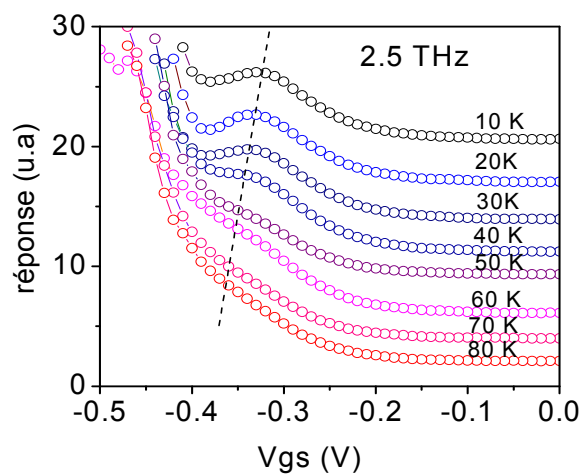


Fig.IV. 5: Réponse en fonction de la température à 2.5 THz. Les courbes ont été décalées pour une meilleure visibilité.

La figure IV.5 présente les résultats de la réponse mesurée sur l'échantillon InGaAs en fonction de la tension de la grille pour un domaine de température compris entre 10 K et 80 K. Il est montré qu'à la fréquence de 2.5 THz, la réponse présente deux états distincts. Tout d'abord, pour une tension de grille voisine de -0.5 V, la forme de la réponse est indépendante de la température : nous l'associons à une détection non résonante. Pour des tensions de grille supérieures à -0.4, un maximum se développe en fonction de V_{gs} . Ce maximum est encore clairement visible pour une température

de 40 K, pour des valeurs de V_{gs} situées entre -0.4 V et -0.3 V. Plus la température diminue, plus le pic devient marqué. Nous attribuons cette détection résonante à la résonance des ondes de plasma. Pour confirmer cette hypothèse, nous avons mesuré la réponse à différentes fréquences de la radiation Terahertz incidente. Les résultats sont présentés sur la figure IV.6.

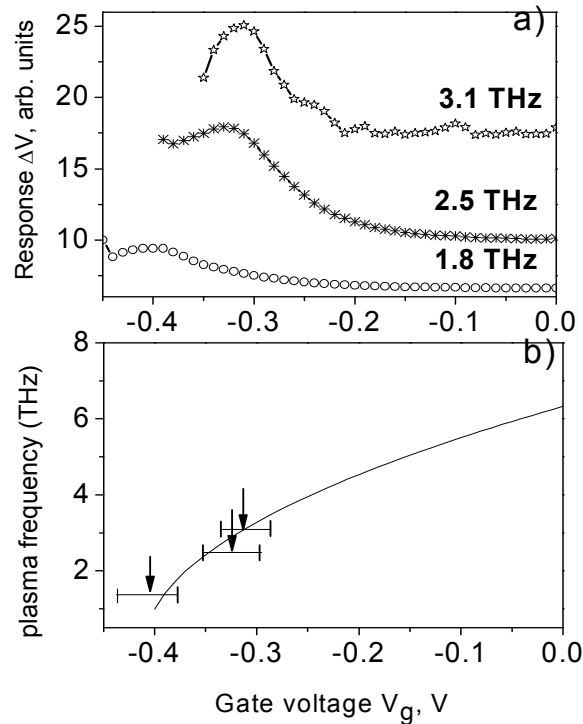


Fig.IV. 6 : (a) : Réponse en fonction de V_{gs} pour trois fréquences laser (1.8, 2.5, 3.1 THz) à 10 K. (b) : La fréquence plasma calculée est montrée, les barres d'erreur reportées correspondent aux largeurs à mi hauteur des différents pics de la réponse.

La réponse est mesurée à 10 K, en fonction de la tension appliquée sur la grille V_{gs} pour trois fréquences différentes : 1.8 THz, 2.5 THz et 3.1 THz à 10 K (Figure IV.6 – a). La position du pic résonant se déplace vers des valeurs de tension de grille moins négatives quand la fréquence de la radiation incidente augmente. Le déplacement du pic est en accord avec le modèle de Dyakonov - Shur (Figure IV.6 - b). Sur la figure IV.6 – b, nous avons tracé la fréquence de plasma calculée en fonction de la tension de la grille V_{gs} et nous avons reporté la position des pics observés (Fig.IV.6 - b). La barre d'erreur représente l'élargissement du pic. Nous trouvons une bonne concordance entre la mesure expérimentale et la valeur théorique.

4.1 Discussion sur la largeur à mi hauteur

Nous avons détecté une radiation Terahertz. Pour une fréquence donnée, la résonance peut être atteinte en faisant varier V_{gs} . Ce qui revient à dire que pour un domaine de fréquence donné, le détecteur est accordable en V_{gs} . La dépendance expérimentale de la position des pics avec la température, et avec la fréquence et l'accord avec le model de Dyakonov – Shur démontre que cette détection est due au phénomène d'instabilité des ondes de plasma. Par ailleurs, ces transistors présentent une valeur de la mobilité μ à 60 K de l'ordre de $36\,000\text{ cm}^2/\text{Vs}$. La relation $\tau = \mu m^*/e$ qui relie le temps de relaxation des électrons τ à la mobilité μ , nous permet de calculer un temps de relaxation électronique de l'ordre de 800 fs et d'accéder à une valeur du facteur de qualité $\omega\tau$ de 12.5 pour une fréquence de 2.5 THz. Le critère de la résonance de plasma est donc satisfait.

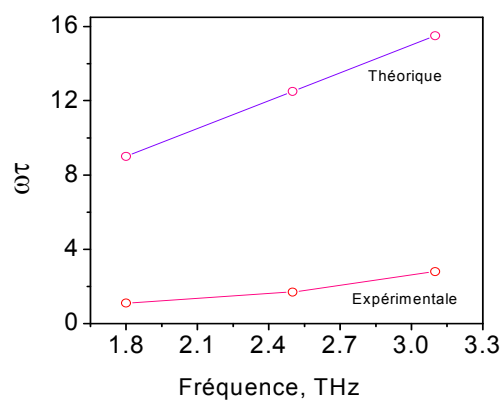


Fig.IV.6 1 : Facteur de qualité $\omega\tau$ théorique et mesuré en fonction la fréquence de la radiation incidente.

Nous pouvons comparer ce temps de relaxation de 800 fs estimé à partir de la mobilité au temps de relaxation (τ_{exp}) mesuré à partir de la largeur du pic résonant. En effet, en absence de courant externe, la largeur à mi hauteur des résonances observées sur les courbes expérimentales de la figure IV.6 (a) est respectivement $\Delta f = \Delta\omega/2\pi$. Ces largeurs à mi hauteur correspondent respectivement à des temps de relaxation expérimentaux de 104, 111, et 144 fs ($\tau \sim 1/\Delta\omega$) pour 1.8, 2.5 et 3.1 THz respectivement. Nous avons par cette méthode, un facteur de qualité de l'ordre de 1.1, 1.7 et 2.8 pour 1.8, 2.5 et 3.1 THz. La figure IV.6.1 représente le facteur de qualité $\omega\tau$ théorique et mesuré en fonction de la fréquence de la radiation incidente. Le facteur de qualité expérimental augmente quand la fréquence augmente mais on voit que celui-ci est bien inférieur à ce qu'il devait être (9 - 15).

Afin de voir si ce temps permet de reproduire correctement la forme générale des trois courbes de réponse, nous allons simuler la réponse en fonction de la tension de la grille V_{gs} pour chaque valeur

de la fréquence excitatrice. La figure IV.7 montre les simulations de la réponse ΔU^{34} obtenue pour $\tau = 100$ fs, $m^* = 0.045 m_0$, $V_{th} = -0.41$ V, et pour trois fréquences 1.8, 2.5, 3.1 THz.

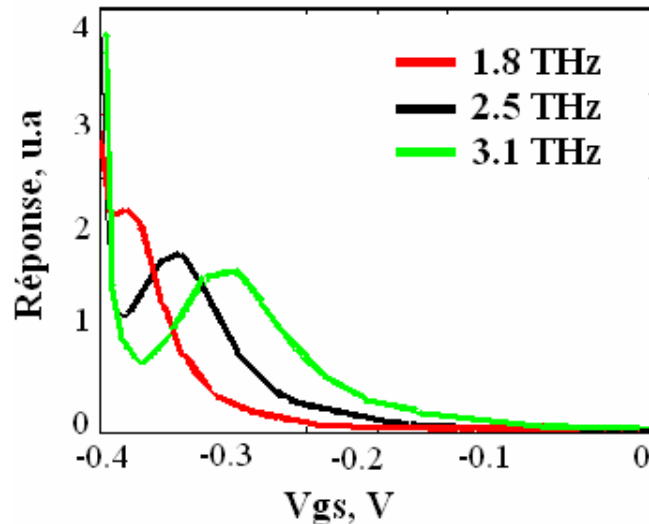


Fig.IV. 7: Simulation de la réponse en fonction de V_{gs} pour différentes fréquences (1.8 THz, 2.5 THz et 3.1 THz)

Ces courbes simulées reproduisent bien la forme des courbes expérimentales.

Il semble que l'approche théorique selon laquelle la viscosité du fluide électronique (collision e – e) et les frottements (phonon et impuretés) expliquent comment l'onde de plasma s'amortie n'est pas suffisante pour reproduire la réalité.

Différents mécanismes peuvent être pris en compte pour expliquer le fait que l'onde de plasma dans le canal du transistor s'amortie plus vite que prévu.

Il est par exemple possible que la mobilité électronique soit plus faible que celle supposée. Compte tenu des dimensions de ces transistors, les électrons peuvent, en effet se mouvoir de manière balistique, ce qui a pour effet de réduire la mobilité électronique effective.

Par ailleurs, l'existence de modes de plasma obliques dans le canal peut également expliquer l'élargissement des résonances. Dans ce cas le mode longitudinal qui nous intéresse n'est pas spécialement atténué mais subit un élargissement inhomogène compte tenu des différents angles avec lesquels se déplacent les ondes de plasma obliques.

Ces différents phénomènes peuvent en effet contribuer à l'élargissement de la résonance plasma.

³⁴ W. Knap, Y. Deng, S. Romyantsev, J.-Q. Lu, and M. S. Shur, C. A. Saylor and L. C. Brunel, *Apple Phys. Lett*, 18, 2002

4.2 Puissance Equivalente Bruit (NEP)

Pour juger d'une application possible de ce genre de structure en tant que détecteur Terahertz, nous avons estimé le NEP, la sensibilité maximale est de 1 V/W. La détection est effectuée sans courant, le bruit N est juste le bruit thermique, $N=4kTR$, a été pris en compte, R est la résistance drain source. L'estimation du NEP en fonction de la tension V_{gs} , à la température de 10 K et la fréquence de 2.5 THz est représentée sur la figure IV.8. Malgré une sensibilité relativement faible, ce détecteur peut avoir un NEP de l'ordre de 10^{-9} W/Hz^{0.5}.

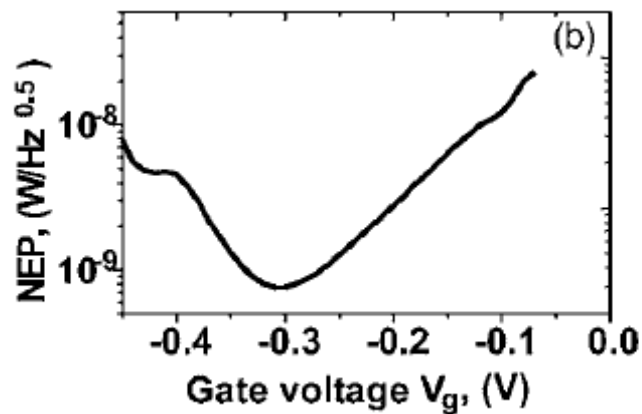


Fig.IV. 8 : Estimation du NEP ; utilisant le minimum du bruit $N= 4KTR$, en fonction de V_{gs} , pour 2.5 THz à 10 K.

4.3 Conclusion

Les transistors HEMTs à base de InGaAs, de faible longueur de grille, ont détecté de façon résonante une radiation Terahertz. Le détecteur est résonant dans la gamme de température de 10 K à 80 K, et pour des fréquences d'excitation comprises entre 1.8 THz et 3.1 THz. Nous avons démontré que la détection est non seulement résonante mais dépend de la fréquence de la radiation incidente. La réponse de ce détecteur est autour de 1V/W et le NEP est de 10^{-9} W/Hz^{0.5}.

5. InGaAs/InAlAs comme détecteur THz à 300 K

Le transistor InGaAs/InAlAs a une meilleure sensibilité que les transistors GaN/AlGaN, mais nous perdons en température de fonctionnement. Nous pouvons cependant augmenter la température

d'opération en injectant un courant sur le drain. Récemment, Teppe³⁵ et al ont démontré la détection résonante à température ambiante d'une radiation sub-terahertz par une structure de 250 nm de longueur de grille, d'un HEMT GaAs/AlGaAs. Ils ont montré qu'à 300 K, le régime initialement non résonant devient résonant en augmentant le courant I_{ds} , conduisant le transistor dans le régime de saturation. Dans ce qui suit, nous montrons la détection résonante, accordable à température ambiante obtenue pour une structure de InGaAs/InAlAs ayant une longueur de grille de 50 nm. Le mécanisme physique est lié à l'excitation des ondes de plasma dans le canal du transistor et en augmentant le courant drain source, il y a un passage d'une détection large bande à une détection résonante. Nous montrons expérimentalement l'effet de la « région sans grille (ungated region) » sur la fréquence de la résonance de plasma prédit par Ryzhii³⁶.

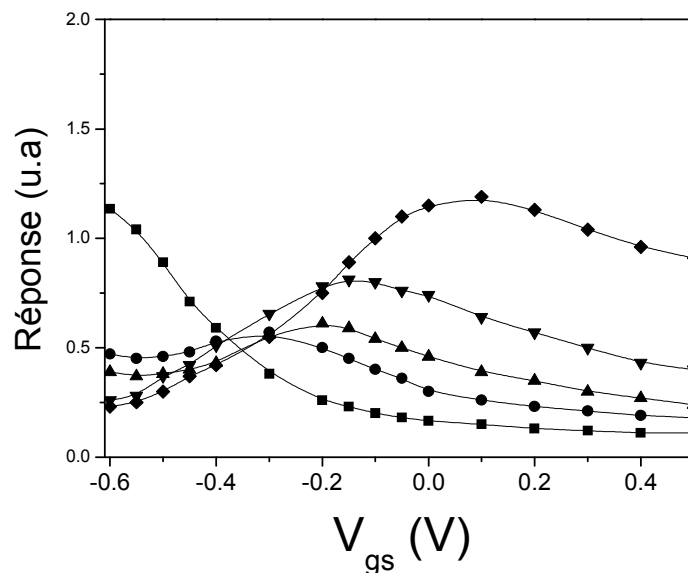


Fig.IV. 9 : Réponse à 300 K en fonction de V_{gs} , pour différentes tension V_{ds} appliqué de 0.025 V à 0.55 V (■ : 0.025 V, ● : 0.2 V, ▲ : 0.3 V, ▼ : 0.4 V, ◆ : 0.55 V) et une fréquence incidente de 663 GHz. Pour $V_{ds} = 0.025$ V, le signal est non résonant, alors que pour des valeurs de V_{ds} plus élevées, le pic résonant se développe. Il se déplace vers de plus grande valeur de V_{gs} quand V_{ds} augmente.

La figure IV.9 montre que pour $V_{ds} = 0.025$ V, le signal mesuré est de type non résonant. Le pic résonant apparaît pour des valeurs de V_{ds} plus importantes et son amplitude augmente. En outre, il se déplace également vers des plus hautes valeurs de V_{gs} quand V_{ds} augmente. D'après les caractéristiques électriques du transistor, ce phénomène survient quand le transistor est conduit vers

³⁵F. Teppe, W. Knap, D. Veksler, M. Shur, A. P. Dmitriev, V. Y. Kachorovskii, and S. Romyantsev, Appl. Phys. Lett. 87, 052107 (2005).

³⁶V. Ryzhii, A. Satou, W. Knap, and M. S. Shur, J. Appl. Phys. 99, 084507 (2006)

le régime de saturation. Par ailleurs, la théorie des ondes de plasma prévoit qu'en augmentant la fréquence, on devrait augmenter le facteur de qualité $\omega\tau$. Pour vérifier cette prédiction, nous fixons une valeur constante de la tension V_{ds} , et nous augmentons la fréquence incidente. Nous obtenons alors les résultats décrits par la figure IV.10.

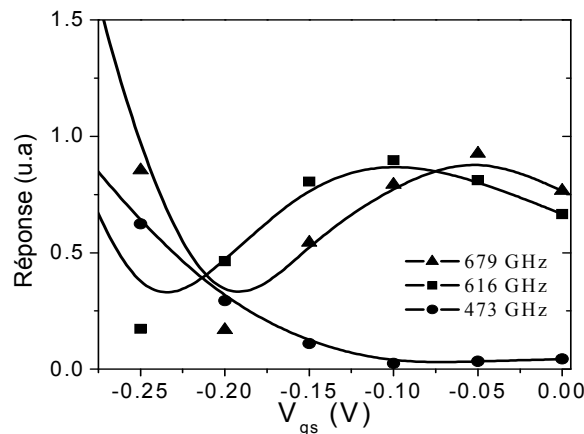


Fig.IV. 10 : Réponse en fonction de V_{gs} , pour différentes fréquences (7 : 679 GHz, ! : 616 GHz, , : 473 GHz), en gardant une valeur fixe de V_{ds} de 0.3 V.

Sur la figure IV.10, la réponse a été mesurée en fonction de la tension appliquée sur la grille V_{gs} pour trois fréquences incidentes de 473 GHz jusqu'à 679 GHz (figure IV.10). La tension sur le drain est fixée à 0.3 V. Nous constatons que pour une fréquence de 473 GHz, le détecteur est non résonant. En augmentant la fréquence, le facteur de qualité croît et une résonance se développe.

Les figures IV.9 et IV.10 montrent donc clairement que l'état résonant est obtenu, soit en augmentant le temps de relaxation par le courant injecté, soit en augmentant la fréquence de la radiation incidente. L'augmentation de l'un de ces deux paramètres permet en effet d'obtenir un facteur de qualité supérieur à 1. Nous allons discuter en détails ces résultats.

5.1. Analyse des résultats

Les différents travaux sur cette méthode de la détection avec courant ont mis en évidence, la variation du temps de relaxation avec le courant^{37,38}. L'augmentation du courant induit une augmentation de la vitesse de dérive des électrons v_0 , qui devient alors non négligeable face à la vitesse de l'onde de plasma. Le taux de relaxation de l'onde n'est plus $1/\tau$ mais $1/\tau_{eff} = 1/\tau - 2v_0/L_g$

³⁷ D.Veksler, F. Teppe, A.P. Dmitriev, V.Y. Kachorovskii, W. Knap and M. Shur, Phys.Rev. B**73**, 125328 (2006)

³⁸ F. Teppe, W. Knap, D. Veksler, M. Shur, A. P. Dmitriev, V. Y. Kachorovskii, and S. Romyantsev, Appl. Phys. Lett. **87**, 052107 (2005)

qui tient compte du courant appliqué entre la source et le drain et qui est ici représenté par le nouveau terme $(-2v_0/L_g)$.

En appliquant un courant source drain, tout se passe en fait comme si l'onde de plasma été portée par le courant le long du canal.

L'application de ce courant s'oppose donc en quelque sorte à l'amortissement des ondes. C'est d'ailleurs ce que nous retrouvons à travers le signe négatif $2v_0/L_g$. Quand la valeur de τ_{eff} devient de l'ordre de l'unité, la réponse devient résonnante, de la même façon que sans courant. Nous avons reporté les résultats expérimentaux sur la figure IV.11. Nous avons reporté la position des pics en V_{gs} sur une courbe, où nous avons calculé la fréquence de plasma. D'après la théorie, la fréquence d'oscillation de l'onde de plasma f dépend de longueur de la grille L_g , la vitesse de l'onde s , et de la vitesse de dérive des électrons comme³⁹:

$$f = \frac{1}{4L_g} \left(\frac{s^2 - v_0^2}{s} \right) \text{ Eq.IV. 1}$$

La tension U_0 effective⁴⁰, peut être estimée par la relation $U_0 = V_{\text{gs}} - V_{\text{th}}' = V_{\text{gs}} - (V_{\text{th}} - \frac{I_{\text{ds}} \cdot R}{2})$, où V_{gs} est la tension sur la grille, $V_{\text{th}} = -0.41\text{V}$ est la tension de seuil, I_{ds} est le courant drain source, R est la résistance source drain. Le changement de la tension de seuil V_{th} en V_{th}' explique le phénomène de déplacement de pic résonant vers des plus hautes valeurs de V_{gs} quand V_{ds} augmente. La tension drain source V_{ds} peut être écrite comme $V_{\text{ds}} = I_{\text{ds}} \times R$, (courant de fuite négligée). Nous avons $L_g + 2d < L_{\text{sd}}$ (d est l'épaisseur de la barrière, $d = 17\text{ nm}$, $L_g + 2d = 84\text{ nm}$ et $L_{\text{sd}} = 1.3\text{ }\mu\text{m}$ est la distance source drain). Dans notre cas, nous avons mesuré la réponse pour trois valeurs de $V_{\text{ds}} = 0.1\text{V}$, 0.2V et 0.3V , la tension U_0 effective correspondante est estimée à -0.35 V , -0.3 V et -0.25 V , respectivement. Les lignes en pointillée sur la figure IV.11, ont été calculées, en utilisant l'équation IV.1, en utilisant $U_0 = V_{\text{gs}} - V_{\text{th}}'$, pour réaliser un fit de nos résultats. Nous avons reporté la position des pics sur la figure IV.11. Nous pouvons constater que les courbes en pointillées calculées avec l'équation IV.1, ne reproduisent pas les résultats expérimentaux. Nous cherchons une interprétation quantitative basée sur cette équation pour décrire nos données expérimentales, sachant que la théorie s'est intéressée seulement au régime linéaire, et la détection devient seulement résonnante dans le régime de saturation, où la densité électronique et la vitesse de dérive ne sont pas constantes dans le canal. Une description plus quantitative du phénomène dans le régime de saturation exige un travail théorique plus profond. De plus, la région du canal recouverte

³⁹M. Dyakonov and M. S. Shur, Phys. Rev. Lett. **71**, 2465 (1993)

⁴⁰ W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V.V. Popov, M.S. Shur, Appl.Phys. Lett. **84**, 2331 (2004).

par la grille ne peut pas être considérée comme une partie indépendante des autres parties du canal lorsque l'on applique du courant entre la source et le drain. En fait le transistor possède différentes régions, la région sous la grille (gated region) et la partie non recouverte par la grille (ungated region). Cette dernière région est appelée le cap layer. Dans les conditions de fort courant, la fréquence de plasma peut être modifiée par l'interaction des oscillations de plasma des différents domaines du canal. Cette influence de la région sans grille sur la fréquence de plasma, a été expliquée théoriquement par les travaux récents de Ryzhii⁴¹ et al. Ils prédisent que la région sans grille affecte l'oscillation de plasma : la fréquence de plasma diminue avec la longueur de la région sans grille. La fréquence des ondes de plasma dans l'ensemble du canal est un mélange entre la fréquence sous la grille et dans les parties sans grille.

Nous supposons ici que le fait d'appliquer un courant entre la source et le drain facilite le mélange entre les deux modes d'oscillations des ondes de plasma.

Pour prendre en compte cet effet, il faut faire une correction sur la fréquence de plasma donnée par l'équation IV.1, cette modification donne :

$$f = \frac{1}{(Lg + 2Lc)} \left(\frac{s^2 - v_0^2}{s^2} \right), \text{ Eq.IV. 2}$$

Où Lc est la région sans grille, $Lc = 0.5 \mu\text{m}$. Nous obtenons une nouvelle relation entre la fréquence de plasma et la tension appliquée sur la grille V_{gs} .

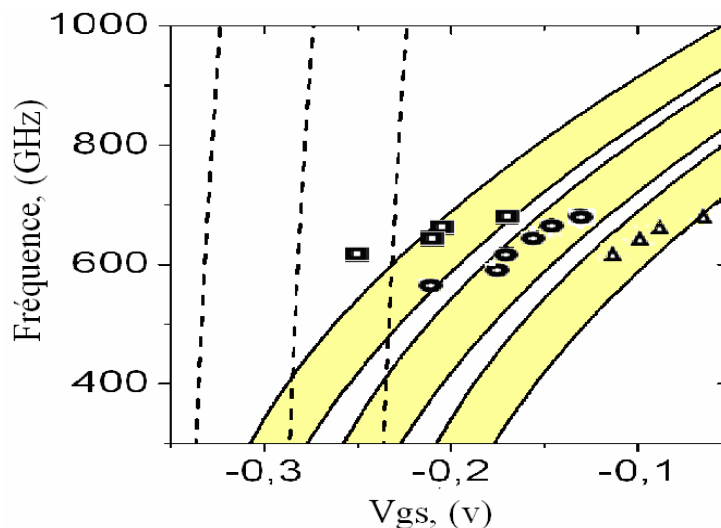


Fig.IV. 11 : La position des pics de la résonance à différentes fréquences de la radiation et différentes tensions V_{ds} (*: 0.1 V, 5 : 0.2 V, \cong : 0.3 V). Les lignes en pointillées de gauche à droite, sont calculées en utilisant l'**eq.IV.1** pour trois différentes tension U_0 , ($V_{gs} - V_{th}$), (-0.35 V, -0.3 V, -0.25 V) correspondant à trois valeurs de V_{ds} (0.1 V, 0.2 V, 0.3 V). La vitesse des électrons est supposée être $2 \cdot 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$. Les lignes courbées en jaune sont calculées en utilisant l'**eq.IV.2** avec deux valeurs de la vitesse de dérive des électrons ($2 \cdot 10^7$ et $3.5 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$) pour chacune des valeurs de U_0

⁴¹V. Ryzhii, A. Satou, W. Knap, and M. S. Shur, J. Appl. Phys. 99, 084507 (2006).

(i.e. $U_0 = -0.35$ V, -0.3 V et -0.25 V). Les régions en jaunes représentent l'intervalle de la vitesse de dérive des électrons (entre $2 \cdot 10^7$ et $3.5 \cdot 10^7$ cm/s)⁴².

Les lignes continues sur la figure IV.11 ont été calculées en utilisant l'équation IV.2, en utilisant différentes valeurs de la vitesse de dérive des électrons acceptable pour ce matériau et ces conditions ($2 \cdot 10^7$ et $3.5 \cdot 10^7$ cm/s), pour chaque tension U_0 (-0.35 V, -0.3 V et -0.25 V). Les régions pleines en jaunes représentent les intervalles entre deux valeurs de la vitesse de dérive (entre $2 \cdot 10^7$ et $3.5 \cdot 10^7$ cm/s). L'effet de la région sans grille est la réduction de la fréquence de plasma, en comparaison avec celle calculée par l'équation IV.1, montrée sur la figure IV.11 en trait pointillé. Avec cette nouvelle approche, nous pouvons expliquer qualitativement la variation du pic résonant avec la tension appliquée sur la grille, V_{gs} . Nous devons cependant préciser qu'une théorie prenant en compte la non uniformité de la distribution de dérive des électrons le long du canal est absente. Nous pouvons seulement avancer une interprétation qualitative.

5.3 Conclusion

Nous avons montré expérimentalement la détection résonante d'une radiation sub-terahertz à température ambiante par un transistor d'InGaAs. Le mécanisme physique de la détection est lié au mécanisme d'instabilité des ondes de plasmas excités dans le canal du transistor. Nous avons montré l'influence du courant source-drain sur le régime de détection du transistor. Nous avons démontré l'influence de la région sans grille du canal sur la fréquence de plasma.

6. Conclusion du Chapitre IV

Nous avons démontré la capacité des transistors HEMT basés sur les couples GaN/AlGaN et InGaAs/InAlAs à fonctionner tant que détecteurs dans le domaine THz. La démonstration expérimentale de la relation entre l'état résonant et le facteur de qualité $\omega\tau$, où ω est la fréquence de la radiation incidente et τ est le temps de relaxation des électrons a été établi. Nous avons étudié les différentes méthodes permettant d'obtenir cette condition de résonance telles que l'augmentation de la fréquence incidente, la diminution de la température et l'application d'un courant source-drain.

⁴²F. Tepe, M. Orlov, A. El Fatimy, A. Tiberj, and W. Knap, J. Torres, V. Gavrilenko, A. Shechetov, Y. Roelens, and S. Bollaert, *App. Phys. Lett.* 89, 222109, 2006

- Etude de la détection en fonction de la température : la variation de la température entre 300 – 4.2 K, permet d'augmenter le temps de relaxation, donc le facteur de qualité ($\omega\tau$).
- Etude de la détection en fonction de la fréquence : L'augmentation de la fréquence permet directement d'augmenter le facteur de qualité ($\omega\tau$).
- Etude de la détection en fonction du courant I_{ds} : L'augmentation du courant permet la diminution du terme $1/\tau_{eff}$, donc augmenter par cela le facteur de qualité ($\omega\tau$)

Nous avons montré parallèlement l'accordabilité de nos détecteurs, en accord avec la théorie des ondes de plasmas expliquant ce phénomène.

Nous avons aussi réalisé des études de bruit grâce auxquelles nous avons pu déterminer le NEP de chaque détecteur à plasma. Le tableau IV.12, montre les caractéristiques des différents détecteurs existants, et nous voyons que nos détecteurs s'avèrent compétitifs.

| | Température (K) | Fréquence fonctionnement | Gamme fréquence | Réponse (V/W) | NEP $W \cdot Hz^{-0.5}$ |
|---------------------|-----------------|--------------------------|-----------------|---------------|-------------------------|
| Bolomètre | 4 | <1MHz | <30THz | $\sim 10^3$ | $< 10^{-12}$ |
| Cellule Golay | 300 | $\sim 20Hz$ | <20THz | $\sim 10^5$ | $< 10^{-10}$ |
| Pyroélectrique | 300 | <10KHz | <200THz | $10^2 - 10^5$ | $< 10^{-7} 10^{-9}$ |
| Diodes Schottky | 300 | <20GHz | <0.7THz | $10^1 - 10^3$ | $< 10^{-9} 10^{-11}$ |
| Microbolomètre | 300 | <1MHz | | $\sim 10^5$ | $< 10^{-11} 10^{-12}$ |
| InGaAs GaN/AlGaN | 300 | 1GHz ou haut | <30THz | $10^1 - 10^2$ | $< 10^{-8} 10^{-9}$ |

Fig.IV. 12 : Caractéristiques des différents détecteurs pour le Terahertz, à gauche, le NEP⁴³

Par ces différentes études réalisées, nous pouvons prouver que l'existence de cette détection résonante apparaît quand la condition $\omega\tau \gg 1$ est vérifiée. La détection résonante est due à l'excitation des ondes de plasma dans un canal de transistor.

Nous avons cependant observé un écart conséquent entre les valeurs expérimentales du facteur de qualité et celles prévues par la théorie. Plusieurs explications peuvent être avancées, telles que

⁴³ Pr. S. Rumyantsev. Lectures on low frequency noise in Modern Semiconductor Devices, <http://www.terapole.univ-montp2.fr/Divers/>

l'existence de modes de plasma obliques élargissant la raie de résonance. Une autre explication tient compte du mode du transport électronique dans le canal. Les électrons deviennent balistiques^{44,45} modifient les propriétés du fluide électronique. Le temps de relaxation du moment des électrons (τ) n'est alors plus un bon paramètre pour décrire l'amortissement des ondes de plasma dans le canal. On peut noter que quelque soit le mode de transport des électrons, il est probable que le temps de relaxation du moment pris en compte dans la théorie ne soit pas suffisant pour expliquer le comportement du plasma dans la cavité résonante.

⁴⁴ M. S. Shur, IEEE Electron Device Lett. **23**, 511, 2002

⁴⁵ J. Lusakowski, W. Knap, Y. Meziani, J.-P. Cesso, **A. El Fatimy**, R. Tauk, N. Dyakonova, G. Ghibaudo, F. Boeuf, and T. Skotnicki, Appl. Phys. Lett. **87**, 053507, 2005

Chapitre V

Transistor HEMT en tant que Source Terahertz

Résumé

Dans ce Chapitre, nous reportons l'émission de radiation électromagnétique aux fréquences Terahertz par le biais des oscillations de plasma dans des transistors nanométriques à température ambiante (**300 K**). Il a été rapporté jusque là, l'émission THz à **4.2 K**⁴⁶, dans un transistor InGaAs de haute mobilité et de 60 nm de longueur de grille. Nous observons l'émission à température ambiante par les transistors basés sur deux types d'hétérostructures : InGaAs/InAlAs et AlGaN/GaN. Pour les deux types nous obtenons un seuil d'émission bien défini en tension drain source V_{ds} . L'émission intégrée, qui dépend de la polarisation de la grille a été mesurée. Pour InGaAs/InAlAs nous observons seulement le signal d'émission intégré sur toute la gamme de fréquence (0.1 – 10 THz). La structure AlGaN/GaN HEMT quant à elle, présente de nombreux avantages (tension de claquage élevée, fonctionnant dans le domaine des hyperfréquences, excellente conductivité thermique) en tant que dispositif électronique destiné à fonctionner à haute puissance et haute température. Nous allons dans ce chapitre en montrer un autre avantage, en l'occurrence un fonctionnement en tant que source de radiation Terahertz à 300 K. La structure AlGaN/GaN émettant une radiation intense, permet une analyse spectrale de cette émission issue de l'amplification des ondes de plasma dans le canal. La puissance d'émission la plus élevée d'un dispositif simple a atteint $0.1\mu\text{W}$. L'émission est interprétée par l'une instabilité des ondes de plasma dans le canal du transistor.

Cette étude a montré que le gaz d'électron bidimensionnel situé dans le canal d'un transistor de haute mobilité peut être utilisé efficacement en tant qu'émetteur de radiation Terahertz.

⁴⁶W. Knap, J. Łusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, and M. S. Shur, Appl. Phys.Lett., **84**, 2331 (2004).

Transistor HEMT en tant que Source Terahertz

Sommaire

1. Introduction
 2. Principe de l'analyse spectrale dans le domaine THz
 - 2.1. Analyse spectrale par spectrométrie infrarouge à transformée de Fourier (FTIR)
 - Caractéristique optique d'un Laser à Cascade Quantique
 - 2.2. Spectromètre à Résonance Cyclotron (CR spectrometer)
 3. Transistor HEMT en tant que source Terahertz à 4.2 K
 - 3.1. Discussion : Seuil et Fréquence d'émission
 4. GaN/AlGaN source Terahertz, 300 K
 - 4.1. Discussion : Seuil et Fréquence d'émission
 5. Conclusion du Chapitre V
-

1. Introduction

L'utilisation des nanotransistors en tant que sources de rayonnement Terahertz a un intérêt certain, du point de vue de la facilité d'intégration dans un autre système optoélectronique. La réalisation d'une source de rayonnement Terahertz à base de transistor HEMT nanométrique fonctionnant à 300 K, permettra une avancée technique certaine dans la miniaturisation des systèmes fonctionnant à haute fréquence. Parallèlement, l'intérêt de telles sources repose sur la possibilité d'être intégrées en matrice de transistors, de manière à multiplier d'autant la puissance totale d'émission THz. L'un des critères fortement souhaité d'un tel système est son fonctionnement à température ambiante. Nous allons en donner dans ce qui suit, une première mise en évidence. Récemment Knap et al⁴⁷ ont démontré l'émission du rayonnement Terahertz par un transistor HEMT de longueur de grille $L_g = 60$ nm basé sur la structure InGaAs/InAlAs sur substrat InP à 4.2 K. Cette émission a été interprétée par le résultat de la génération des ondes de plasma due à l'instabilité Dyakonov Shur⁴⁸ ; les dépendances de l'émission à l'égard des tensions V_{gs} , V_{ds} aussi bien que de la longueur de la grille, L_g , ont été étudiées. Dans ce chapitre nous rapportons l'émission d'une radiation dans le domaine Terahertz par un HEMT GaN/AlGaN à température ambiante.

2. Principe de l'analyse spectrale dans le domaine THz

L'émission Terahertz observée a été obtenue par l'excitation du gaz d'électrons bidimensionnel dans un transistor HEMT par l'application d'une tension carrée délivrée par un générateur de tension, la fréquence de modulation est de 30 Hz, le rapport cyclique est de 0.5. Cette tension est appliquée sur le drain. La tension sur la grille est constante. Le contact source est connecté à la masse. L'émission a été analysée par deux méthodes. Nous avons mesuré le signal total intégré comme une fonction de l'amplitude de la tension drain source. En second lieu, nous avons mesuré le spectre en utilisant un Spectromètre à Transformée de Fourier (FTIR) ou un spectromètre à résonance cyclotron (CR Spectrometer). Les deux spectromètres travaillent sous vide, l'avantage d'une étude sous vide réside dans la diminution de l'absorption de rayonnement Terahertz par la vapeur d'eau, figure.V.1. Dans les deux cas, le signal du détecteur a été démodulé par un amplificateur synchrone (lock-in) à la fréquence de 30 Hz.

⁴⁷ W. Knap, J. Łusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, and M. S. Shur, Appl. Phys.Lett., **84**, 2331 (2004).

⁴⁸ M. Dyakonov and M. S. Shur, Phys. Rev. Lett. **71**, 2465 (1993)

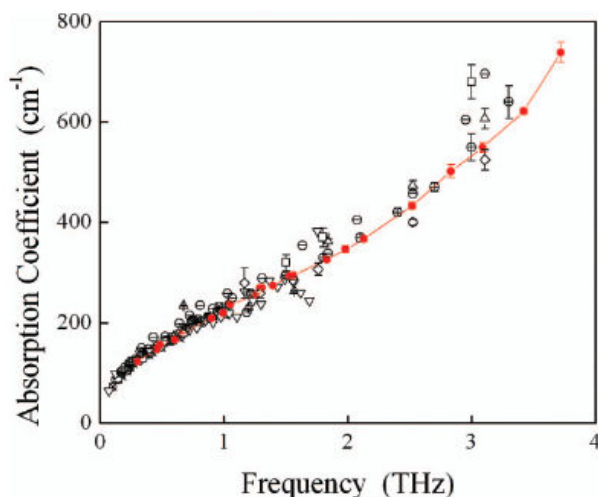


Fig.V. 1: Absorption de l'eau⁴⁹ dans le domaine Terahertz, déterminée par différentes méthodes d'analyse spectrales: femtosecond time domain transmission, Fourier transform spectroscopy, optically pumped FIR laser transmission spectroscopy, and FIR grating spectroscopy.

La figure V.1, montre l'importance de travailler sous vide, pour éliminer les pics d'absorption dus à la vapeur d'eau. L'étude sous vide permet également la normalisation des spectres obtenus.

2.1 Analyse spectrale par spectrométrie infrarouge à transformée de Fourier (FTIR)

Le principal élément d'un spectromètre FTIR est l'interféromètre de Michelson qui contient un miroir fixe C, un miroir mobile D, et une séparatrice B (Figure V.2). Celle-ci transmet la moitié du flux incident au miroir mobile et réfléchit l'autre moitié vers le miroir fixe. Les deux faisceaux réfléchis se retrouvent sur la séparatrice où ils interfèrent : Quand le miroir mobile et le miroir fixe sont à une même distance de la séparatrice, les amplitudes sont en phase à toutes les fréquences et les interférences sont constructives. Cette position de différence de marche nulle (ZPD pour zero path difference dans la Figure V.2) correspond au pic central de l'interférogramme. Lorsque le miroir mobile s'éloigne de la séparatrice, une différence de chemin optique apparaît, et une succession d'interférences constructives et destructives sont générées. Ces interférences dépendent de la position du miroir mobile et de la longueur d'onde de la radiation, de ce fait l'intensité totale est modulée temporellement. Le faisceau modulé après avoir traversé le compartiment à échantillons atteint le détecteur à bande large (bolomètre).

⁴⁹ Jing Xua, Kevin W. Plaxco, S. James Allen, J. Chemical. Phys., **124**, 036101, 2006

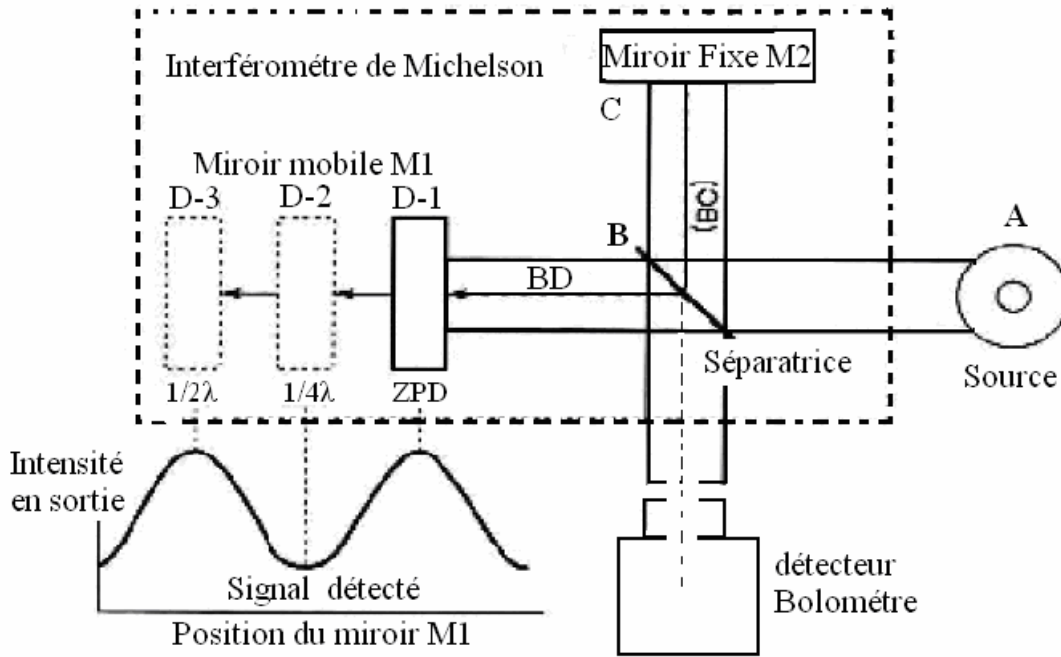


Fig.V. 2: Principe de la spectrométrie infrarouge à transformée de Fourier (FTIR)

Le signal du détecteur apparaît comme un interférogramme (Figure V.4), c'est à dire une signature de l'intensité en fonction de la position du miroir. L'interférogramme est la somme de toutes les fréquences du faisceau. Cet interférogramme est ensuite converti en un spectre infrarouge par une transformée de Fourier (FFT, Fast Fourier Transform).

Dans l'interféromètre de Michelson⁵⁰, au centre de la figure d'interférence, la différence de marche est⁵¹ $\delta = 2e + \lambda/2$, le déphasage est $\varphi = 2\pi\delta\sigma$, où $\sigma = 1/\lambda$ est le nombre d'onde, en cm^{-1} et e est le déplacement du miroir M1. Le terme $\lambda/2$ vient du fait que les deux rayons traversent en sens opposés verre air ou air verre. L'interférogramme se met sous la forme,

$$I(\Delta) = \int_0^{\infty} \phi(\sigma) \cos(2\pi\sigma.\Delta) d\sigma$$

Où $\phi(\sigma)$ est le flux total incident, indépendant de Δ , et $\Delta = 2e$. Par transformée de Fourier de l'interférogramme $I(\Delta)$, le spectre est donné par:

$$\phi(\sigma) = \int_0^{\infty} I(\Delta) \cos(2\pi\sigma.\Delta) d\Delta$$

Le miroir mobile permet de faire varier Δ , donc permet d'obtenir $\phi(\sigma)$.

⁵⁰ Plate-forme Optique et Photonique C.E.S.I.R.E. Université J.Fourier Grenoble

⁵¹ Introduction to Step-Scan FTIR, T.J Johnson and G. Zachmann, Bruker Optic

➤ **Caractéristique optique d'un laser à cascade quantique par FTIR**

Pour l'analyse spectrale, le transistor ou le laser à cascade quantique est placé au point focal du miroir d'entrée du spectromètre à Transformée de Fourier (ou spectromètre FTIR) (Figure V.3). Le détecteur infrarouge est un bolomètre Si refroidi à 4.2 K placé à la sortie du spectromètre, et équipé de filtres (Filtre 1 : 0.05 – 25 THz ; Filtre 2 : 0.05 – 10 THz, Filtre 3 : 0.05 – 3 THz).

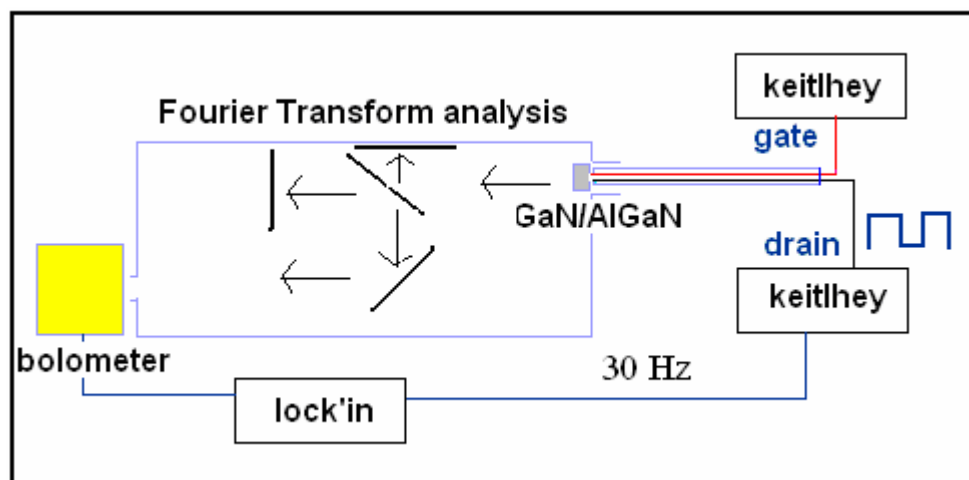


Fig.V. 3: Protocole expérimental de l'analyse spectrale de la radiation THz émise par un transistor HEMT à 300 K (GES, Université Montpellier II). L'émission THz est détectée par le bolomètre Si refroidi puis mesurée par l'amplificateur synchrone. Le spectromètre FTIR est maintenu sous vide.

Pour une radiation monochromatique de nombre d'onde $\sigma_0 = 1/\lambda_0$, le flux incident peut s'écrire $\phi(\sigma) = \phi_0 \cdot \delta(\sigma - \sigma_0)$, où $\delta(\sigma - \sigma_0)$ est la fonction de Dirac centrée sur σ_0 .

L'interférogramme sera alors de la forme :

$$I(\Delta) = \int_0^{\infty} \phi_0 \cdot \delta(\sigma - \sigma_0) \cos(2\pi\sigma \cdot \Delta) d\sigma = \phi_0 \cos(2\pi\sigma_0 \Delta)$$

L'interférogramme sera donc une sinusoïde. Nous obtenons expérimentalement la figure V.4

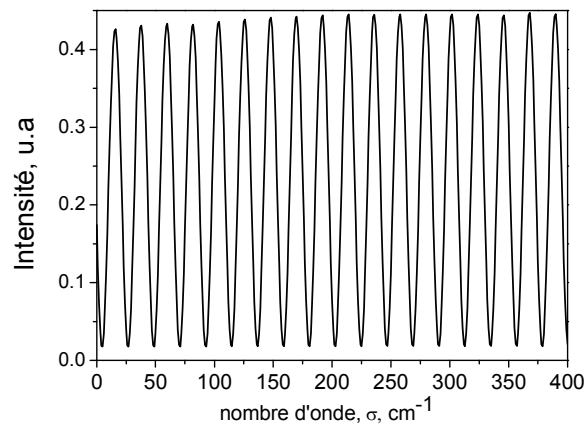


Fig.V. 4: Interférogramme par FTIR d'un laser à cascade quantique ayant une émission monochromatique. La résolution est 10 cm^{-1} dans le domaine spectral investigué.

La figure V.4, représente l'interférogramme de l'émission d'un laser à cascade quantique (QCL), travaillant à 4.2 K. Cette méthode Step Scan, nous permet de suivre en temps réel, la variation de l'intensité mesurée. Le QCL, émet à basse température, à une fréquence de 95 cm^{-1} (2.9 THz). Nous avons donc adapté un cryostat oxford à l'entrée du FTIR par l'intermédiaire d'une fenêtre en téflon, permettant une analyse spectrale avec une résolution pouvant atteindre 0.2 cm^{-1} et pour un domaine de température entre 4,2 K et 300 K,. La figure V.4, représente la sinusoïde enregistrée pour un QCL, démontrant que la raie est bien monochromatique. La Transformée de Fourier Rapide de cet interférogramme nous donne directement le spectre (Figure V.5).

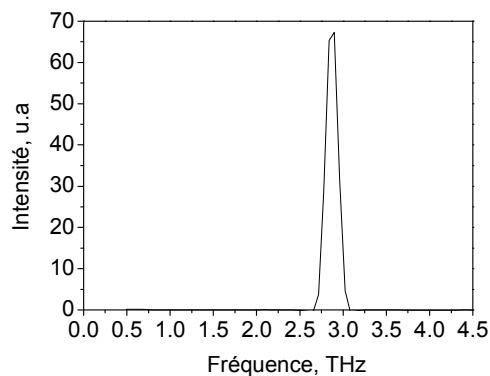


Fig.V. 5: Spectre de la radiation du laser QCL à 4.2 K pour une tension pulsée appliquée $U= 5.4 \text{ Volt}$, et des impulsions de durée $100\mu\text{s}$.

La largeur de raie observée est élargie par rapport à la largeur réelle du fait de la faible résolution utilisée lors de cette expérience (de 10 cm^{-1}). Cette mesure de l'émission monochromatique nous a permis de calibrer et tester notre système de mesure en mode « Step Scan ». L'intérêt de ce mode

d'utilisation est qu'il nous permet de travailler avec de faibles intensités incidentes. Le miroir mobile se déplace et s'arrête pendant la durée d'enregistrement du signal. Le signal est démodulé via un amplificateur synchrone externe et est ensuite envoyé au ordinateur pour le calcul de la transformée de Fourier. Le mode Step Scan est en résumé une méthode qui permet de parcourir tout le spectre pas à pas. Cette méthode étant très lente (1h30 pour l'acquisition d'un spectre), le spectromètre doit être extrêmement stable durant ce laps de temps. Nous avons préparé les expériences de manière à garantir la meilleure stabilité mécanique et le minimum de bruit parasite :

- Le spectromètre FTIR est sur une table optique pneumatique (Laminar Flow Isolator), isolation des secousses du sol.
- Il est alimenté à travers un onduleur, filtre électrique.
- Il travaille sous vide.
- Utilisation du Filtre optique
- Expériences durant la nuit de manière à s'affranchir au maximum des vibrations et des chocs électriques.

L'onduleur permet de « lisser » la tension électrique, c'est-à-dire supprimer les crêtes dépassant un certain seuil. En cas de coupure de courant, l'énergie emmagasinée dans la batterie de secours permet de maintenir les alimentations de l'équipement pendant un temps réduit (de l'ordre de 5 à 10 minutes). Au-delà du temps d'autonomie de la batterie, l'onduleur permet de basculer vers d'autres sources d'énergie.

Par la suite, la mesure de l'intensité totale intégrée sur la gamme 0.05 – 10 THz, le transistor est placé directement devant la fenêtre du bolomètre sans système guide d'onde supplémentaire ; Les mesures n'ont donc pas été faites sous vide.

2.2 Spectromètre à résonance cyclotron

Les expériences à 4.2 K ont été réalisées par le biais d'un spectromètre à résonance cyclotron. La radiation a été mesurée par un détecteur InSb, sélectif par application d'un champ magnétique (voir Réf⁵² pour plus de détails). La valeur de l'intensité intégrée du signal a été mesurée à champ magnétique nul. La résolution du détecteur est de 0.25 THz, la gamme de fréquence étudiée est comprise entre 0.2 et 4.5 THz. Cette gamme est limitée par la valeur du champ magnétique et par la bande spectrale du détecteur).

⁵² W. Knap, J. Łusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, and M. S. Shur, Appl. Phys. Lett. **84**, 2331, 2004

Cette méthode d'analyse spectrale est basée sur l'effet de résonance cyclotron ($\omega_c = eB/m^*$). C'est à l'origine une méthode développée pour la mesure de la masse effective m^* des porteurs. Pour le détecteur InSb, la masse effective est de $m^* = 0,0145m_0$, et la mobilité électronique est très grande, de l'ordre de $80\,000\text{ cm}^2/\text{Vs}$. Le facteur de qualité correspondant $\omega_c\tau$, est supérieur à 1 à la température de 4.2 K et pour un champ magnétique de 1 Tesla. La fréquence cyclotron correspondante est de 2 THz, donc la gamme de fréquence accessible par ce détecteur convient parfaitement à notre étude. De plus, comme nous le verrons par la suite, l'émetteur et le détecteur sont plongés dans un bain d'hélium à 4.2 K et de ce fait, complètement isolés de la radiation du corps noir à 300 K. Nous avons un détecteur très sensible et accordable avec le champ magnétique, donc très utile pour une spectroscopie THz.

L'idée du spectromètre à résonance cyclotron a été proposée en 1980⁵³, et le spectromètre que nous avons utilisé a été construit par W. Knap⁵⁴ en 1992.

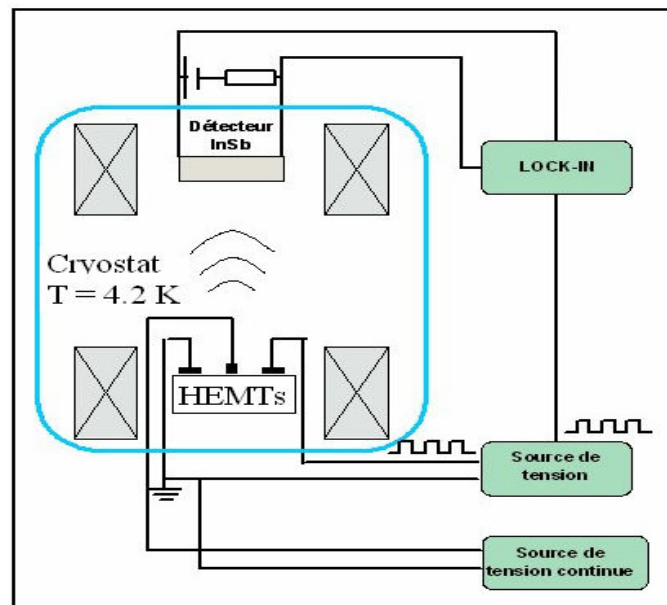


Fig.V. 6: Schéma⁵⁵ de principe du spectromètre à résonance cyclotron. Dans ce schéma, la source à caractériser est un transistor HEMT.

L'échantillon et le détecteur sont placés dans un tube en cuivre qui sert de guide d'onde, la distance entre les deux étant de 22 cm. L'ensemble se trouve au centre d'une bobine supraconductrice qui fournit un champ magnétique pouvant varier de 0 à 14 T. La bande spectrale du détecteur InSb est fonction du champ magnétique appliqué : le détecteur est accordable par le champ magnétique de la

⁵³E. Gornik, in *Narrow Gap Semiconductors Physics and Applications*, edited by W. Zawadzki, Vol. 133, Springer, Berlin, 1980, pp. 160–175

⁵⁴W. Knap et al., *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 3293, 1992

⁵⁵<http://www.terapole.univ-montp2.fr/Recherche>

bobine située dans la partie haute du cryostat. La bobine de la partie basse sert à l'étude de l'émetteur en champ magnétique (non utilisée dans cette étude). Pour une lecture approfondie du principe du spectromètre à résonance cyclotron, se référer à : *W. Knap et al, Rev. Sci. Instrum. 63, 3293, 1992*. On utilise une détection synchrone pour mesurer le signal issu du détecteur. La température de fonctionnement est de 4.2 K. La source de rayonnement peut être un transistor, un QCL ou tout autre dispositif optoélectronique. Par cette technique de spectrométrie par résonance cyclotron on obtient directement le spectre d'émission, en ayant au préalable calibré la correspondance « champ magnétique – fréquence ». Cette méthode est complémentaire de celle de la spectroscopie à transformée de Fourier. La résolution de cette spectrométrie est faible comparé à celle du FTIR. Cependant les avantages majeurs sont la possibilité d'analyse de faibles intensités et de s'affranchir l'émission de background à 300 K. La source et le détecteur sont très proche dans un guide d'onde plongé dans le bain d'hélium, alors que le FTIR possède un trajet optique relativement long et comportant plusieurs miroirs, dans un environnement à température ambiante.

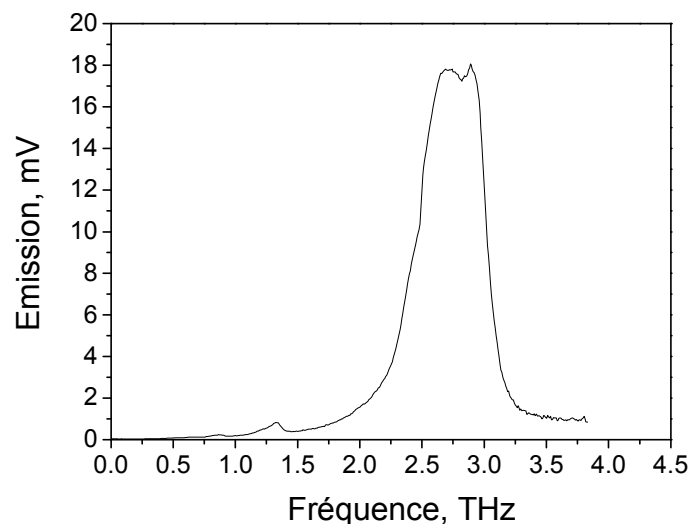


Fig.V. 7: Spectre émis par un QCL mesuré sur le spectromètre à résonance cyclotron. La température est de 4.2 K, la tension pulsée appliquée de 6 Volt, et la largeur temporelle des impulsions de 50 μ s

Le spectre du QCL, est large comparé au spectre obtenu par le FTIR. Ces deux méthodes possèdent des avantages complémentaires : meilleure résolution pour le FTIR et meilleure sensibilité pour le spectromètre à résonance cyclotron.

3 Transistors HEMT en tant que sources THz à 4.2 K

L'excitation des ondes de plasma dans un transistor HEMT peut être utilisée pour générer des radiations terahertz (cf. [chapitre II](#)). La principale difficulté est d'obtenir des conditions aux bords du canal favorables à l'amplification des ondes plasma. Dans le cas idéal traité par M. Dyakonov et M. Shur, les conditions aux bord nécessaires correspondent à une impédance grille-source ($Z_{gs} = 1/i\omega C_{gs}$) tendant vers zéro et une impédance grille-drain ($Z_{gd} = 1/i\omega C_{gd}$) tendant vers l'infini. Expérimentalement, la source est donc connectée à la masse et la tension V_{ds} appliquée est proche de V_{sat} (V_{ds} en régime de saturation). La figure V.8 présente le résultat des calculs de la capacité pour InGaAs/InAlAs en utilisant le model exposé dans la ref⁵⁶. La capacité (C_{gs}) grille-source augmente et la capacité (C_{gd}) grille drain tend vers zéro, en augmentant V_{ds} . Ces conditions devraient être satisfaites dans le régime de saturation du transistor.

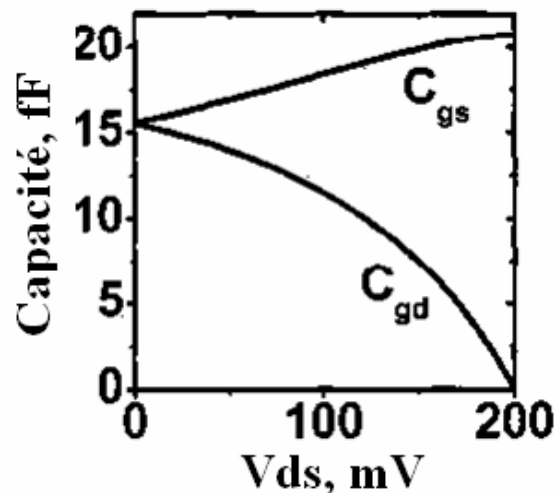


Fig.V. 8: Capacité en fonction de la tension drain-source V_{ds} , dans le cas d'un transistor InGaAs/InAlAs.

L'analyse spectrale de l'émission à 4.2 K est faite à l'aide du spectromètre à résonance cyclotron. La radiation est détectée par un détecteur accordable InSb. La mesure de l'intensité d'émission intégrée a été obtenue avec le même détecteur InSb à champ magnétique nul. Le détecteur devient sélectif uniquement quand un champ magnétique est appliqué.

Nous avons vu dans le [chapitre II](#), que l'émission THz provenant de l'excitation des ondes de plasma dans le canal du transistor doit avoir un comportement de seuil en tension V_{ds} . Nous allons

⁵⁶ 7T. Fjeldly, T. Ytterdal, and M. S. Shur, Introduction to Device and Circuit Modeling for VLSI, Wiley, New York, 1998, pp. 303.

dans cette partie étudier expérimentalement ce seuil d'émission pour un transistor HEMT GaN/AlGaN. Le transistor D2T2 étudié comporte 4 grilles de longueur $L_g = 0.15 \mu\text{m}$, de largeur $W = 50 \mu\text{m}$, une distance grille drain de $2 \mu\text{m}$, et une distance entre les grilles de $35 \mu\text{m}$. La tension de seuil est $V_{th} = -3.4 \text{ Volt}$, et la densité d'électrons $n_s = 8.8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

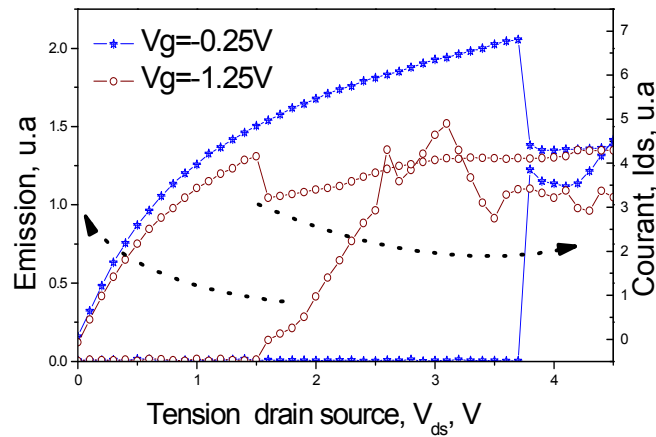


Fig.V. 9: Caractéristique $I_{ds} - V_{ds}$ et l'intensité d'émission intégrée du HEMT GaN/AlGaN D2T2 à 4.2 K, pour V_{gs} variant de -0.25V à -1.25 Volt.

La figure V.9 présente les caractéristiques $I(V)$ du transistor D2T2 à 4.2 K, ainsi que l'émission intégrée entre 0.2 THz et 4.5 THz, mesurée pour deux valeurs de tension de grille. Cette figure met en évidence une instabilité dans le régime de saturation des caractéristiques $I(V)$ du transistor. Nous remarquons en effet une chute de courant conséquente et brutale au-delà du coude de saturation. Cette chute n'est corrélée à un seuil d'émission de radiations THz dont l'origine n'est pas claire à ce stade de l'étude. Comme nous l'avons vu précédemment, ce seuil (V_{seuil}) d'émission est cependant prédit par la théorie d'instabilité de Dyakonov-Shur. En augmentant la polarisation de la grille, la chute de courant et le seuil d'émission (V_{seuil}) se déplacent vers des faibles valeurs de V_{ds} ($V_{gs} = -0.25 \text{ V}$, $V_{seuil} = 3.7 \text{ V}$; $V_{gs} = -1.25 \text{ V}$, $V_{seuil} = 1.5 \text{ V}$). Le même genre de comportement a été observé pour un transistor InGaAs/InAlAs. Il faut absolument noter ici ces résultats sont reproductibles. Par ailleurs, la chute de courant dans GaN/AlGaN est plus abrupte que dans le transistor InGaAs/InAlAs (cf. Figure V.10).

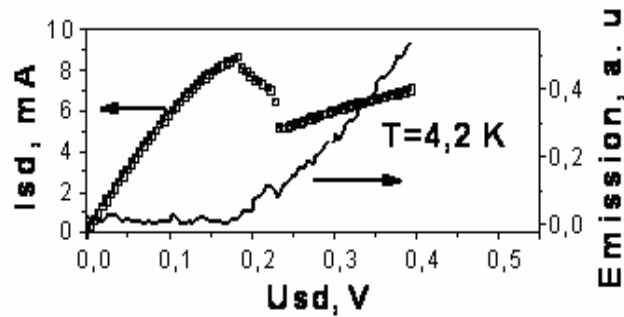


Fig.V. 10: Caractéristique I_{ds} - V_{ds} et l'intensité d'émission intégrée en fonction de V_{ds} , pour un HEMT InGaAs/InAlAs à 4.2 K, avec $V_{gs} = 0$ Volt.

Si on compare les figures V.9 et V.10, le phénomène de chute de courant se produit pour InGaAs/InAlAs avec une variation d'intensité d'émission plus faible que pour GaN/AlGaN. L'intensité reste cependant une fonction croissante de V_{ds} dans le transistor InGaAs/InAlAs.

Pour étudier le spectre de cette émission, nous appliquons les tensions V_{ds} et V_{gs} donnant une émission sur la Fig.V.9. Cette émission est ensuite analysée par le biais du spectromètre à résonance cyclotron. Le domaine de fréquence inspecté est 0.2 - 4.5 THz, la résolution est de 0.25 THz.

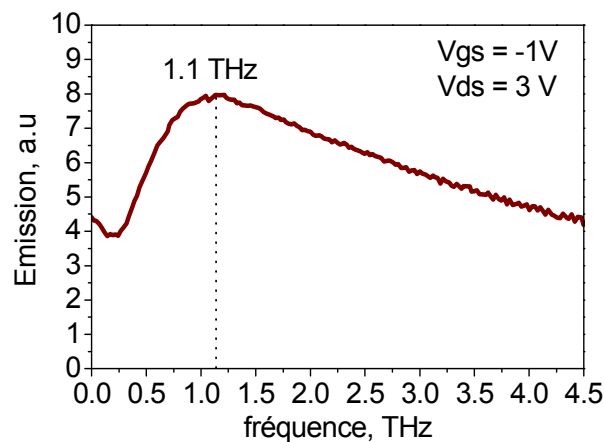


Fig.V. 11: Spectre d'émission du transistor GaN/AlGaN, D2T2, pour $V_{gs} = -1$ V et $V_{ds} = 3$ V, analysé par spectroscopie CR à 4.2 K

La figure V.11 indique que la radiation émise par le transistor GaN/AlGaN D2T2, pour une polarisation de V_{ds} de 3 Volt, et de V_{gs} de -1 Volt, est une radiation Terahertz dont la fréquence est de l'ordre de 1.1 THz à 4.2 K. La largeur du pic à mi hauteur est de l'ordre de 2 THz. La figure V.12 montre également l'émission Terahertz pour trois polarisations différentes de la grille et pour

une tension de drain constante (4 Volt). Trois pics correspondant au maximum d'émission sont présents.

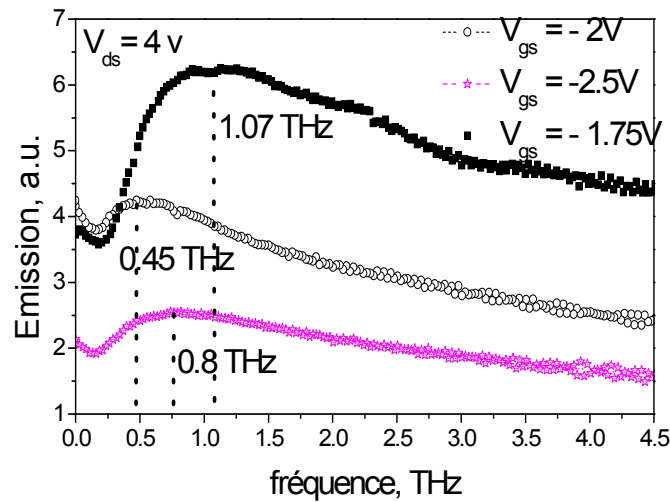


Fig.V. 12: Spectre du GaN/AlGaIn D2T2, pour $V_{ds} = 4V$ et V_{gs} (-1.75, -2, -2.5V), par CR spectroscopy.

Le maximum de l'émission se déplace, en fonction de la tension appliquée sur la grille. Pour $V_{gs} = -1, -1.75, -2,$ et -2.5 Volt, le maximum se situe respectivement autour de 1.1, 1.07, 0.45, et 0.8 THz.

Comparons ces résultats avec ceux du transistor D2T1 de géométrie différente. Le transistor D2T1 possède 2 grilles de longueur $L_g = 0.25 \mu m$, de largeur $W = 200 \mu m$, avec une distance grille-drain de $3 \mu m$, une distance entre les grilles de $100 \mu m$, $V_{th} = -3.2$ Volt, et $n_s = 8.8 \cdot 10^{12} cm^{-2}$. D2T1 est donc de plus grande dimension que D2T2.

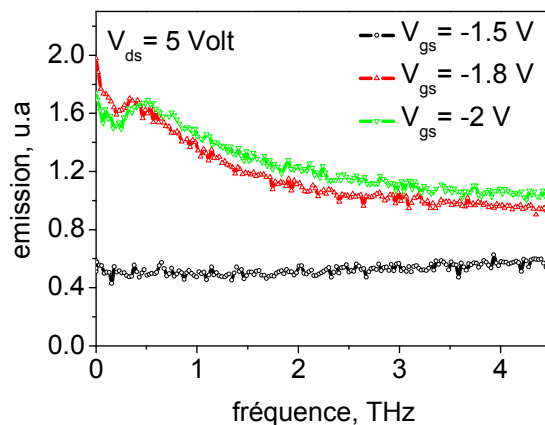


Fig.V. 13: Spectre du GaN/AlGaIn D2T1 pour $V_{ds} = 5 V$ et V_{gs} (-1.5, -1.8, -2V), par Spectroscopie CR.

La figure V.13 présente le spectre de l'émission du transistor D2T1 pour trois polarisations de la grille, V_{gs} (-1.5, -1.8, -2 Volt). Il apparaît un maximum d'émission à basse fréquence (0.4 THz), moins marqué que pour le transistor D2T2. Nous avons une émission large bande. Pour une polarisation de la grille de -1.5 Volt, l'émission est faible et large bande (aucun maximum). L'existence de l'émission dépend donc de la tension de grille V_{gs} et de la tension sur le drain V_{ds} . La figure V.14, présente l'émission intégrée en fonction de V_{gs} pour $V_{ds} = 5$ volt et pour les deux transistors D2T1 et D2T2.

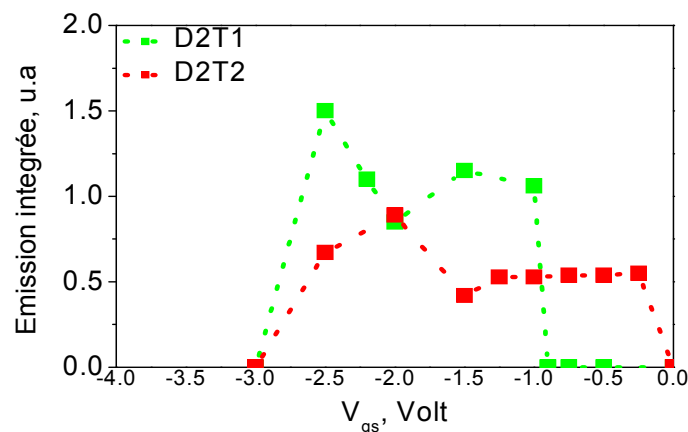


Fig.V. 14 : Emission totale intégrée en fonction de V_{gs} pour $V_{ds} = 5$ Volt.

Il existe un domaine d'émission pour chacun de ces transistors. Pour le transistor D2T1, l'émission a lieu pour $-3V < V_{gs} < -1V$ et pour le transistor D2T2, l'émission survient pour $-3V < V_{gs} < -0.2V$.

3.1 Discussion : Seuil et fréquence d'émission

Les deux transistors HEMT GaN/AlGaIn, D2T1 et D2T2, émettent une radiation THz avec un comportement de seuil. La position de ce seuil (V_{seuil}) dépend de la polarisation de la grille (V_{gs}) et de la polarisation sur le drain (V_{ds}). V_{seuil} diminue en augmentant la polarisation sur la grille, pour les deux transistors. Cependant le spectre d'émission a une structure différente pour les deux échantillons. Le transistor D2T2 présente une structure avec des maxima marqués, alors que le spectre du transistor D2T1, présente l'allure d'une source large bande. La différence de structure entre les spectres peut éventuellement provenir des dimensions des transistors, seule véritable

distinction entre les deux transistors étudiés. Les résultats obtenus à 4.2 K, pour GaN/AlGaN par spectromètre à résonance cyclotron sont en accord avec les résultats obtenus par Knap en 2004⁵⁷.

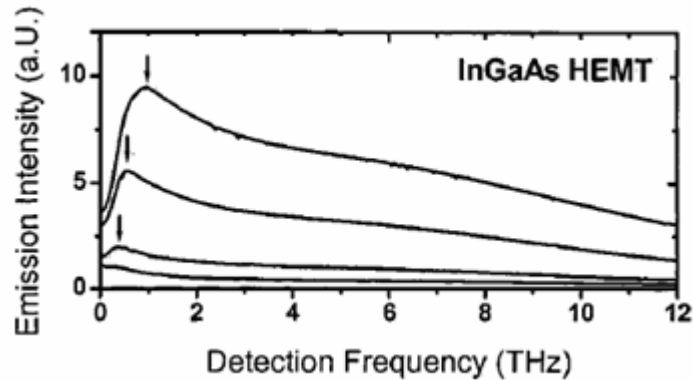


Fig.V. 15 : Spectres d'émission de InGaAs HEMT pour différentes tensions V_{ds} . Les flèches marquent les maximums de l'émission à 0.42, 0.56, et 1.0 THz pour V_{ds} : 0.3, 0.6, et 0.8 V, respectivement. La longueur de grille est $l_g = 60$ nm, La température est de 4.2 K.

Knap et al ont montré, le spectre d'émission pour un transistor InGaAs HEMT de 60 nm de longueur de grille (Voir Fig. V.15) mesuré à 4.2 K. Le maximum d'émission se situe autour de 1THz pour une polarisation sur la grille de $V_{gs} = -0.12$ V et de $V_{ds} = 0.8$ V. La tension de saturation (V_{sat}) étant de 0.2 V, le transistor fonctionne en régime de saturation. Ils mettent également en évidence le phénomène de seuil (V_{seuil}), prédit par la théorie de l'instabilité des ondes de plasma.

Dans la partie précédente, nous avons montré que l'émission possède un seuil en fonction de V_{ds} . Selon la théorie, le seuil d'émission est la valeur pour laquelle l'incrément d'amplification ω'' devient positif. Nous allons estimer la valeur de la vitesse de dérive des électrons v_0 et la valeur de la vitesse de l'onde s de plasma, sachant que l'incrément d'amplification est une fonction du nombre de Mach, v_0/s . Les électrons possèdent une vitesse de dérive difficile à définir de manière analytique, nous pouvons l'estimer dans le transistor HEMT GaN/AlGaN par $v_0 = \frac{I_{ds}}{e.n_s.W}$, la valeur de la vitesse de dérive maximale des électrons dans un transistor HEMT

est rapportée par le calcul Monte Carlo⁵⁸ à 2.5×10^7 cm/s. La densité électronique dans le canal du transistor est donnée par $n_s = \frac{CU}{e}$ et la vitesse de l'onde de plasma par $s = \sqrt{\frac{eU}{m^*}}$. Nous obtenons :

⁵⁷W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy and M. S. Shur, Appl.Phys. Lett., V. 84, N 13, pp.2331-2333, 2004.

⁵⁸ Udayan V. Bhapkar, and M.Shur, **82**, Issue 4, pp. 1649-1655, 1997

$$\frac{v_0}{s} = \frac{I_{ds}}{CUW} \times \sqrt{\frac{m^*}{eU}} = \frac{I_{ds} \sqrt{m^*}}{CW \sqrt{e} \times U^2}, \text{ avec } C = \frac{d}{\epsilon}.$$

Nous pouvons alors estimer le paramètre v_0/s pour les deux transistors D2T1 et D2T2. La figure V.15 montre l'estimation du paramètre v_0/s en fonction de la tension appliquée sur la grille V_{gs} pour les deux transistors D2T1 et D2T2

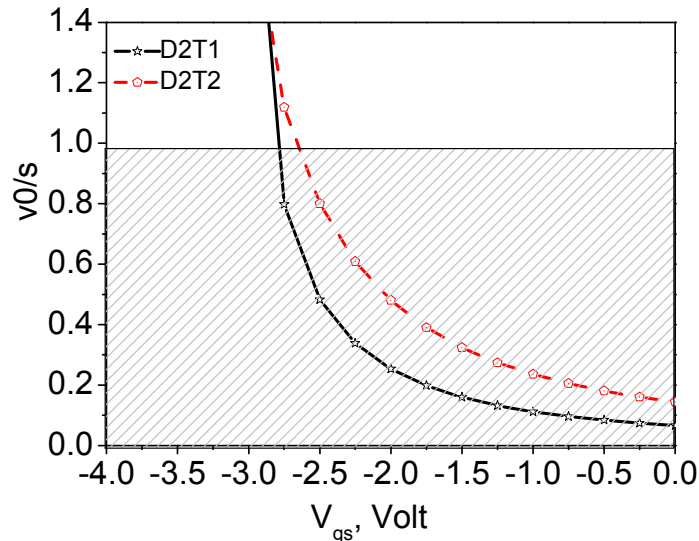


Fig.V. 16 : Paramètre v_0/s en fonction de la tension appliquée V_{gs} , dans GaN/AlGaIn, D2T1 et D2T2, pour $V_{ds} = 5$ Volt. La partie hachurée indique le domaine d'existence de l'amplification, $0 < \omega'' < 1$

Selon la théorie de Dyakonov-Shur relative aux ondes de plasma, il existe deux domaines d'instabilité distincts. Le premier domaine où l'incrément est positif (domaine hachuré dans lequel $0 < v_0/s < 1$ sur la figure V.16) est le domaine où l'amplification des ondes est possible par réflexion entre les contacts source et drain, autrement dit, c'est le domaine pour lequel l'émission de radiations est possible. Le second domaine dans lequel nous avons $v_0/s > 1$, commence lorsque l'amortissement de Landau^{59,60} a pris place, c'est-à-dire lorsque les électrons ont acquis une vitesse comparable à celle des ondes de plasma. Dans ce cas les ondes sont amorties en transférant leur énergie aux électrons. Les ondes n'ont donc plus le temps d'atteindre les bords du canal pour y être amplifiées. L'incrément d'instabilité des ondes de plasma change alors de signe pour devenir négatif et le système est alors stable. En d'autres termes, ce second domaine est celui dans lequel l'émission THz est impossible par le biais de cette instabilité Dyakonov Shur.

⁵⁹ Amortissement Landau en Physique des plasmas, R. Belaouar1, T. Colin, G. Gallice, C. Galusinski

⁶⁰ Physique des plasmas, J. M. Rax, Dunod, (2005)

Reprenons les figures V.14 et V.16, où nous avons la mesure de l'émission intégrée, et l'estimation du ratio v_0/s en fonction de V_{gs} , respectivement sur la figure V.16'.1.

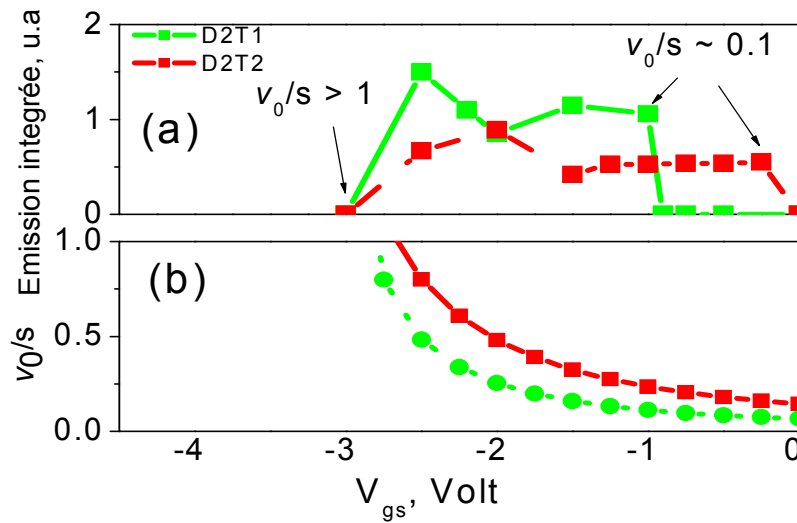


Fig.V.16' 1 : (a) : Emission totale intégrée en fonction de V_{gs} pour $V_{ds} = 5$ Volt. (b) : Paramètre v_0/s en fonction de la tension appliquée V_{gs} , dans GaN/AlGaN, D2T1 et D2T2, pour $V_{ds} = 5$ Volt.

Les seuils d'émission (marqués par les flèches sur la figure V.16'1 – a) en V_{gs} pour les deux transistors sont différents (-0.5 V, -1 V). La valeur correspondante de ce seuil en valeur v_0/s est de l'ordre de 0.1. Cette valeur du ratio de 0.1 correspond au domaine d'instabilité des ondes de plasma. Il semblerait que l'existence de l'émission mesurée possède un domaine d'existence avec une limite inférieure en valeur du ratio v_0/s de 0.1.

Sur la figure V.16'1 – a, l'émission disparaît pour une tension de -3 V pour lequel le ratio v_0/s est supérieur à 1. Cette limite supérieure est identique pour les deux transistors. Il semblerait que l'onde de plasma soit atténuée par l'amortissement Landau.

L'amortissement Landau est dû à l'échange d'énergie entre une onde plasma et les particules dans le plasma. Ces particules ont des vitesses légèrement plus faibles que s , et seront accélérés par la champ électrique de l'onde de plasma pour se déplacer à la vitesse s , pendant que les particules possédant des vitesses légèrement plus grandes que s seront décélérées par le champ électrique de l'onde de plasma, en cédant de l'énergie à l'onde. Cependant, les particules possédant une vitesse v_0 légèrement plus faible que s sont plus nombreuses que les particules allant plus vite que l'onde de plasma. Il y a donc plus de particules qui prennent de l'énergie à l'onde de plasma, ce qui mène à une atténuation de l'onde de plasma.

Cette comparaison entre le domaine d'instabilité et le domaine d'existence de l'émission du point de vue expérimental permet de comprendre le phénomène de seuil. Ce phénomène de seuil (V_{seuil})

peut être expliqué par la valeur qu'il faut atteindre en tension appliqué pour provoquer une amplification ($0 < v_0/s < 1$, cas idéal). Nous avons montré expérimentalement un domaine d'existence d'émission en valeur de v_0/s ($0.1 < v_0/s < 1$) correspondant qualitativement à la théorie prenant compte les frottements et dévoilant donc un seuil d'émission pour une valeur non nulle de la valeur de la vitesse des électrons.

Nous allons maintenant calculer la fréquence des ondes plasma pour ces deux structures, afin de connaître la position du pic d'émission en fonction de la tension V_{gs} . La fréquence de plasma est déterminée par la densité d'électrons dans le canal sous la grille, la vitesse de dérive des électrons, et la longueur effective L_{eff} . Le dernier terme dépend de la géométrie de la structure et est aussi affecté par la tension drain source dû à l'effet de la modulation de la longueur de la grille, dans le régime de saturation. La longueur effective de la grille, $L_{eff} = L + 2d$ où L est la longueur de la grille ($0.25 \mu\text{m}$ et $0.15 \mu\text{m}$, pour D2T1 et D2T2, respectivement) et d est l'épaisseur de la barrière, 20 nm pour les deux échantillons (Voir, Chapitre II, paragraphe : Structure et Technologie). La fréquence du mode fondamental dans la région sous la grille, sachant que la vitesse des ondes de

plasma s est donnée par la relation, $s = \sqrt{\frac{eU_0}{m^*}}$ est présentée par l'équation V.1:

$$f = \frac{1}{4L_{eff}} \left(\frac{s^2 - v_0^2}{s} \right), \text{ Eq.V. 1}$$

Pour expliquer de manière qualitative le déplacement des pics expérimentaux, il est nécessaire de prendre en compte l'effet de la région sans grille, recouverte par le cap layer. Comme prédit par Ryzhii et al⁶¹ (détail dans le Chapitre IV, InGaAs/InAlAs détecteur THz à 300 K), les régions sans grille, affectent considérablement la fréquence d'oscillation de plasma dans un HEMT: la fréquence de résonance baisse avec la longueur de la région sans grille. Pour prendre en considération cet effet, l'équation Eq.V.1 sera corrigée par un terme en L_c , où L_c est la longueur de la région sans grille. Eq.V.1 donne Eq.V.2:

$$f = \frac{1}{L_{eff} + 2L_c} \left(\frac{s^2 - v_0^2}{s} \right), \text{ Eq.V. 2}$$

Cette expression de la fréquence est reportée dans la figure V.17 :

⁶¹V. Ryzhii, A. Satou, W. Knap, and M. S. Shur, Journal of Applied Physics 99, 084507 (pages 5) (2006)

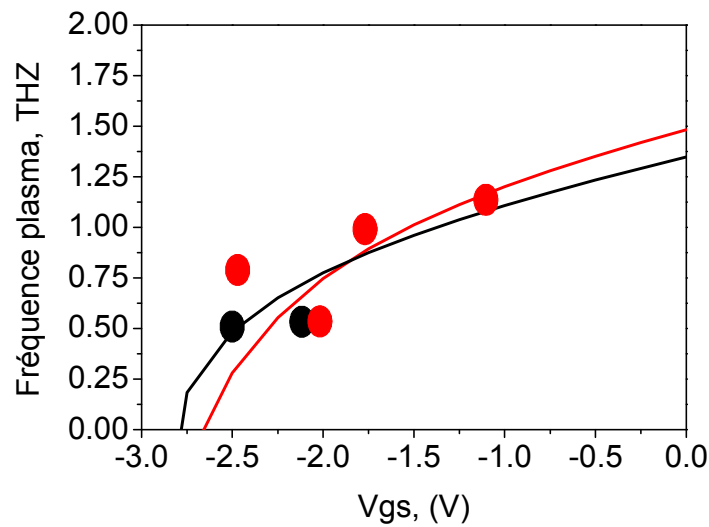


Fig.V. 17: Fréquence du mode fondamental sous la grille tenant compte de la longueur effective, calculée comme une fonction de V_{gs} (trait continu noir : D2T1, rouge D2T2). Les cercles correspondent à la position en fréquence du pic d'émission (●, D2T1 et ● D2T2)

La figure V.17, présente la fréquence de plasma calculée par l'équation Eq.V.2, les cercles représentent la position des pics expérimentaux. Nous observons ici un bon accord entre la position des pics expérimentaux, et la fréquence de plasma calculée par l'équation Eq.V.2. Par cette figure V.17, on peut noter que nous avons ici une source émettant des radiations dans le domaine 0.4 à 1.1 THz. Malgré la largeur des pics d'émission (mauvais facteur de qualité) cette source est accordable en V_{gs} et V_{ds} . En d'autres termes, il est possible d'ajuster la fréquence de la radiation, en changeant la polarisation sur la grille.

Nous avons aussi mesuré la puissance d'émission intégrée de ces deux structures. Nous obtenons, pour le GaN/AlGaN HEMT D2T1, une puissance d'émission de 0.22 μ W et 0.02 μ W pour le D2T2. Cette première étude à 4.2 K, nous laisse entrevoir une éventuelle application de cette structure de transistor en tant qu'émetteur THz. Nous allons dans ce qui suit, développer la même étude pour un fonctionnement de ces transistors à 300 K.

4 GaN/AlGaN source THz à 300 K

Après cette première étude à 4.2 K, intéressons nous au comportement de ce genre de sources THz à 300 K. Le fonctionnement à température ambiante reste très attrayant en vue d'applications. Nous avons jusqu'ici montré l'existence du seuil d'émission à 4.2 K, nous avons aussi obtenu un pic d'émission qui se déplace en fonction de V_{gs} . Nous allons maintenant étudier trois transistors

formés par le couple GaN/AlGaN, nommés GaN1, GaN2, GaN3, voir chapitre III. Ces trois transistors possèdent une densité électronique plus importante ($1.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$). Nous allons tout d'abord mesurer, comme dans le cas de l'étude à 4.2 K, l'émission intégrée sur 0.5 – 10 THz, en fonction de la tension appliquée sur le drain, V_{ds} . La source sera connectée à la masse, nous appliquons une tension carrée de fréquence 30 Hz, L'échantillon GaN1 sera disposé devant le bolomètre Si refroidi. Sans aucun moyen de focalisation, nous enregistrons le signal par le biais de l'amplificateur synchrone. Les résultats sont présentés dans la figure V.18.

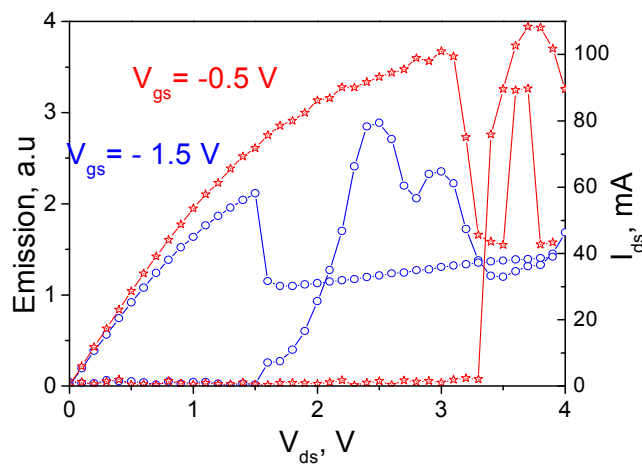


Fig.V. 18 : Caractéristique $I_{ds} - V_{ds}$ et l'intensité intégrée du GaN1 à 300 K, $V_{gs} = -0.5$ Volt et $V_{gs} = -1.5$ Volt.

La figure V.18, présente l'émission intégrée en fonction de V_{ds} , et la caractéristique $I_{ds} - V_{ds}$. Ces résultats sont comparables aux résultats obtenus dans la figure V.9 à 4.2 K. Pour $V_{gs} = -0.5$ Volt, nous avons V_{seuil} de l'ordre de 3.3 Volt, et pour $V_{gs} = -1.5$ Volt, nous avons V_{seuil} de l'ordre de 1.5 Volt, le seuil d'émission diminue avec l'augmentation de la tension sur la grille V_{gs} . Nous retrouvons les mêmes caractéristiques que sur la figure V.9. Il existe bien une chute de courant dans le régime de saturation liée à une émission.

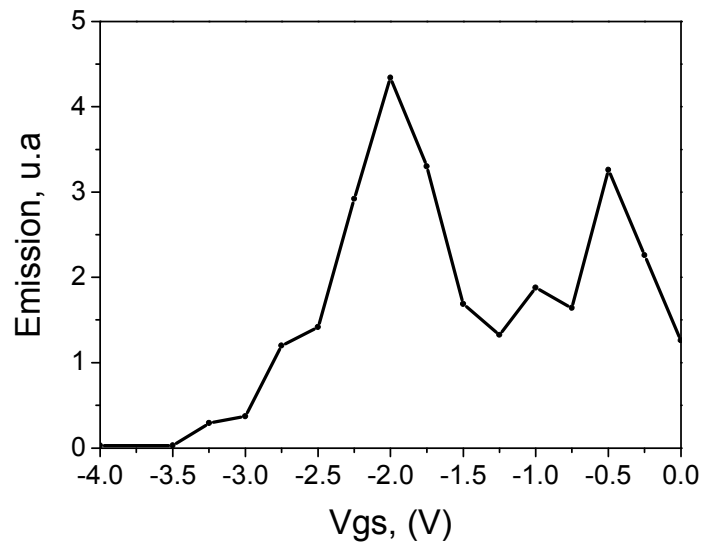


Fig.V. 19 : Emission totale intégrée en fonction de V_{gs} , pour la structure GaN2, pour $V_{ds} = 9$ Volt.

La figure V.19 montre l'émission intégrée pour le transistor GaN2, en fonction de V_{gs} , pour $V_{ds} = 9$ Volt. Cette figure présente le domaine d'existence de l'émission en V_{gs} . Nous observons que pour $V_{gs} > -4$ Volt, l'émission disparaît. Cette étude nous permet de connaître le domaine où nous pouvons réaliser une étude spectrale.

Nous allons déterminer le spectre de cette radiation électromagnétique émise par trois HEMT basés sur le couple GaN/AlGaIn. Cette émission est analysée par Spectrométrie à transformée de Fourier (FTIR). Pour cela, nous choisissons la séparatrice $23\mu\text{m}$ pour une analyse entre 0.6 et 4.5 THz. La source sera notre échantillon placé dans la partie « Emission » du FTIR, et le bolomètre Si refroidi sera utilisé comme détecteur. Nous obtenons l'interférogramme suivants :

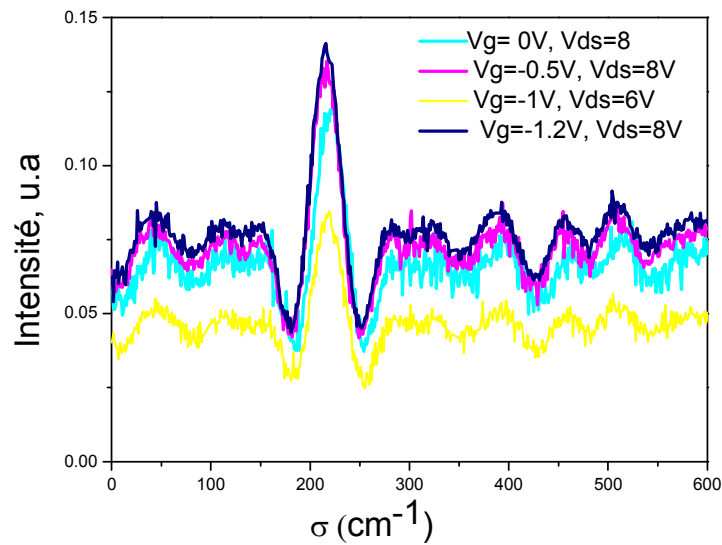


Fig.V. 20 : Interférogramme du GaN/AlGaIn HEMT GaN3 par FTIR, résolution : 15 cm^{-1}

La figure V.20 représente l'interférogramme de l'émission du GaN/AlGaIn nommé GaN3, à 300 K. Le FTIR est en mode Step Scan. L'interférogramme est une sinusoïde amortie.

Les spectres correspondant à l'émission par les trois structures de transistors GaN1, GaN2, GaN3, sont présentés dans les figures : V.21, V.22, V.23.

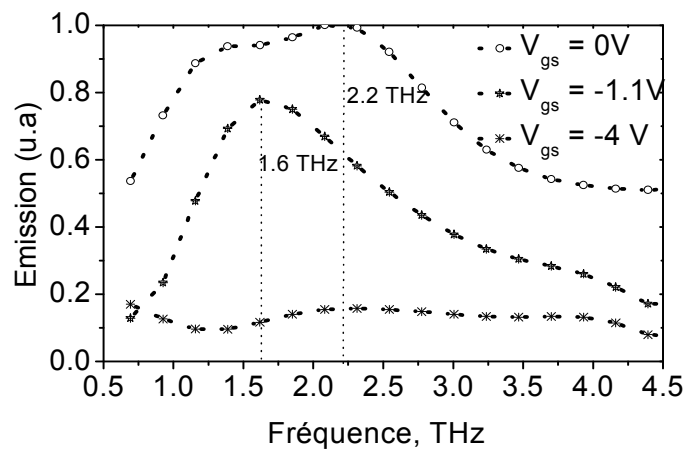


Fig.V. 21 : Spectre d'émission à 300 K du GaN3 à $V_{ds} = 8 \text{ V}$, $\blacktriangle V_{gs} = 0 \text{ V}$, $\bullet V_{gs} = -1.1 \text{ V}$, $\blacktriangledown V_{gs} = -4 \text{ V}$.

La Figure V.21 présente le spectre d'émission à 300 K, pour le transistor GaN3, nous avons un double pic (1.3, 2.2 THz) pour $V_{gs} = 0$. En augmentant, la tension sur la grille, à $V_{gs} = -1.1 \text{ Volt}$, nous avons un pic autour de 1.6 THz. Pour une tension sur la grille de l'ordre de -4 Volt, nous avons une émission faible et large bande sur la gamme 0.5 – 4.5 THz.

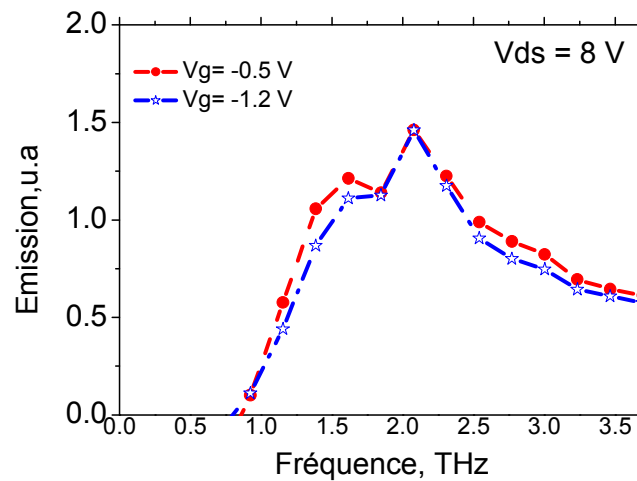


Fig.V. 22 : Spectre d'émission à 300 K du GaN2 à $V_{ds} = 8$ V, $V_{gs} = -0.5$ V, -1.2 V.

La figure V.22 montre le spectre d'émission pour le transistor GaN2 à 300 K, nous avons une structure similaire, pour les deux polarisations de la grille (-0.5, -1.2 V). Nous avons un double pic (1.5, 2THz).

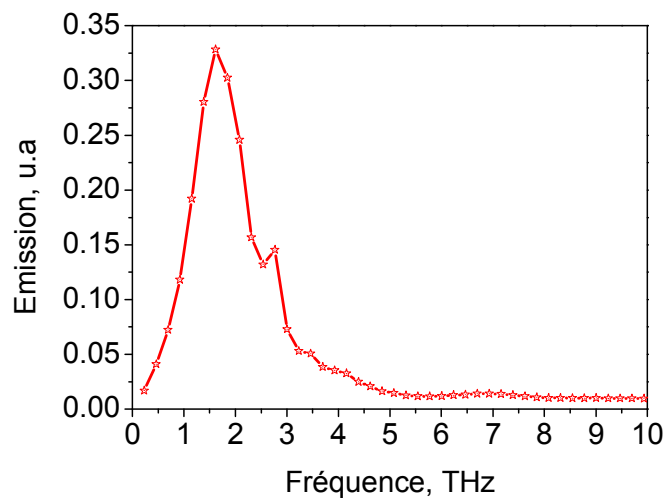


Fig.V. 23 : Spectre d'émission à 300 K du GaN1 à $V_{ds} = 8$ V, $V_{gs} = -3$ V.

La figure V.23, montre le spectre d'émission pour le transistor GaN1, nous avons un seul maximum, autour de 1.6 THz pour une polarisation sur la grille de -3 Volt et une tension sur le drain de 8Volt.

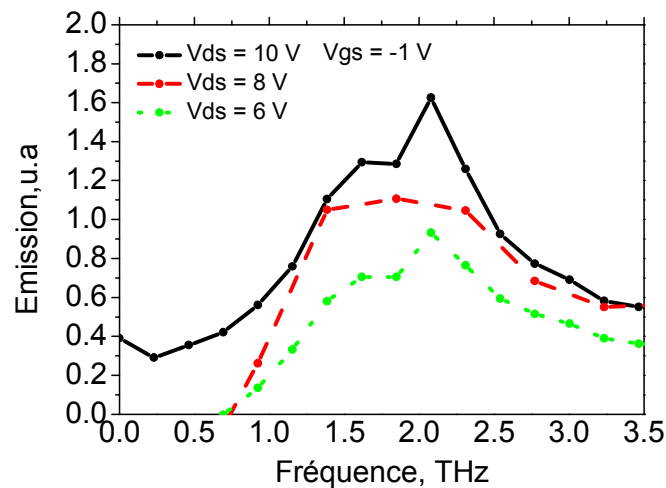


Fig.V. 24 : Spectre d'émission à 300 K du GaN3 à différents V_{ds} (6, 8, et 10 Volt), $V_{gs} = -1$ V.

La figure V.24 montre l'influence de la tension de polarisation V_{ds} , sur le spectre d'émission, nous remarquons que l'amplitude d'émission augmente avec V_{ds} . L'amplitude augmente de 0.8, 1, 1.6 u.a, pour $V_{ds} = 6, 8, 10$ Volt, respectivement, pour une polarisation sur la grille de -1 Volt.

4.1 Discussion : Seuil et Fréquence d'émission

Les fréquences d'émission pour les trois transistors sont dans le domaine Terahertz (1.6 - 2.2 THz) à température ambiante. Cette étude a permis de prouver la possibilité d'obtenir une radiation dans le domaine Terahertz à 300 K avec un transistor de taille nanométrique.

Nous avons montré expérimentalement que l'émission possède un seuil en fonction de V_{ds} , comparable au cas à 4.2 K. Selon la théorie, le seuil d'émission est la valeur pour laquelle l'incrément d'amplification ω'' devient positif. Comme cela a déjà été fait à 4.2 K, nous estimons la valeur de la vitesse de dérive des électrons v_0 et de la vitesse de l'onde s de plasma. Nous obtenons :

$$\frac{v_0}{s} = \frac{I_{ds}}{CUW} \times \sqrt{\frac{m^*}{eU}} = \frac{I_{ds} \sqrt{m^*}}{CW \sqrt{e} \times U^{\frac{3}{2}}}$$

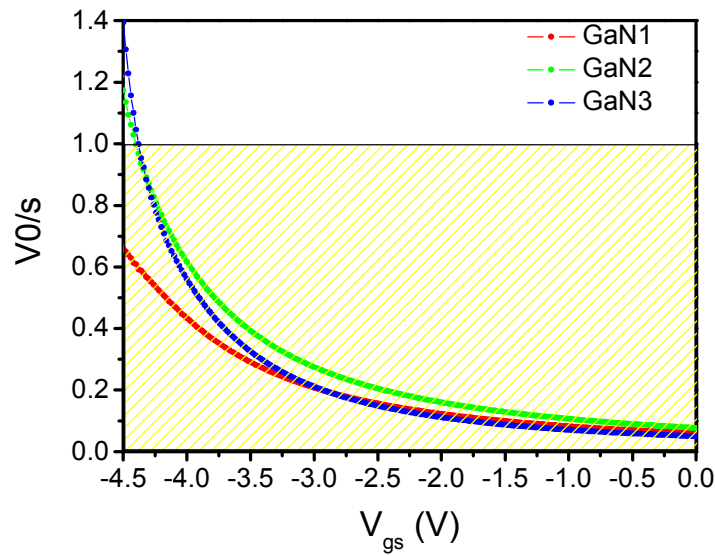


Fig.V. 25 : v_0/s en fonction de la tension appliquée V_{gs} , dans GaN/AlGaN, GaN1, GaN2, GaN3, pour $V_{ds} = 9$ Volt. La partie hachurée indique le domaine d’existence de l’amplification, $\omega'' > 0$

La figure V.25 présente v_0/s en fonction de V_{gs} , pour $V_{ds} = 9$ Volt. Selon la théorie, il existe deux domaines. La zone hachurée ($0 < v_0/s < 1$) représente le domaine de la génération de radiation tandis que la zone non hachurée ($v_0/s > 1$), représente celle où il n’y a pas d’émission.

Reprenons les figures V.19 et V.25, où nous avons la mesure de l’émission intégrée, et l’estimation du ratio v_0/s en fonction de V_{gs} , respectivement sur la figure V.25’.1.

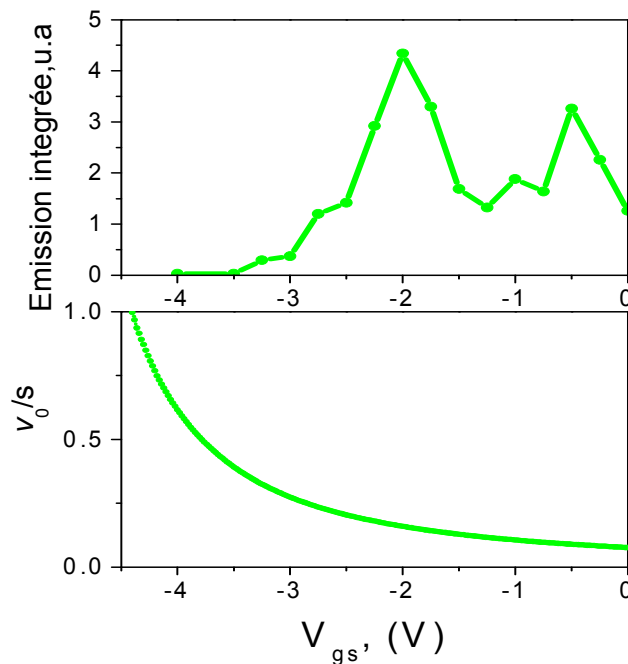


Fig.V.25' 1 (a) : Emission totale intégrée en fonction de V_{gs} , pour la structure GaN2, pour $V_{ds} = 9$ Volt. (b) : v_0/s en fonction de la tension appliquée V_{gs} , dans GaN2 pour $V_{ds} = 9$ Volt.

La figure V.25'1 présente l'émission intégrée et l'estimation du ratio v_0/s en fonction de V_{gs} . Dans cette configuration de polarisation, $V_{ds} = 9$ Volt, il n'y a pas de seuil d'émission en V_{gs} . La valeur du ratio pour $V_{gs} = 0$ Volt est de l'ordre de 0.1, domaine où les ondes sont amplifiées. On pourrait dire que pour cette configuration, le seuil d'instabilité est atteint pour une tension nulle sur la grille et une tension drain source de 9 Volt.

Sur la figure V.25'1 – a, l'émission disparaît pour une tension V_{gs} de -4 V pour lequel le ratio v_0/s est de l'ordre de 1, domaine où il n'y a plus d'émission. Les ondes sont amorties, le système redevient stable.

Par cette figure V.25'1, nous expliquons de manière qualitative le seuil d'émission et le phénomène d'absence d'émission par l'amortissement Landau. Cette étude liée qualitativement la théorie des ondes de plasma aux résultats expérimentaux obtenus.

Nous allons calculer la fréquence de plasma pour ces trois transistors, afin, de connaître la position des pics d'émission en fonction de la tension appliquée V_{gs} . Nous reprenons la relation de la fréquence de plasma, prenant en compte l'effet de la région sans grille. La fréquence de plasma est calculée par l'équation Eq.V.2, en fonction de V_{gs} et la position des pics expérimentaux est reportée en fonction de V_{gs} , nous obtenons ainsi la figure V.26 :

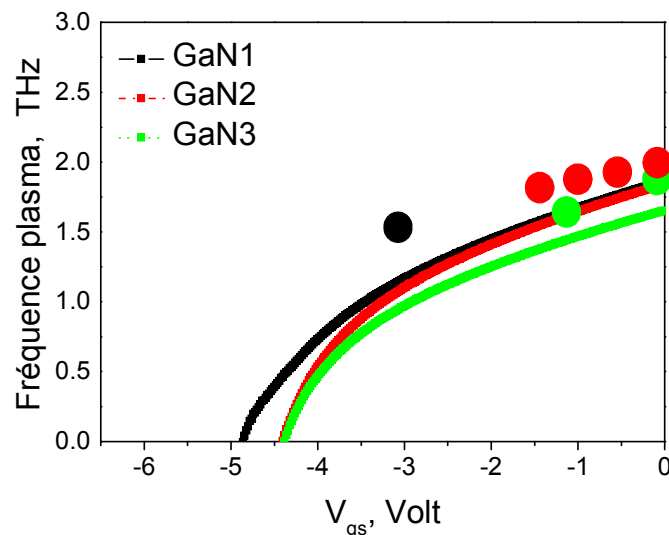


Fig.V. 26: La fréquence de plasma calculée comme une fonction de V_{gs} est montrée en trait continu (noir :GaN1, rouge GaN2, Vert, GaN3). Les cercles correspondent à la position du pic d'émission, (● GaN1, ● GaN2, ● GaN3)

Les positions des pics expérimentaux suivent de manière qualitative les courbes de fréquence de plasma calculées par l'équation V.2. La fréquence de plasma calculé par Ryzhii reproduit la fréquence d'émission des transistors HEMT. Selon cette équation V.2, pour le transistor GaN3, la fréquence d'émission pour la polarisation sur la grille de -4 Volt est de l'ordre de 0.4 THz. Le spectre d'émission mesuré pour ces conditions de polarisation et pour le transistor GaN3 est montré dans la figure V.21, l'émission est large bande avec une augmentation d'amplitude d'émission autour de 0.5 THz, On pourrait supposer qu'il y a réellement un pic autour de 0.4 THz, notre domaine d'analyse a été limité à 0.5 – 10 THz. Dans ce cas, cette absence de pic dans la gamme 0.5 - 4.5 THz, pour une polarisation sur la grille de - 4 Volt est bien interprétée par la figure V.26.

La mesure de la puissance de ces trois transistors a été réalisée. Nous trouvons pour les transistors GaN1, GaN2, et GaN3, une puissance d'émission de $0.05\mu\text{W}$, $0.023\mu\text{W}$, et $0.1\mu\text{W}$, respectivement.

| Nom | GaN1 | GaN2 | GaN3 |
|-----------------------------|------|-------|------|
| Lg (μm) | 0.15 | 0.15 | 0.25 |
| W (μm) | 50 | 50 | 100 |
| Lgg (μm) | 50 | 35 | 50 |
| Intensité (μW) | 0.05 | 0.023 | 0.1 |

Fig.V. 27 : Tableau récapitulatif des trois transistors étudiés.

Le tableau V.27 présente les paramètres géométriques des trois transistors GaN, ainsi que la valeur de la puissance mesurée. Le transistor GaN3, échantillon possédant la plus grande surface de la grille, émis la radiation la plus intense. Cette observation a tendance à montrer qu'il existe éventuellement une relation entre la dimension géométrique du transistor et la puissance émise.

5. Conclusion du Chapitre V

Nous avons démontré pour la première fois l'existence de l'émission d'une radiation Terahertz à 300 K par un gaz d'électron bidimensionnel dans un transistor HEMT à base de GaN/AlGaIn. Cette émission ouvre la voie à des applications prometteuses. La fréquence d'émission obéit de manière

qualitative à la théorie développée par Dyakonov et Shur d'une part et par V. Rizhii et al d'autre part. Nous avons obtenu différents pics d'émission à différentes fréquences (0.5 - 2.2 THz).

Nous avons estimé le ratio v_0/s et nous avons lié l'existence de la valeur du seuil, au domaine où l'incrément d'amplification est positif.

Nous avons montré que :

- Il y a une relation entre la valeur de l'incrément d'amplification et la position du seuil en tension
- Il y a une corrélation entre la position du pic et de la fréquence de plasma calculée.

Cette étude a tendance à prouver que le mécanisme de la génération de la radiation Terahertz est dû à l'instabilité des ondes de plasma dans le canal du transistor.

Nous avons enfin mesuré la puissance intégrée et nous avons montré qu'il existe éventuellement une relation entre la dimension géométrique du transistor et la puissance émise.

VI. Conclusion générale et perspective

Les transistors de haute mobilité et tout particulièrement à base de nitrure de gallium semblent avoir de fortes potentialités pour la génération de radiations électromagnétiques aux fréquences Terahertz. Nous nous sommes intéressés dans ce mémoire à l'émission et à la détection Terahertz par des transistors GaN/AlGaN et InGaAs/InAlAs.

Nous avons dans un premier temps démontré la capacité des transistors HEMT basés sur les couples GaN/AlGaN et InGaAs/InAlAs, de fonctionner en tant que détecteurs pour le domaine THz. Notre attention s'est plus particulièrement reportée sur la relation entre l'état résonant et le facteur de qualité $\omega\tau$, où ω est la fréquence de la radiation incidente et τ est le temps de relaxation du moment. Nous avons ainsi pu démontrer expérimentalement la condition de la détection résonante survenant quand $\omega\tau > 1$. L'étude de détection résonante a été menée en faisant varier différents paramètres : 1) la température entre 300 K et 4.2 K, conduit à une augmentation du temps de relaxation, donc le facteur de qualité ($\omega\tau$) ; 2) l'augmentation de la fréquence permet directement d'augmenter le facteur de qualité ($\omega\tau$) ; 3) l'augmentation du courant source-drain dans le transistor s'accompagne d'une diminution du terme $1/\tau_{\text{eff}}$, donc de l'augmentation du facteur de qualité effectif ($\omega\tau_{\text{eff}}$). Ces études complémentaires confirment la nécessité d'un facteur de qualité plus grand que l'unité pour observer la résonance des ondes de plasma.

Par ailleurs, nous avons aussi montré l'accordabilité en fréquence des transistors comme détecteurs en fonction de la tension sur la grille. Cette accordabilité est bien décrite par la théorie des ondes de plasmas.

En conclusion, ces différentes études affirment donc l'origine des pics que nous observons en faisant varier la tension de la grille. Ces résonances sont en effet liées à l'amplification des ondes de plasma dans le canal du transistor comme le prévoit la théorie de Dyakonov – Shur.

Nous avons cependant observé un écart conséquent entre les valeurs expérimentales du facteur de qualité et celles prévues par la théorie. Plusieurs explications peuvent être avancées, telles que l'existence de modes de plasma obliques élargissant la raie de résonance. Une autre explication tient compte du mode du transport électronique dans le canal. Les électrons deviennent balistiques modifiant les propriétés du fluide électronique. Le temps de relaxation du moment des électrons (τ) n'est alors plus un bon paramètre pour décrire l'amortissement des ondes de plasma dans le canal.

On peut noter que quelque soit le mode de transport des électrons, il est probable que le temps de relaxation du moment pris en compte dans la théorie ne soit pas suffisant pour expliquer le comportement du plasma dans la cavité résonante.

Par ailleurs, un des paramètres les plus importants pour les détecteurs est la puissance équivalente de bruit (noise equivalent power). Nous avons obtenu des valeurs de puissance équivalente de bruit très compétitives par rapport à celles des détecteurs existant déjà sur le marché.

Dans un second temps, nous avons démontré pour **la première fois** l'émission d'une radiation Terahertz à 300 K par un gaz d'électron bidimensionnel dans un transistor HEMT à base de GaN/AlGaN. Le spectre d'émission présente différents pics d'émission dont le domaine de fréquence s'étendant de 0.5 THz à 2.2 THz). Le rapport v_0/s entre la vitesse des électrons et la vitesse de l'onde plasma s'avère être un paramètre important pour l'existence de l'émission THz. Ainsi, nous avons pu relier l'existence de l'émission au signe positif de l'incrément d'amplification. Nous avons d'autre part montré 1) une relation entre l'incrément d'amplification et la valeur du seuil, 2) une corrélation entre la fréquence du pic d'émission et la fréquence de plasma calculée. Ces deux démonstrations semblent indiquer que le mécanisme de génération de la radiation Terahertz est bien lié à l'instabilité des ondes de plasma dans le canal du transistor.

Par ailleurs, nous avons mesuré la puissance intégrée et nous avons montré qu'il existe éventuellement une relation entre la dimension géométrique du transistor et la puissance émise.

- Nous avons démontré expérimentalement la corrélation entre le model de Dyakonov – Shur et nos données expérimentales pour l'étude sans courant.
- Nous avons démontré expérimentalement la validité du model de Dyakonov – Shur complété par la théorie proposée par Ryzhii et al, pour une étude avec courant.
- Nous avons démontré qu'un transistor HEMT (GaN1) peut à la fois fonctionner comme un détecteur et un émetteur de radiation Terahertz.

Un certain nombre de points reste cependant à éclaircir. De même que pour les résultats de détection, la largeur des pics d'émission ne peut être expliquée complètement par la théorie

Dyakonov – Shur. D'autres mécanismes relatifs au mouvement et à l'amortissement des ondes de plasma doivent être pris en compte pour décrire qualitativement nos résultats.

Il faut également rappeler que la théorie prévoit l'amplification des ondes de plasma dans la partie linéaire des caractéristique $I(V)$ du transistor, or nous avons observé ce seuil d'émission au delà du coude de saturation de courant. Malgré ce grand désaccord, nous pouvons avancer l'hypothèse selon laquelle une autre instabilité de type Gunn par exemple, intervient en premier lieu et déclenche l'instabilité Dyakonov – Shur. Cette hypothèse reste bien sur à être vérifiée expérimentalement.

Il reste également à définir si la chute brutale de courant corrélée au seuil d'émission est la cause ou l'effet de cette émission THz.

Ce travail, loin de fermer le sujet, permet de confirmer plusieurs points de la théorie Dyakonov – Shur. De plus, cette étude permet de définir de manière ciblée les limites de la théorie d'instabilité des ondes de plasma dans le canal des transistors. De ce fait, cette théorie ouvre la voie à plusieurs diverses études théoriques et expérimentales permettant d'affiner notre compréhension de ce phénomène. Quelques unes des perspectives sont : Simulation de la détection et émission en régime de saturation ; Model analytique dans le régime de saturation ; Etude avec courant sur une détection résonante. Optimisation de transistor : antenne, guide d'onde. Mesures en régime impulsionnel, émission. Etude des structures 1D. Etude des modes obliques sur de telles structures.

Annexe A

Ouverture à d'autres thématiques : Terahertz

Ouverture à d'autres thématiques : Terahertz

Sommaire

-
- 1. Introduction**
 - 2. Magnéto-résistance**
 - 3. BGT à avalanche**
 - 4. FTIR pour le Vivant**
 - 5. QCL Source - GaAs/AlGaAs détecteur**
-

1. Introduction

Ce chapitre présente un aperçu d'expériences auquel j'ai participé ou réalisé durant ces trois années de thèse. Nous avons développé, une méthode basée sur la magnétorésistance classique pour la mesure de la mobilité dans des Transistors HEMT, une étude de l'émission par un transistor BJT, une analyse spectrale de microtubule, et l'intégration de deux technologies optoélectroniques est présentée, un QCL et un Transistor HEMT.

2. Magnétorésistance, transport

Influence de l'effet balistique et de poche sur la mobilité des électrons dans un MOSFET Si⁶².

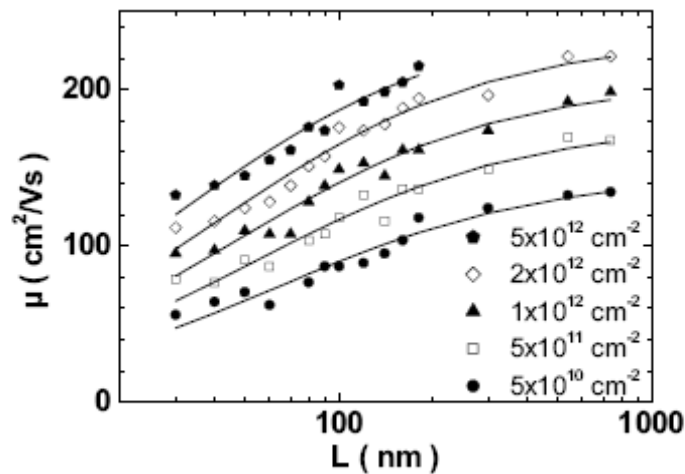


Fig.VII. 1 : Mobilité en fonction de la longueur de la grille.

Cette figure mis en évidence la chute de la mobilité avec la diminution de la longueur de la grille des transistors : effet balistique

3. BGT à avalanche

Terahertz emission caused by affect of collapsing field domains on switching in a gallium arsenide bipolar transistor⁶³.

⁶²J. Łusakowski, W.Knap, Y. Meziani, J. P. Cesso, **A. El Fatimy**, R. N. Dyakonova, G. Ghibaud, F. Boeufand T. Skotnicki, App.Phys. Lett, (2005)

⁶³S. Vainshtein, Y. Kostamovaara, V. Yuferev, W. Knap, **A. Fatimy**, N.Diakonova , Terahertz emission caused by affect of collapsing field domains on switching in a gallium arsenide bipolar transistor, in preparation to Appl, Phys, Lett (2007)

Les échantillons de Transistor bipolaires à jonction GaAs spécialement conçus⁶⁴ (BJT), pour fonctionner en mode avalanche, à fort courant ont été étudiés en collaboration avec S. Vainshtein de l'institut d'ingénieur à Oulu (Finlande), en tant qu'émetteur sub-Terahertz ou Terahertz. Selon la théorie et les simulations⁶⁵ réalisées, dans les régimes de forte ionisation, des domaines de champs peuvent générer des radiations pendant quelques nanosecondes.

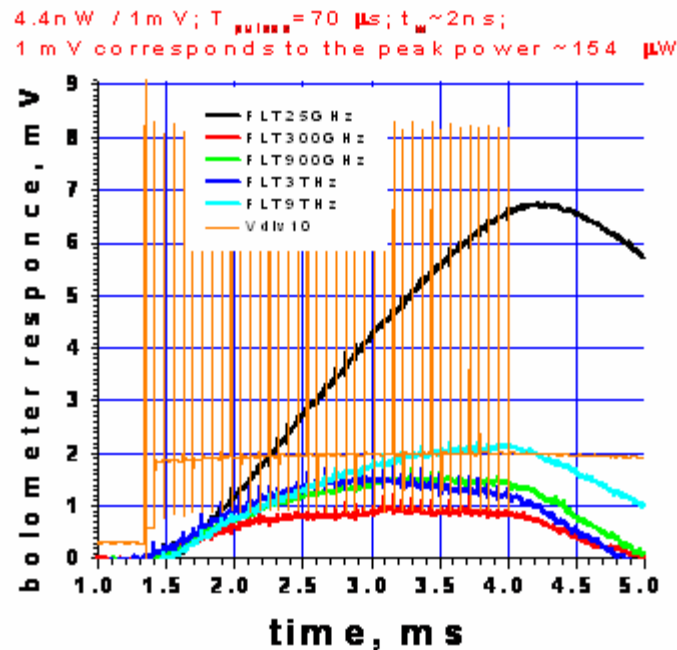


Fig.VII. 2 : l'émission enregistrée à travers différents filtres optique passe bas. La courbe Noir représente l'émission sur 0.025 – 25 THz, Bleu ciel, 0.025 – 9 THz, Bleu, 0.025 – 3 THz, Vert, 0.025 – 1THz, Rouge, 0.025 – 0.3 THz. La courbe en orange, verticale, courbe "Vdiv10" marque la position des pulses appliqués sur le transistor.

L'émission intégrée en fonction du temps est reportée, la fréquence de cette radiation est dans la région sub-THz. La puissance est de l'ordre de 1 mW.

⁶⁴ S. Vainshtein, V. Yuferev, J. Kostamovaara "Analyses of the picosecond range transient in a high-power switch based on a bipolar GaAs transistor structure." IEEE Trans. on Electr. Dev. V.52, No. 12, pp. 2760-2768, 2005.

⁶⁵ S. Vainshtein, V. Yuferev, J. Kostamovaara "Ultra-high field multiple Gunn domains as the physical reason for superfast (picosecond range) switching of a bipolar GaAs transistor." J. Appl. Phys. V. 97, No 2, pp. 024502/1-024502/9, 2005.

4. FTIR pour le Vivant

Une solution biologique de microtubules⁶⁶ est analysée par un Spectromètre à transformée de Fourier (FTIR). Le spectre obtenu possède différents pics d'absorption, Figure VII.2. Cette étude montre l'existence probable de la signature des molécules organiques dans le domaine THz.

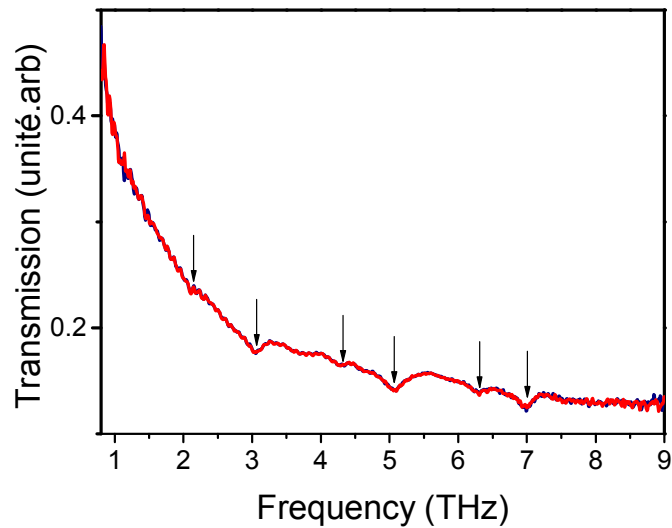


Fig.VII. 3 : Transmission de solution de microtubule, les flèches, montre les pics d'absorption.

5. QCL Source - GaAs/AlGaAs détecteur

Emission THz par un laser à cascade quantique détecté par un transistor GaAs/AlGaAs

⁶⁶ En collaboration avec Mr Christian Larroque, Centre de Lutte et Recherche contre le Cancer

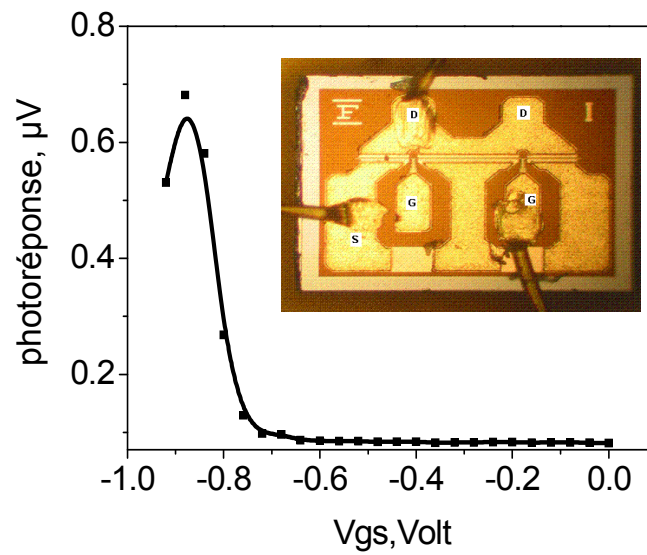


Fig.VII. 4. Réponse du GaAs/AlGaAs en fonction de la tension de grille (V_{gs}) à 2.9 THz. La tension appliquée sur le QCL est -6Volt et la largeur de pulse est de 300 μs . Insert : Photographie d'un transistor commercial GaAs/AlGaAs de 250 nm de longueur de grille.

La figure VII.4, montre la détection non résonante de la radiation laser par un transistor de 250 nm de longueur de grille. Cette étude montre la possibilité de réaliser un système optoélectronique compact.

Annexe B

Aperçu de l'état de l'art dans le domaine Terahertz

Annexe B

Aperçu de l'état de l'art dans le domaine Terahertz

Sommaire

- 1. Génération de radiation Terahertz**
 - 1.1 Laser à cascade quantique
 - 1.2 p-Ge Laser
 - 1.3 Conclusion, partie génération
 - 2. Détection des radiations Terahertz**
 - 2.1 Les détecteurs thermiques
 - 2.1.1 Récepteur pneumatique, cellule de Golay
 - 2.1.2 Les bolomètres
 - 2.1.3 Les détecteurs pyroélectriques
 - 2.2 Les détecteurs quantiques
 - 2.3 Les détecteurs à redressement
 - 2.4 Conclusion, partie détection
 - 3. Bruit, NEP (Noise Equivalent Power)**
 - 3.1 Bruit de diffusion, thermique, ou Johnson
 - 3.2 Bruit de génération – Recombinaison
 - 3.3 Bruit de grenaille (shot noise)
 - 3.4 Bruit en 1/f
 - 3.5 Bruit de partition
 - 4. Conclusion**
-

1. Génération de radiation Terahertz

Le domaine Terahertz est resté longtemps sans sources puissantes, seules les corps chauffés étaient capables de générer de telles radiations. Il fallait attendre le développement du laser. Les lasers moléculaires dans l'infrarouge lointain ont peut être réalisés, par exemple : CO₂ pumped methanol vapor laser possédant une puissance de sortie de l'ordre de 20 mW. Ces appareils sont utilisés majoritairement dans un but de recherche, dû à leur dimension géométrique et leur coût de revient important. Nous pouvons citer dans le même contexte d'utilisation, Back-wave Oscillators (BWO), Carcinotron (0.2 – 0.7 THz), puissance de sortie de l'ordre de 20 mW et la diode Gunn (0.2 THz– 0.3 THz).

L'avancé technique a permis la réalisation des laser impulsionnels (lasers produisant des impulsions de la lumière dont le champ électrique est confiné dans le temps à des échelles de l'ordre de 100 femtoseconde). Nous obtenons des radiations THz soit par photomélange, ou par rectification/redressement optique.

- La rectification (ou le redressement) optique, qui est un effet non linéaire du second ordre réside dans la réponse non linéaire du matériau à une excitation électromagnétique. La réponse dépend des coefficients électro-optiques importants, ZnTe est le matériau le plus utilisé.
- La génération d'une radiation THz par photoconduction, repose sur la photoconduction, phénomène qui permet la création de charges libres dans un semi conducteur après illumination par un laser impulsionnel. Il apparaît alors un courant transitoire dont la durée est voisin de la picoseconde. Quand l'impulsion est absorbée, l'énergie du photon est plus grande que la bande interdite du matériau, des charges libres sont créés et sont accélérées par une tension extérieur constante appliquée au matériau, une charge accélérée rayonne selon les équations de maxwell.

Un autre exemple de percer technologique, le laser à cascade quantique.

1.1 Laser à cascade quantique

Le développement de l'ingénierie de couches semi-conductrices ultraminesces (0.5 – 200 nm) a permis de mettre en évidence et d'observer des phénomènes quantiques dans ces structures. Le laser à cascade quantique (QCL) est basé sur le confinement quantique et l'effet tunnel. Le QCL, depuis sa première réalisation en 1994⁶⁷, il s'est développé pour fonctionner à plusieurs fréquences, en

⁶⁷J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and Y. Cho, Science, **264**, 553-556, 1994

exploitant des architectures différentes InP/GaInAs/AlInAs puis GaAs/AlGaAs. Le confinement quantique se fait par la création d'un puit de potentiel, jonction de deux semi conducteur de différentes structures de bande. La Puissance reportée dans la littérature est de l'ordre de plusieurs dizaines de mW en mode continue. Il existe des QCL fonctionnant à température ambiante.

Nous avons vu qu'il existe différents émetteurs de radiations Terahertz, ces émetteurs sont difficilement accordables en fréquence, nous allons décrire un système, très prometteur en tant que source Terahertz accordable, p-Ge Laser.

1.2 p-Ge Laser

Le fonctionnement du laser p-Ge⁶⁸ est basé sur une inversion de population entre la sous bande des trous légers (l) et la sous bande des trous lourds (h) de valence, et aussi entre les niveaux de Landau suivant le champ électrique et d'un champ magnétique croisés appliqués à la température de 4.2 K. Les lasers p-Ge sont prometteurs pour la génération des radiations Terahertz à une échelle de la picoseconde. La raie laser dépend du champ appliqué, et peut être accordé entre 1.5 et 4.2 THz.

1.3 Conclusion, partie génération

Nous avons vu quelques exemples de sources de radiation Terahertz basés sur différents effets. Chaque type possède des applications propres. Le développement des QCL et le p-Ge Laser ouvrent la voie à un développement de future spectroscopie Terahertz.

2. Détection des radiations Terahertz

En optique, traditionnellement, nous distinguons trois grandes familles de type de détecteurs : les détecteurs quantiques ou optiques, les détecteurs thermiques, et les détecteurs basés sur un redressement. Les premiers sont basés sur l'effet photoélectrique et nécessitent une énergie de photon capable d'engendrer des transitions électroniques. Les détecteurs quantiques transforment à partir d'un seuil l'énergie du photon en énergie électrique. Les seconds transforment l'énergie du photon en chaleur, ils sont large bande (fonctionnement pour toutes les longueurs d'onde), et la troisième famille est basée sur l'effet non linéaire. Elle permet le redressement d'un signal alternatif en signal continu.

⁶⁸ Opt. Quantum Electron. Vol. **23**, Special Issue Far-infrared Semiconductor Lasers, (Eds. E. Gornik and A.A. Andronov, Chapman and Hall, London 1991)

Dans le domaine Terahertz, l'énergie du photon est faible pour engendrer un effet photoélectrique, il est nécessaire d'utiliser des détecteurs thermiques, c'est ce que nous verrons dans une première partie. Toutefois il existe une autre technique, dans la troisième famille, pour détecter efficacement et sensiblement les photons Terahertz, basé sur la rectification non linéaire dans un 2DEG (gaz d'électron bidimensionnel), énoncé théoriquement en 1993 par Prof. M. Dyakonov et Prof M. Shur, ce type de détecteur est le sujet principal de cette étude, voir chapitre IV.

Ces quelques généralités sur les trois classes de détecteur, nous permette de prévoir des propriétés et des utilisations différents :

Contrairement aux détecteurs quantiques, les détecteurs thermiques ont une réponse large bande, car la transformation de l'énergie des photons en chaleur n'est pas sélective. L'élévation de température est proportionnelle au flux incident. Ce sont des éléments généralement plus lents que les détecteurs quantiques, une constante de temps thermique étant plus difficile à diminuer qu'une constante de temps électrique. L'obtention du signal électrique, seule composante exploitable en sortie, n'est donc pas directement liée au rayonnement mesuré. Dans un détecteur quantique, nous obtenons directement un signal électrique en sortie, si l'énergie incidente est suffisamment grande.

Néanmoins, ces dernières années, d'énormes progrès ont été réalisés avec les bolomètres supraconducteurs, les bolomètres au silicium refroidi, les micro bolomètres, ce qui redonne un gain d'intérêt à cette catégorie de détecteurs thermiques.

2.1. Les détecteurs thermiques

2.1.1 Récepteurs pneumatiques, cellule de GOLAY

La cellule de GOLAY a été inventée en 1947 par Golay⁶⁹, ce détecteur était autrefois le plus utilisé dans les études infrarouge lointain. Son fonctionnement est décrit sur la Figure I.6

⁶⁹ M.J.GOLAY, A Pneumatic infrared detector, Rev. Sci. Inst, **18**, N°5, 357-362, 1947

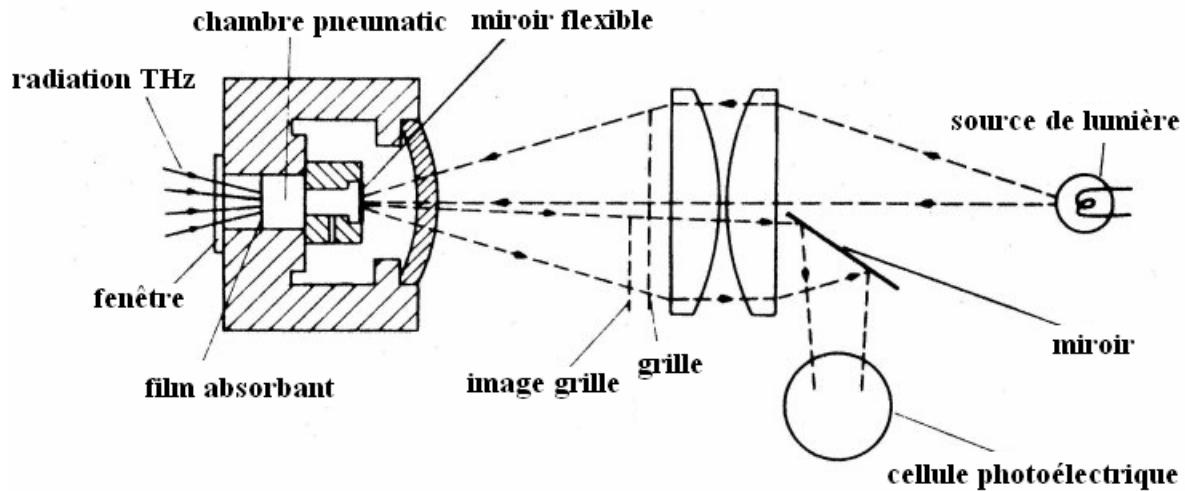


Fig.I. 2 : Schéma de fonctionnement d'une cellule de Golay typique.

Le rayonnement incident passe à travers une fenêtre, et est absorbé par le film absorbant créant un échauffement de celui-ci. La chambre pneumatique remplie d'un gaz est fermée à ses deux extrémités par le film absorbant et un miroir flexible. Un système optique permet d'étudier les variations de courbure de ce miroir lorsque la pression dans la cavité augmente lors de l'échauffement du gaz créé par l'échauffement du film absorbant.

La lumière provenant d'une source de lumière est réfléchi sur le miroir flexible après passage par une grille est envoyée sur une cellule photoélectrique. Les rayons passent deux fois à travers la grille. Cette grille est placée de telle façon que lorsque le miroir flexible n'est pas déformé, l'image de la grille à travers le miroir flexible coïncide avec la grille. Il n'y a donc pas de rayons lumineux arrivant sur la cellule photoélectrique lorsque le miroir est au repos. S'il y a déformation du miroir flexible, la cellule photoélectrique est éclairée et un courant électrique est émis par celle-ci. Celui-ci est amplifié.

Plusieurs avantages font que ce détecteur est encore utilisé de nos jours malgré sa rareté et son coût : son fonctionnement à température ambiante, sa simplicité d'utilisation, sa détectivité, quoique moins bonne que celle des détecteurs refroidis, est suffisante dans bien des applications, et sa grande étendue de détection (20-1000 μm) dépendant du matériau utilisé pour la fenêtre d'entrée.

La cellule de Golay a subi des améliorations techniques, le principe de détection reste identique, ces changements ont donné naissance à d'autres détecteurs pneumatiques. Nous pouvons citer le détecteur pneumatique de l'O.N.E.R.A où la partie optique a été remplacé par un récepteur

O.N.E.R.A, ou le détecteur de Patterson, où il n'existe plus de film absorbant mais remplacé par un gaz absorbant, entraînant une élévation de température et, par suite de pression.

2.1.2 Les bolomètres

Les bolomètres⁷¹ sont basés sur la variation de la conductance des métaux ou des semi-conducteurs en fonction de la température. Il existe différents types de bolomètres, suivant leur température de fonctionnement (1 K, 4,2 K, 300 K), suivant la nature de l'élément sensible (métal, semi-conducteur), nous pouvons les classer suivant leur sensibilité. Les bolomètres refroidis à l'hélium liquide possèdent des performances supérieures. Cependant, le système de refroidissement impose un appareillage volumineux et l'emploi de tels bolomètres est encore actuellement limité aux laboratoires. Notre bolomètres fonctionnant à 4.2 K, il est disposé dans un cryostat cryogénique. Il possède trois différents filtres passe-haut (0.05 THz – 25 THz, 0.05 THz – 10 THz, et 0.05 THz – 3 THz). La réponse du bolomètre à une radiation infrarouge de fréquence ω est :

$$R_w = \frac{\varepsilon \cdot \alpha \cdot E_p}{2 \cdot (G^2 + \omega^2 C^2)^{\frac{1}{2}}}$$

Où, C est la capacité thermique du bolomètre, G la conductance, E_p est la f.e.m de la batterie du bolomètre, ε est l'émissivité de la surface du récepteur, et $\alpha, \left(\frac{1}{R} \frac{dR}{dT}\right)$, est le coefficient de température. La réponse dépend, de la charge de la batterie, et surtout de α , le matériau sensible, doit avoir une résistance variant rapidement avec la température. Les bolomètres sont limités en fréquence ω de modulation de la radiation comme tout détecteur thermique.

2.1.3 Les détecteurs pyroélectriques

Les détecteurs pyroélectriques sont constitués d'un matériau pyroélectrique, c'est un isolant doté de propriétés thermiques et électriques spéciales. La pyroélectricité est la capacité de certains matériaux anisotropes à générer une tension électrique quand ils sont chauffés ou refroidis. Le sulfate de tri glycine représente le matériau le plus courant pour les détecteurs infrarouges pyroélectriques. Cet effet pyroélectrique peut être exploité pour détecter des radiations modulées en travaillant à la température ambiante.

⁷¹ P. L. Richards, J. Appi. Phys. **76**, 1994

Les détecteurs pyroélectriques sont en fait de type capacitif. Une radiation incidente modulée va se traduire par une variation de température ΔT , elle-même alternative et s'accompagnant d'une variation de charge ΔQ telle que :

$$\Delta Q = p \cdot S \cdot \Delta T$$

Où p est le coefficient pyroélectricité du matériau et S la surface irradiée. Le photocourant est évidemment $i = \frac{dQ}{dt}$, l'effet pyroélectrique dépend du taux de variation de la température du détecteur et non de la température elle-même. Durant cette étude, nous avons utilisé ce type de détecteur pour le calibrage du FTIR, ou des expériences de transmission, n'exigeant pas une grande sensibilité.

3.1 Les détecteurs quantiques

Les détecteurs quantiques comptent le nombre de photon reçus par unité de temps. La qualité de ce détecteur est mesurée par un nombre, le rendement quantique η , rapport du nombre de photon détecté au nombre de photons incidents. Les photons cèdent leur énergie à des électrons qui change d'état. L'observation du nombre d'électron ayant changé d'état permet la mesure du flux de photons. Dans un cristal, le changement d'état d'un électron se traduit par le saut d'une bande à une autre. Il existe alors un seuil d'absorption particulier. Ce phénomène est nommé l'effet photoélectrique, découvert en 1887 par R. H. Hertz⁷², « il semble y avoir un rapport entre l'énergie des électrons émis et la fréquence de la lumière excitatrice ». Il sera expliqué en 1905 par A. Einstein. Les détecteurs quantiques sont sélectifs, limités par la longueur d'onde minimale susceptible d'être détecté. Pour des applications dans le domaine Terahertz, il faudra des détecteurs quantiques à faible bande interdite. Dans les détecteurs quantiques, la réponse est de la forme :

$$R_W(\nu) = \frac{q \cdot \eta}{h \nu}$$

$h \nu$ est l'énergie de la radiation incidente, $\eta(\nu)$ est le rendement quantique, q la charge de l'électron.

3.2 Les détecteurs à redressement

⁷² H. Herz, Annalen der Physik, 33, 1887, p983

Ces détecteurs sont basés sur l'effet non linéaire. Il transforme un signal alternatif, en signal continu et directement mesurable. L'exemple du transistor présente une résistance non linéaire et un courant non linéaire dans le canal, l'intensité de la radiation incidente modulé arrivant sur le détecteur crée une tension U_a alternative (photoconductivité), l'effet non linéaire de la résistance et du courant, transforme cette tension en tension continue (redressement). Ce type de détecteur est large bande, voir chapitre II

3.3 Conclusion, Partie Détection

Nous avons pu constater qu'il existe actuellement une large gamme de détecteur basés sur divers effet. Chaque type a son intérêt particulier : Les détecteurs thermiques sont large bande, avec une grande sensibilité à des bases températures. Les détecteurs quantiques sont sélectifs et rapides. Nous avons pu constater aussi la difficulté pour la réalisation d'un détecteur fonctionnant à température ambiante, rapide et possédant une sensibilité raisonnable.

Il faudra réaliser des améliorations techniques sur les principaux critères suivants:

- Amélioration de la sensibilité
- Diminution de la constante de temps
- Miniaturisation

3. Bruit, NEP (Noise Equivalent Power)

La connivence⁷³ des phénomènes physiques qui génèrent le bruit est un paramètre, pour connaître la limite de sensibilité du détecteur. L'optimisation du détecteur passe par l'augmentation du signal / bruit, donc par la connaissance des différents sources de bruit. Nous n'allons pas traiter toutes les sources de bruit possible, ce n'est pas le but de ce manuscrit, nous allons donner une brève description des différents bruits et nous nous intéresserons au bruit lié à nos détecteurs et au principe de détection employée. Pour identifier les origines des différentes sources de bruit dans un matériau, il suffit de regarder l'expression de la densité de courant. $J = nev$. Il apparaît de façon évidente que les différentes sources de bruit sont liées aux phénomènes physiques qui entraînent les variations aléatoires de la vitesse des porteurs et/ou de la densité.

⁷³ H. Mathieu, physique des semiconducteurs et des composants électroniques, Dunod, 2004

3.1 Bruit de diffusion, bruit thermique, ou Johnson

Le bruit thermique résulte des fluctuations de la vitesse des porteurs, sa grandeur est donnée par le théorème de Nyquist : « les densités du bruit de diffusion dans une résistance portée à la température T, sont de la forme » :

$$S_j = 4K_b TR$$

3.2 Bruit de génération – Recombinaison

Le bruit de génération – recombinaison est relative aux fluctuations des transitions de génération et de recombinaison dans un semi-conducteur. Il se traduit par une fluctuation du nombre des porteurs de charge.

3.3 Bruit de grenaille (shot noise)

Le bruit de grenaille résulte des fluctuations du nombre de porteurs associées à un phénomène d'injection, sa grandeur est de la forme,

$$S_g = 2eI$$

3.4 Bruit en 1/f

Les sources de bruit en 1/f sont moins identifiées que les précédentes sources de bruit. Ce bruit, important aux basses fréquences, est dû aux fluctuations de courant associées à certains mécanismes de modulation qui entraînent des fluctuations de nombre de porteur et/ou de leur mobilité. Sa valeur est de la forme :

$$S_{1/f} = K \frac{I^2}{f^\alpha}$$

Où α est voisin de 1, et K, un paramètre ajustable.

3.5 Bruit de partition

Le bruit de partition (S_p) est un bruit lié spécifiquement à la présence de porteur chaud et se manifeste sous fort champ électrique. On peut retrouver ce bruit dans les semi-conducteurs, où les transferts intervallés sont importants, et leur fluctuation aléatoire engendre du bruit de partition

Nous avons les différents bruits qu'on puisse trouver dans un détecteur à base de matériau semi-conducteur. Le but de cette analyse est de diminuer le bruit et augmenter par cela la réponse du détecteur.

Nous constatons que le minimum de bruit sera atteint avec un détecteur fonctionnant avec les critères suivant :

- fonctionnement sans courant, $S_g=0$
- fonctionnement à faible champ, $S_p=0$
- constante de temps faible, fréquence de modulation grande, $S_{1/f}=0$
- Un seul porteur, $S_{G-R}=0$

Le signal électrique du bruit, en absence même du signal optique est noté N , la valeur minimal, selon les considérations vu au dessus, sera la composante du bruit thermique. Nous avons montré que nous pouvons les minimiser. Les bolomètres fonctionnant à 4.2°K possèdent seulement le bruit thermique, faible à cette température, ils possèdent pour cela, une bonne sensibilité. La comparaison des différents détecteurs se fait, en général, en comparant la valeur de noise equivalent power (NEP), qui est :

$$NEP = \frac{N}{RW}, (W / \sqrt{Hertz})$$

Cette valeur permet de réaliser un classement des performances des détecteurs (Chapitre IV).

4. Conclusion

En conclusion de ce chapitre dédié à un aperçu de l'état de l'art dans le domaine Terahertz, il existe un vrai engouement de recherche de solution pour un développement technique et fondamental. Nous avons vu, les grandes avancées dans le domaine, avec l'invention du laser à cascade quantique, p-Ge laser. Et il reste un effort pour obtenir des sources accordable et fonctionnant à température ambiante. Et aussi, il reste beaucoup à faire pour trouver un détecteur Terahertz, fonctionnant à température ambiante, large bande, sélective à la fois, rapide, et sensible. L'étude sur le bruit, nous a montré la possibilité de réduire le bruit au minimal, seul le bruit dit de Johnson (bruit thermique) subsiste.

IX. PUBLICATIONS

APPLIED PHYSICS LETTERS 89, 131926 (2006)

Resonant and voltage-tunable terahertz detection in InGaAs/InP nanometer transistors

A. El Fatimy,^{a)} F. Teppe, N. Dyakonova, and W. Knap
GES, UMR 3650 CNRS-Université Montpellier 2, 34095 Montpellier, France

D. Seliuta and G. Valušis
Semiconductor Physics Institute, A. Goštauto Street 11, LT-01108 Vilnius, Lithuania

A. Shchepetov, Y. Roelens, S. Bollaert, and A. Cappy
IEMN-DHS, UMR CNRS 8250, Avenue Poincaré, 59652 Villeneuve d'Ascq, France

S. Romyantsev^{b)}
Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York 12180-3590

(Received 22 May 2006; accepted 15 August 2006; published online 29 September 2006)

The authors report on detection of terahertz radiation by high electron mobility nanometer InGaAs/AlInAs transistors. The photovoltaic type of response was observed at the 1.8–3.1 THz frequency range, which is far above the cutoff frequency of the transistors. The experiments were performed in the temperature range from 10 to 80 K. The resonant response was observed and was found to be tunable by the gate voltage. The resonances were interpreted as plasma wave excitations in the gated two-dimensional electron gas. The minimum noise equivalent power was estimated, showing possible application of these transistors in sensing of terahertz radiation. © 2006 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.2358816]

The observation/prediction of nonlinearities related to excitation of the plasma waves¹ in a two-dimensional electron gas (2DEG) in nanometer gate length high electron mobility transistors (HEMTs) has opened a new route to create compact solid state high frequency devices. Since the frequency of plasma waves in such transistors lies in terahertz range,^{2–4} they promise a new solution in the design and fabrication of compact terahertz receivers and emitters. In principle, these transistors can be used as both emitters and detectors, and the emission/detection frequency can be tuned by the gate voltage. Until recently, most of the research was devoted to GaAs-based devices.^{2–7} For example, resonant detection⁸ in GaAs/AlGaAs-based 150 nm gate length commercial HEMT devices⁹ was discovered in subterahertz range, around 0.6 THz.²

The frequency of the first harmonic of plasma oscillation in gated two-dimensional electron gas can be estimated using the formula¹

$$f = \frac{1}{4L} \sqrt{\frac{e(V_g - V_{th})}{m^*}}, \quad (1)$$

where L is the gate length, V_g labels the gate-to-source voltage, V_{th} designates the threshold voltage, and m^* is the electron effective mass.

According to Eq. (1), it may be possible to achieve $f > 1$ THz by decreasing the gate length and/or by using a semiconductor with a smaller effective mass.

In this letter, we show that InGaAs-based nanostructures can be a good option to reach terahertz frequencies in resonant plasma wave detection. More specifically, we demonstrate the resonant plasma detection above 1 THz range by InGaAs/AlInAs nanometer transistors. This was achieved due to smaller electron effective mass ($0.042m$, m is electron

mass) in InGaAs/AlInAs in comparison to GaAs ($0.067m$) and the availability of facilities enabling the production of very short (50 nm) gate length for this system.

The design and the geometry of our devices are given in Fig. 1. A pseudomorphic InGaAs/InAlAs heterostructure was grown by molecular beam epitaxy on 2 in. InP substrate. All the layers were lattice matched to the InP substrate, except the InGaAs channel. To obtain low electron effective mass, the indium content was fixed at 70%. The structure consists of a 0.3 μm thick $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ buffer layer, a pseudomorphic 15 nm $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ channel, a 5 nm $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ spacer layer, a silicon delta doping with $5 \times 10^{12}/\text{cm}^2$ level, a 12 nm $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ Schottky barrier layer, and finally, the 10 nm silicon doped ($6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ cap layer. The conventional HEMT processing was carried out, via mesa isolation, AuGe Ohmic contact deposition, and T-shaped Schottky gate definition by electron

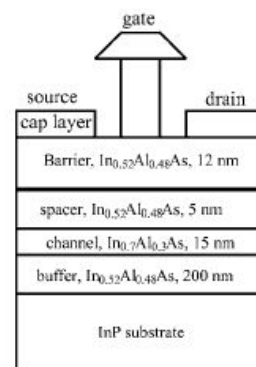


FIG. 1. Design of the InGaAs/InAlAs high electron mobility transistors with a T-shaped gate.

^{a)}Electronic mail: abdelouahad.elfatimy@ges.univ-montp2.fr

^{b)}On leave from Ioffe Physico-Technical Institute, St. Petersburg, Russia.

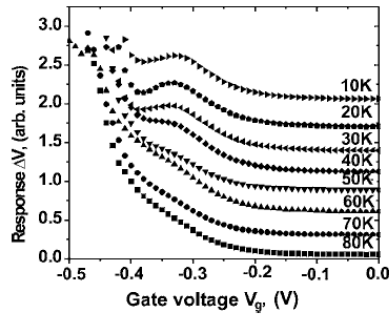


FIG. 2. Response of InGaAs/InAlAs-based device exposed to the terahertz radiation as a function of the gate voltage at different temperatures. Excitation frequency is 2.5 THz. Data at different temperatures are shifted in the vertical scale.

beam lithography. Before the Ti/Pt/Au gate metallization, a self-aligned recess etch was performed by a selective etching solution. The gate length and width are 50 nm and 50 μm, respectively. The length of the recessed extensions at both sides of the gate (parts of the device which are not covered by the heavily doped cap layer) is 100 nm. The distance between the source and drain amounts to 1.3 μm, and the 2DEG concentration is found to be about $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ at 4.2 K.

The samples were mounted on a quartz plate to avoid any parasitic interferences and reflections. They were then placed in a closed-cycle helium cryostat behind a terahertz radiation transparent polyethylene window. The response to the terahertz radiation was measured as a dc voltage on the open drain as a function of gate voltage. The source was grounded. The terahertz radiation was delivered from CO₂ pumped molecular terahertz laser. We used frequencies in the range from 1.8 to 3.1 THz. The incident radiation of 5–10 mW (depending on the emission line) was focused into spot of about 1.5 mm diameter, which is much larger than the gate length and width of the device. No special coupling antennas were used and the radiation was coupled to the device through the contacts pads.

The results of the response ΔV in the InGaAs/InAlAs transistor exposed to the radiation of 2.5 THz frequency as function of the gate voltage measured at various temperatures are shown in Fig. 2. Above 100 K only nonresonant detection is observed as a broadband peak around 0.47 V. With the decrease of temperature, below 80 K, the additional peak appears as a shoulder on the temperature-independent background of the nonresonant detection. We attribute this behavior to the resonant detection of terahertz radiation by plasma waves.

To support this assumption, we have measured the response at different excitation frequencies of 1.8, 2.5, and 3.1 THz at 10 K.

The experimental results are displayed in Fig. 3(a). For comparison, we have plotted the estimate of the plasma frequency as a function of gate voltage obtained using Eq. (1), shown as a continuous line in Fig. 3(a). One can see that with the increase of excitation frequency from 1.8 to 3.1 THz the plasmon resonance moves with the gate voltage, in rough agreement with Eq. (1).

It is worth noting that the resonance half width of the peak for $f=2.5$ THz in Fig. 3 is found to be about 60 mV

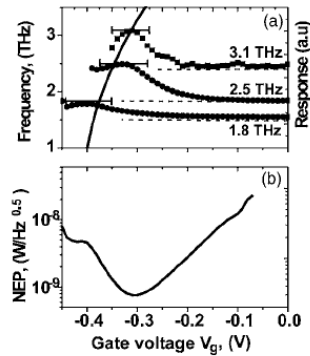


FIG. 3. (a) Response of InGaAs/InAlAs-based device to the terahertz radiation as a function of the gate voltage at different (1.8, 2.5, and 3.1 THz) frequencies. $T=10$ K. The arrows indicate resonance positions. For the sake of clarity the curves are shifted in the vertical scale. The dashed lines indicate zero response. The calculated plasmon frequency as a function of the gate voltage for $V_{th}=-0.41$ V is shown by the solid line (left axis). The error bars correspond to the linewidth of the measured plasmon resonance peaks. (b) NEP estimated using the minimum detectors noise $N=(4kTR)^{0.5}$ as a function of the gate voltage for 2.5 THz at 10 K.

(1.5 THz in the frequency domain). This value corresponds to the plasmon decay time $\tau=1/\pi\Delta f=212$ fs and quality factor $\omega_0\tau\approx 3$. These values of the relaxation time and quality factor, however, are significantly smaller than those estimated from the mobility of electrons in the channel at a given temperature. Even at 60 K, electron mobility is about $36\,000 \text{ cm}^2/\text{V s}$, which corresponds to the momentum relaxation time of 800 fs, and the quality factor at 2.5 THz is equal to $\omega_0\tau\approx 13$. The experimental width of the observed resonant peaks shows that additional mechanisms of plasma wave damping must be involved. These mechanisms might include effect related to ballistic transport^{10,11} and/or the viscosity of the electron fluid due to the electron-electron collisions.¹

In order to judge the possible applications of this kind of transistors for terahertz detection we have estimated their noise equivalent power, $NEP=N/R_V$, where N is the noise of the transistor in $\text{V}/\text{Hz}^{0.5}$ and R_V is the responsivity in V/W . The responsivity was estimated as $R_V=\Delta V/(P_i S_a/S_t)$, where P_i is the total power of the source laser, S_t is the radiation beam spot area, and S_a is the transistor area including contact pads. This estimate yields the maximum responsivity, $R_V\approx 1 \text{ V}/\text{W}$. Since detection was measured at the zero drain current, only thermal noise $N=(4kTR_d)^{0.5}$ was taken into account for the noise estimate (R_d is the drain-to-source resistance, which depends on the gate voltage). This estimate yields the minimum limit of the noise and NEP, which can be achieved if the gate leakage current and other extrinsic noise sources do not contribute to the drain voltage fluctuations. Figure 3(b) shows estimated NEP as a function of the gate voltage for $T=10$ K and $f=2.5$ THz. As seen, in spite of the low responsivity, these detectors can have relatively low NEP.

In summary, we have produced ultrashort-gate (50 nm) InGaAs/InP devices using conventional technological processes and demonstrated their efficient detection at terahertz

Downloaded 25 Oct 2006 to 162.38.137.110. Redistribution subject to AIP license or copyright, see <http://apl.aip.org/apl/copyright.jsp>

131926-3 El Fatimy *et al.*Appl. Phys. Lett. **89**, 131926 (2006)

frequencies. While varying the temperature in the range from 10 to 80 K and the excitation frequency within 1.8–3.1 THz, we have shown that the resonant detection is due to excitation of resonant plasmon modes. The responsivity of these detectors amounts to about 1 V/W and their NEP is in the range of 10^{-9} W/Hz^{0.5}.

The authors would like to acknowledge help and many helpful discussions with M. Dyakonov and M. Shur and are sincerely grateful to Yahya Meziani, Edmundas Širmulis, and Zigmantas Martunas for the kind assistance during the experiments. The work of Montpellier group and collaboration with Vilnius group were supported by CNRS-GDR-E project “Semiconductor sources and detectors of THz frequencies,” and EU project PRAMA via the program “Centres of Excellence,” region of Languedoc Rousillon, and French Ministry of Research and New Technologies through the ACI Grant No. NR0091. The authors also acknowledge the financial support provided by the Russian Fund of Basic Research (Grant No. 05-02-1772) and Civilian Research and Development Foundation (CRDF 2681). The research conducted at Vilnius was performed under the topic “Study of semiconductor nanostructures for terahertz technologies” (No. 144.2). The work at RPI was supported by the NSF under the IGERT (Grant No. 0333314) and by the STTR contract by ARO (subcontract from SET, Inc.).

- ¹M. Dyakonov and M. S. Shur, Phys. Rev. Lett. **71**, 2465 (1993); IEEE Trans. Electron Devices **43**, 380 (1996).
- ²W. Knap, V. Kachorovskii, Y. Deng, S. Romyantsev, J.-Q. Lü, R. Gaska, M. S. Shur, G. Simin, X. Hu, M. Asif Khan, C. A. Saylor, and L. C. Brunel, J. Appl. Phys. **91**, 9346 (2002).
- ³W. Knap, Y. Deng, S. Romyantsev, J.-Q. Lü, M. S. Shur, C. A. Saylor, and L. C. Brunel, Appl. Phys. Lett. **80**, 3433 (2002); W. Knap, Y. Deng, S. Romyantsev, and M. S. Shur, *ibid.* **81**, 4637 (2002).
- ⁴X. G. Peralta, S. J. Allen, M. C. Wanke, N. E. Harff, J. A. Simmons, M. P. Lilly, J. L. Reno, P. J. Burke, and J. P. Eisenstein, Appl. Phys. Lett. **81**, 1627 (2002).
- ⁵F. Teppe, W. Knap, D. Veksler, M. S. Shur, A. P. Dmitriev, V. Yu. Kachorovskii, and S. Romyantsev, Appl. Phys. Lett. **87**, 052107 (2005).
- ⁶F. Teppe, D. Veksler, V. Yu. Kachorovskii, A. P. Dmitriev, X. Xie, X.-C. Zhang, S. Romyantsev, W. Knap, and M. S. Shur, Appl. Phys. Lett. **87**, 022102 (2005).
- ⁷E. A. Shaner, M. Lee, M. C. Wanke, A. D. Grine, J. L. Reno, and S. J. Allen, Appl. Phys. Lett. **87**, 193507 (2005).
- ⁸The criterion separating the resonant detection/emission nature from the nonresonant one is the so-called quality factor, namely, $\omega\tau$, where $\omega = 2\pi f$ is the excitation frequency and τ denotes the electron momentum relaxation time. If the condition $\omega\tau < 1$ is fulfilled, the plasma oscillations are overdamped; consequently, the response is nonresonant, exhibiting smooth function of frequency and the gate voltage. In opposite case, when the quality factor becomes much larger than 1, a spectrally narrow plasmon resonance peak should be clearly resolved—see Refs. 2 and 3.
- ⁹Fujitsu Microwave Semiconductor Databook (1999), Fujitsu Compound Semiconductor, Inc., 2355 Zanker Rd., San Jose, CA 95131-1138.
- ¹⁰M. S. Shur, IEEE Electron Device Lett. **23**, 511 (2002).
- ¹¹J. Lusakowski, W. Knap, Y. Meziani, J.-P. Cesso, A. El Fatimy, R. Taub, N. Dyakonova, G. Ghibaudo, F. Boeuf, and T. Skotnicki, Appl. Phys. Lett. **87**, 053507 (2005).

Terahertz detection by GaN/AlGaIn transistors

A. El Fatimy, S. Boubanga Tombet, F. Teppe, W. Knap, D.B. Veksler, S. Romyantsev, M.S. Shur, N. Pala, R. Gaska, Q. Fareed, X. Hu, D. Seliuta, G. Valusis, C. Gaquiere, D. Theron and A. Cappy

Detection of subterahertz and terahertz radiation by high electron mobility GaN/AlGaIn transistors in the 0.2–2.5 THz frequency range (much higher than the cutoff frequency of the transistors) is reported. Experiments were performed in the temperature range 4–300 K. For the lowest temperatures, a resonant response was observed. The resonances were interpreted as plasma wave excitations in gated two-dimensional electron gas. Non-resonant detection was observed at temperatures above 100 K. Estimates for noise equivalent power show that these transistors can be used as efficient detectors of terahertz radiation at cryogenic and room temperatures.

More than ten years ago, Dyakonov and Shur proposed using submicron field effect transistors (FETs) as sources and detectors of terahertz electromagnetic radiation [1, 2]. Since that time both detection and generation in the sub-THz and THz frequency range have been experimentally demonstrated using compound semiconductor and silicon transistors [3–10]. For detection, the regimes of the resonant and non-resonant operation are distinguished. When $\omega\tau \ll 1$, the FET operates in the non-resonant regime, where ω is the radian frequency and τ the plasmon decay time; the transistor response to the electromagnetic radiation is a decreasing function of the gate voltage. When $\omega\tau \gg 1$, the transistor has a resonant response at resonant plasma frequencies $\omega_n = \omega_0(1 + 2N)$, where $N = 0, 1, 2, \dots$, $\omega_0 = (\pi/2L_g)\sqrt{(e^2n_s/Cm)}$ is the fundamental radian plasma frequency, L_g is the gate length, n_s is the channel concentration, C is the gate capacitance per unit area, m is the effective mass, and e is the electron charge. The decay time is equal to or shorter than the scattering rate. It might be affected by the ballistic transport [11], the viscosity of the electron fluid owing to electron-electron collisions [1], and by a possible effect of oblique plasma modes [12].

Since the channel concentration is a function of the gate voltage, the FET in the resonant mode of operation is a tunable detector of THz radiation. In spite of the experimental demonstration of resonant sub-THz detection by GaAs-based transistors (see [7] and references therein) and THz detection by InGaAs-based transistors [13], this mode of operation remains a challenge to achieve. Since GaN/AlGaIn heterostructure FETs (HFETs) have extremely high electron concentration in the channel (exceeding 10^{13}cm^{-2}), these transistors with gate length $L_g < 200\text{ nm}$ have a high value of ω_p , which makes them good candidates for resonant THz detectors.

In this Letter, we demonstrate the resonant and non-resonant plasma detection of THz radiation by GaN/AlGaIn HFETs at cryogenic and room temperatures. Such detectors could also operate at high temperature and in a harsh environment because of the nitride materials' properties. The HFETs with gate length of 150 nm and total gate width of 150 μm were fabricated by IEMN-DHS UMR CNRS. The 300 nm nucleation layer grown on 4H-SiC was followed by $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$ layers of 2750 nm buffer, 5 nm spacer, 5 nm Si-doped supply layer, and 10 nm barrier layer. The structures were capped with a 2 nm undoped GaN layer. The distance between the source and drain was 3 μm , and the Schottky barrier gate was located at 1 μm distance from the source. The HFETs with a gate length of 250 nm were fabricated by Sensor Electronic Technology, Inc. The epitaxial structures were grown by metal organic chemical vapour deposition (MOCVD) on a sapphire substrate. They consisted of a 100 nm-thick AlN buffer layer, a 2.0 μm -thick undoped GaN layer, followed by a $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$ barrier layer, which was doped with silicon to approximately $2 \times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$. The samples were mounted on a quartz plate to avoid parasitic interference and reflections. They were then placed into a closed-cycle helium cryostat behind the THz radiation transparent polyethylene window. The response to THz radiation at varying gate voltages was measured as a DC voltage on the open drain with the source grounded. The THz and sub-THz radiation was generated by a CO_2 pumped methanol vapour laser (0.76 THz, 2.5 THz), a Gunn diode (0.2 THz) source, and back-wave oscillators (BWO) operating in the 500–700 GHz and 200–400 GHz ranges. The incident radiation of 3–10 mW (depending on the frequency and the source) was focused

into a spot of about 1–10 mm diameter, which was larger than or comparable to the overall size of the transistors with the contact pads.

Fig. 1 shows the transistor response, ΔV , to the 0.76 and 2.5 THz radiation against gate voltage. Above 70 K, only the non-resonant detection was observed. At lower temperatures, the resonant detection revealed itself as a shoulder or maximum (shown by arrows in Figs. 1a and b) on the monotonic background of the non-resonant detection. The position of the observed resonances in Figs. 1a and b can be estimated as

$$f = \frac{1}{4L_g} \sqrt{\frac{e(V_g - V_{th})}{m^*}}$$

where $(V_g - V_{th})$ is the gate voltage swing. The bars in Fig. 1c show the position and width of the experimental resonant maxima, and the line shows the calculated dependence of the resonant frequency against gate voltage. As seen, the theory reproduces qualitatively the change of the resonance position (V_g) with frequency of incoming radiation.

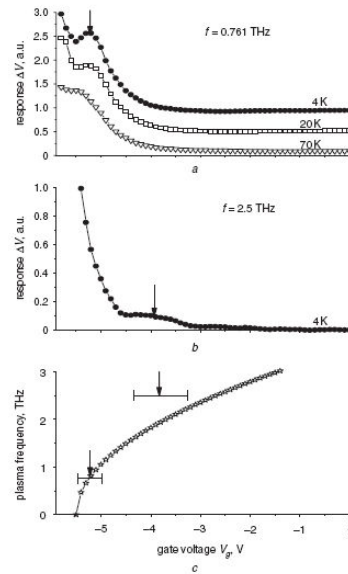


Fig. 1 Transistor response, ΔV , against gate voltage; and plasma frequency against gate voltage

a and b Response of GaN/AlGaIn-based device to THz radiation against gate voltage for different temperatures and frequencies
c Bars show position and width of resonant maxima; line shows calculated dependence of resonant frequency against gate voltage

One of the most important parameters of the detectors is noise equivalent power (NEP), which can be found as N/R_V , where N is the noise of the transistor in $\text{V}/\text{Hz}^{0.5}$ and R_V is the responsivity in V/W . Fig. 2 shows the NEP for transistors with $L_g = 250\text{ nm}$ at 300 K for frequencies of radiation $f = 0.2$ and 0.7 THz . The responsivity, which is the ratio of the output in volts to the radiant input in watts, was estimated in two different ways. For $f = 0.7\text{ THz}$, the responsivity was estimated as $R_V = \Delta V / (P_t S_a / S_s)$, where P_t is the total power of the source, S_s is radiation beam spot area, and S_a is the transistor area, which includes contact pads. In the experiment with 0.2 THz , the radiation was focused to the diameter approximately of the same size as the transistors, including the contact pads. Therefore, the total power of the source was taken for the NEP estimate. Since detection was studied at zero bias, the noise was taken equal to the thermal noise $N = \sqrt{4kTR_{FET}}$, where R_{FET} is the gate voltage dependent drain to source resistance, which can be extracted from the transfer current voltage characteristic of the field effect transistor. Fig. 2 shows the NEP at 300 K against gate voltage. The inset in Fig. 2 shows the responsivity for the 0.2 THz experiment as a reference. As seen, in spite of a relatively low responsivity, the minimum NEP is of the order of $5 \times 10^{-9}\text{ W}/\text{Hz}^{0.5}$. The minimum NEP corresponds approximately to the voltage, where the responsivity is the largest. This value of NEP is

slightly higher than for such commercial detectors as Golay cells, pyroelectric detectors and Schottky diodes, having, meanwhile, the potential advantage of operation at very high sampling frequency of several tens of gigahertz.

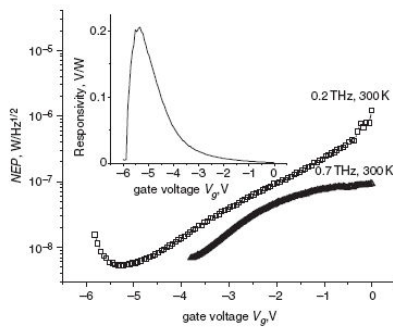


Fig. 2 NEP against gate voltage ($T = 300$ K)

Inset: Responsivity against gate voltage for $f = 0.2$ THz

Conclusions: We have investigated different GaN/AlGaIn devices and demonstrated an efficient detection of electromagnetic radiation at THz frequencies. While varying the temperature in the range from 4 K to 300 K and the excitation frequency within 0.2–2.5 THz, we have shown the resonant detection due to excitation of the plasmon modes. These detectors demonstrate reasonably low noise equivalent power suitable for practical applications.

Acknowledgments: We thank E. Širmulis and Z. Martūnas for assistance during experiments and for enlightening discussions. The work of the Montpellier group and collaboration with the Vilnius group were supported by CNRS- GDR-E project ‘Semiconductor sources and detectors of THz frequencies’, region of Languedoc Rousillon and the French Ministry of Research and New Technologies through ACI grant NR0091. Collaboration between Montpellier and Vilnius is supported by the projects PRAMA via the programme ‘Centers of Excellence’. The research conducted at Vilnius was performed under the topic ‘Study of semiconductor nanostructures for terahertz technologies’ (no. 144.1). We acknowledge financial support provided by the RFBR (grant 05-02-1772) and the Civilian Research and Development Foundation (CRDF 2681). The work at RPI was supported by the NSF under IGERT (grant no. 0333314) and by STTR contract by ARO (subcontract from SET, Inc.).

© The Institution of Engineering and Technology 2006
4 August 2006
Electronics Letters online no: 20062452
doi: 10.1049/el:20062452

A. El Fatimy, S. Boubanga Tombet, F. Teppe and W. Knap (*GES CNRS-Université Montpellier2 34095, Montpellier, France*)

E-mail: Abdelouahad.elfatimy@ges.univ-montp2.fr

D.B. Veksler, S. Romyantsev and M.S. Shur (*Department of Electrical, Computer, and Systems Engineering, CII 9017, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, NY 12180-3590, USA*)

N. Pala, R. Gaska, Q. Fareed and X. Hu (*Sensor Electronic Technology, Inc., 1195 Atlas Road, Columbia, SC 29209, USA*)

D. Seliuta and G. Valusis (*Semiconductor Physics Institute, A. Goštauto Street 11, LT-01108 Vilnius, Lithuania*)

C. Gaquiere, D. Theron and A. Cappy (*IEMN-DHS UMR CNRS, 8520, Avenue Poincaré, 59652 Villeneuve d’Ascq, France*)

S. Romyantsev: On leave from the A.F. Ioffe Institute of the Russian Academy of Sciences, 194021 St Petersburg, Russia

References

- Dyakonov, M., and Shur, M.S.: ‘Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: new mechanism of plasma wave generation by dc current’, *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**, pp. 2465–2468
- Dyakonov, M., and Shur, M.S.: ‘Detection, mixing, and frequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electronic fluid’, *IEEE Trans. Electron Devices*, 1996, **43**, pp. 380–387
- Knap, W., *et al.*: ‘Nonresonant detection of terahertz radiation in field effect transistors’, *J. Appl. Phys.*, 2002, **91**, pp. 9346–9353
- Knap, W., *et al.*: ‘Resonant detection of subterahertz radiation by plasma waves in a submicron field-effect transistor’, *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **80**, pp. 3433–3435; and Knap, W., *et al.*: ‘Resonant detection of subterahertz and terahertz radiation by plasma waves in submicron field-effect transistors’, *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **81**, pp. 4637–4638
- Peralta, X.G., *et al.*: ‘Terahertz photoconductivity and plasmon modes in double-quantum-well field-effect transistors’, *Appl. Phys. Lett.*, 2002, **81**, pp. 1627–1629
- Teppe, F., *et al.*: ‘Room-temperature plasma waves resonant detection of sub-terahertz radiation by nanometer field-effect transistor’, *Appl. Phys. Lett.*, 2005, **87**, p. 052107
- Teppe, F., *et al.*: ‘Plasma wave resonant detection of femtosecond pulsed terahertz radiation by a nanometer field-effect transistor’, *Appl. Phys. Lett.*, 2005, **87**, p. 022102
- Shaner, E.A., *et al.*: ‘Single-quantum-well grating-gated terahertz plasmon detectors’, *Appl. Phys. Lett.*, 2005, **87**, p. 193507
- Knap, W., *et al.*: ‘Plasma wave detection of sub-terahertz and terahertz radiation by silicon field-effect transistors’, *Appl. Phys. Lett.*, 2004, **85**, pp. 675–677
- Pala, N., *et al.*: ‘Nonresonant detection of terahertz radiation in Sol MOSFETs’, *Electron Lett.*, 2005, **41**, pp. 89–90
- Shur, M.S.: ‘Low ballistic mobility in submicron HEMTs’, *IEEE Electron Device Lett.*, 2002, **23**, pp. 511–513
- Dyakonov, M. Private communications, 2005
- El Fatimy, A., *et al.*: ‘Resonant and voltage-tunable terahertz detection in InGaAs/InP—nanometer transistors’, *Appl. Phys. Lett.*, 2006, **89**, p. 131926

APPLIED PHYSICS LETTERS 88, 141906 (2006)

Room-temperature terahertz emission from nanometer field-effect transistors

N. Dyakonova,^{a)} A. El Fatimy, J. Łusakowski,^{b)} and W. Knap
*Groupe d'Etude des Semiconducteurs, UMR CNRS 5650, Université Montpellier 2,
 34095 Montpellier, France*

M. I. Dyakonov
Laboratoire de Physique Théorique et Astroparticules, Université Montpellier 2, 34095 Montpellier, France

M.-A. Poisson and E. Morvan
Thales Research and Technology, Orsay, 91404 France

S. Bollaert, A. Shchepetov, Y. Roelens, Ch. Gaquiere, D. Theron, and A. Cappy
Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord, UMR CNRS 8520, 59655 Villeneuve d'Ascq, France

(Received 22 November 2005; accepted 6 March 2006; published online 4 April 2006)

Room-temperature generation of terahertz radiation in nanometer gate length InAlAs/InGaAs and AlGaIn/GaN high-mobility transistors is reported. A well-defined source-drain voltage threshold for the emission exists, which depends on the gate bias. Spectral analysis of the emitted radiation is presented. The highest emission power emitted from a single device reached $0.1 \mu\text{W}$. © 2006 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.2191421]

Utilization of nanotransistors as terahertz radiation sources is of considerable interest because of the possibility of a simple integration with other optoelectronic devices. Room-temperature operation is obviously highly desirable.

Recently we have demonstrated emission of terahertz radiation by nanometer gate length ($L_g=60 \text{ nm}$) InAlAs/InGaAs high electron mobility transistors (HEMTs) on InP substrate at 4.2 K.¹ This emission was interpreted as the result of plasma wave generation due to the Dyakonov-Shur instability.^{2,3} The emission dependence on the gate and drain voltages, as well as the influence of an external magnetic field, were investigated.^{4,5} In this Letter we report terahertz emission by InAlAs/InGaAs/InP and AlGaIn/GaN HEMTs at room temperature. The investigated transistors had a standard design adapted for common high frequency/high power industrial applications.

The InAlAs/InGaAs/InP HEMT heterostructure was grown on InP substrate. The active layers of the transistor consisted of a 200 nm $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ buffer, a 20 nm $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ channel, a 5 nm thick undoped $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ spacer, a silicon delta-doped layer, a 12 nm thick $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ barrier layer, and, finally, a 10 nm silicon doped $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ cap layer. The gate length L_g was 50 nm, the source-drain spacing L_{sd} was $1.3 \mu\text{m}$, and the width of the gate was $W=20 \mu\text{m}$. The fabrication details are described in Ref. 6. The 300 K electron concentration in the channel n_0 was $2.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ and the mobility in the ungated part of the channel was $\sim 2 \text{ m}^2/\text{V s}$. Breakdown voltage near the pinch-off conditions was higher than 5 V.

The epitaxial heterostructure for AlGaIn/GaN transistors (GaN-HEMTs) has been grown by metal organic chemical vapor deposition (MOCVD) method. On 4H-SiC substrate a nucleation layer has been grown followed by $1 \mu\text{m}$ GaN buffer layer then a 25 nm of unintentionally doped AlGaIn

barrier layer with 29% content of Al has been deposited. The concentration of the two dimensional electron gas was equal to $1.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. The gate length L_g was 150 nm, the gate-drain spacing L_{gd} was $3 \mu\text{m}$, and the total gate width was $W=200 \mu\text{m}$ for sample 1 and $100 \mu\text{m}$ for sample 2. The 300 K main dc and microwave performances are a maximum drain current $J_{dmax}=1.2 \text{ A/mm}$, a maximum extrinsic transconductance $G_{mmax}=270 \text{ mS/mm}$, a pinch off voltage of -6 V , a current gain cutoff frequency of 43 GHz, a maximum oscillation frequency $f_{max}=100 \text{ GHz}$, and an output power density of 6.2 W/mm at 10 GHz. Breakdown voltage near the pinch-off condition was higher than 80 V. For both types of materials no degradation of the devices was observed during experiments. The lifetime of the devices was limited only by accidental electrostatic shocks.

The emission signal was excited by square source-drain voltage pulses with amplitude U_{ds} (pulse frequency of 30 Hz and duty cycle of 0.5), the source-gate voltage being constant. The emission was measured in two ways. We measured the integrated signal of emission as a function of source-drain pulse amplitude. Second, we measured the spectra using either a vacuum Fourier transform spectrometer or a cyclotron resonance spectrometer. In both cases the emission signal from the detector was demodulated by a lock-in amplifier synchronized with the excitation pulses.

The experiments at 4.2 K were performed using the cyclotron resonance spectrometer. The radiation was analyzed by a magnetically tunable InSb cyclotron resonance detector (see Ref. 1 for more details). The registration of the total power of the emission was performed by the detector at zero magnetic field. The detector becomes selective (width of $\sim 0.1 \text{ THz}$) and tuneable when a magnetic field is applied. The frequency range of the detection was from 0.2 to 4.5 THz.

In room-temperature experiments we used a Si bolometer with incorporated filters and fast Fourier transform (FFT) spectrometer operating in the step scan mode. For the measurement of the total intensity of emission the transistors

^{a)}Electronic mail: ndiakonova@univ-montp2.fr

^{b)}Also at: Institute of Experimental Physics, Warsaw University, Warsaw, Poland.

141906-2 Dyakonova *et al.*

Appl. Phys. Lett. 88, 141906 (2006)

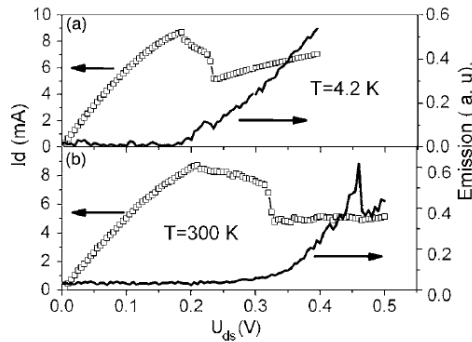


FIG. 1. Current-voltage characteristics and emission intensities for InAlAs/InGaAs-HEMT at 4.2 K, $U_{gs}=0$ (a) and 300 K, $U_{gs}=0.025$ V (b).

were placed in front of the bolometer window without any additional focusing. The emission was integrated over the 0.2–4.5 THz frequency range as determined by bolometer cold filters. To measure the spectra of the emission the transistors were placed at the focal point of the entrance mirror of the FFT spectrometer. In these measurements a 25 μm Mylar beam splitter and a 4.2 K cooled silicon bolometer were used. The Fourier transform spectra were normalized by the blackbody spectrum.

The output current-voltage characteristics and the integrated emission intensities were measured simultaneously. Figure 1 shows the results obtained for the InGaAs/AlGaAs/InP HEMTs both at helium temperature and at room temperature. One can see that the results are quite similar, their main features being the dramatic drop of the drain current around $U_{ds}=0.2\text{--}0.3$ V accompanied by a thresholdlike appearance of the emission signal. Typically, we observed a reproducible nonmonotonous behavior of emission intensity versus U_{ds} (see Figs. 1 and 2), the origin of which is not understood. With increasing the negative gate bias, the current drop and the corresponding onset of emission are shifted towards lower values of U_{ds} .

The same kind of behavior was observed for AlGaN/GaN-HEMTs, both at 4.2 and 300 K. The results obtained are presented in Fig. 2. The data for sample 1 are typical and were obtained for a number of other samples. It can be seen that for the GaN-based devices the current drop

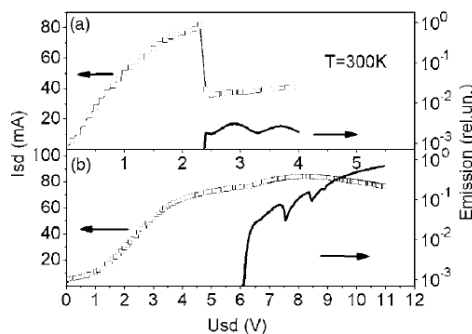


FIG. 2. Current-voltage characteristic and the emission intensity for two AlGaN/GaN-HEMTs at room temperature. (a)—sample 1, $U_{gs}=-1$ V; (b)—sample 2, $U_{gs}=-1.5$ V. Note that the maximum emission intensity in sample 2 is ~ 250 times higher than in sample 1.

Downloaded 19 Apr 2006 to 162.38.137.110. Redistribution subject to AIP license of copyright, see <http://apl.aip.org/apl/copyright.jsp>

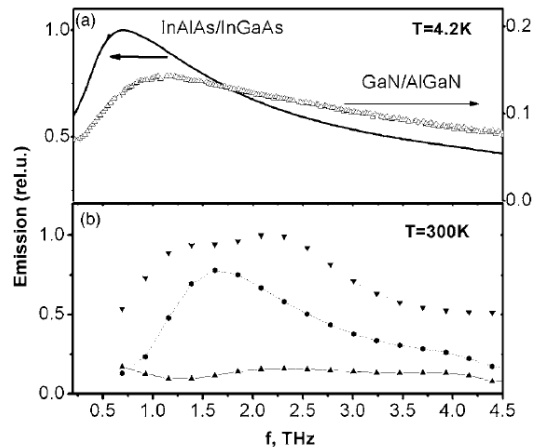


FIG. 3. (a) Normalized emission spectra at 4.2 K for InAlAs/InGaAs-HEMT ($U_{ds}=0.3$ V and $U_{gs}=-0.1$ V) and for AlGaN/GaN-HEMT (sample 1, $U_{ds}=3$ V and $U_{gs}=-1$ V). (b) Emission spectra at 300 K for AlGaN/GaN-HEMT (sample 2) at $U_{ds}=8$ V, $\blacktriangle-U_{gs}=0$, $\bullet-U_{gs}=-1.1$ V and $\blacktriangledown-U_{gs}=-4$ V.

and the accompanying onset of emission are much more abrupt than those in Fig. 1. However, for several samples [sample 2 in Fig. 2(b)] the emission threshold corresponds to a slight increase of the drain current. Also, the emission intensity for this sample is two orders of magnitude higher than the intensity observed in other GaN- and InP-HEMTs. We do not know the origin of this difference.

Using the calibration data of the bolometer we roughly estimated the emission power, which was typically in the nanowatt range. The strongest emission was observed from GaN-HEMTs. The single device (sample 2) integrated (0.2–4.5 THz) power was on the order of 0.1 μW . We note that the nonmonotonous behavior of the emission intensity as a function of U_{ds} , seen in Fig. 2, is typical and reproducible.

The emission spectra for both structures at 4.2 K and for the AlGaN/GaN structure at 300 K are presented in Fig. 3. At 4.2 K the emission from InP-based device is several times higher compared to the GaN-based device. The typical spectra at helium temperature [Fig. 3(a)] have an asymmetric form with a maximum around 0.5–1 THz and a high frequency tail extending up to several terahertz (see also Ref. 1). Generally, the form of the spectra does not depend strongly on the gate bias and on the source-drain voltage. However, for some samples and for some values of U_{ds} we found also spectra having an asymmetric form with a second broad maximum around 4–5 THz.⁴

At room temperature, only the emission spectra for the GaN-based transistor were measured [Fig. 3(b)], since the radiation intensity in the InP-based device was not high enough to allow such measurements—the integrated power was ~ 250 times smaller than for GaN devices. One can see that at 300 K the emission maximum is shifted to about 1.5 THz and that the form of the spectrum noticeably changes depending on the gate voltage. The emission goes to zero for $U_{gs}=-4$ V, near the channel pinch-off.

We observed (both at 4.2 and 300 K and for both types of transistors) that the terahertz emission existed in a certain interval of U_{gs} values, between a negative value correspond-

141906-3 Dyakonova *et al.*Appl. Phys. Lett. **88**, 141906 (2006)

ing to the channel pinch-off and an upper limit, which increased at higher U_{ds} .

Both types of emitters were reproducible in the sense that most of the devices from the same technological run did emit terahertz radiation. The power and spectral distributions of the emission differed from device to device because of intentional (device geometry) and nonintentional (wafer inhomogeneity) variations.

Our experiments were motivated by the prediction of a current-induced instability in a gated two dimensional (2D) electron gas resulting in plasma wave generation in the terahertz range.² The results reported here, as well as previously,¹ indeed demonstrate terahertz emission appearing when the drain current exceeds a certain threshold value. The radiation frequencies are in a reasonable agreement with the estimates for fundamental plasma modes either in the gated region or in the ungated ones.^{3,7} However, other features predicted in Ref. 2 (such as the tunability of the radiation frequency by the gate bias) are not observed.

The main properties of the observed emission do not change appreciably when the temperature is raised from 4 to 300 K, and this probably means that strong heating of electrons by the high electric field existing at the drain side of the gated region is an important ingredient of the observed phenomenon. We also note that in our devices the gate width is much greater than the gate length. Thus the transistor channel serves as a waveguide, rather than a resonator, for plasma waves, so that their spectrum is continuous. Thus, the simplified one dimensional model of Ref. 2, which does not take into account hot electron effects, is not directly applicable to our experiments.

Strong heating of electrons may lead to a real space transfer and/or to population of higher valleys. This could result in a negative differential resistance, which could in principle persist up to terahertz frequencies. Some possible

mechanisms were recently discussed.^{8,9} Whatever is the exact mechanism of instability, two dimensional plasma waves should be generated, provided their damping is sufficiently low.

In summary, we have shown that terahertz emission from nanometer size field-effect transistors persists from 4.2 K up to room temperature. The spectral analysis shows an emission peak around 1.5–2 THz for AlGaIn/GaN system at 300 K. Although the origin of the observed emission is yet to be clarified, our results demonstrate the possibility of nanotransistor based room-temperature terahertz sources.

The authors appreciate useful discussions with M. Levinshtein, A. Matulionis, and M. Shur. This work was partially supported by Polish Ministry of Scientific Research and Information Technology under Grant No. 3T11B04528.

¹W. Knap, J. Łusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, and M. S. Shur, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2331 (2004).

²M. Dyakonov and M. Shur, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2465 (1993).

³M. Dyakonov and M. S. Shur, in *Terahertz Sources and Systems*, edited by R. E. Miles (Kluwer, Netherlands, 2001), p. 187.

⁴J. Łusakowski, W. Knap, N. Dyakonova, L. Varani, J. Mateos, T. Gonzalez, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, and K. Karpierz, *J. Appl. Phys.* **97**, 64307 (2005).

⁵N. Dyakonova, F. Teppe, J. Łusakowski, W. Knap, M. Levinshtein, A. P. Dmitriev, M. S. Shur, S. Bollaert, and A. Cappy, *J. Appl. Phys.* **97**, 4313 (2005).

⁶T. Parenty, S. Bollaert, J. Mateos, X. Wallart, A. Cappy, *Proceedings of the Indium Phosphide and Related Material (IPRM) IEEE Conference*, Nara, Japan, 14–18 May 2001, p. 626.

⁷M. Dyakonov and M. Shur, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 111501 (2005).

⁸J. Mateos, S. Pérez, D. Pardo, T. González, J. Łusakowski, N. Dyakonova, W. Knap, S. Bollaert, Y. Roelens, A. Cappy, J. F. Millithaler, and L. Varani, *AIP Conf. Proc.* **800**, 423 (2005).

⁹V. Ryzhii and M. Shur, *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 1168 (2002); M. S. Shur and V. Ryzhii, *Proceedings of the 11-THz GaAs Symposium*, Munich (IEEE, New York, 2003), p. 301.

APPLIED PHYSICS LETTERS 89, 222109 (2006)

Room temperature tunable detection of subterahertz radiation by plasma waves in nanometer InGaAs transistors

F. Teppe,^{a)} M. Orlov,^{b)} A. El Fatimy, A. Tiberj, and W. Knap
*Groupe d'Etude des Semiconducteurs, CNRS-Université Montpellier 2, UMR 5650,
 34090 Montpellier, France*

J. Torres
*Centre d'Electronique et de Micro-Optoelectronique de Montpellier, CNRS-Université Montpellier 2,
 UMR 5507, 34090 Montpellier, France*

V. Gavrilenko
*Institut for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, GSP-105, Nizhny Novgorod,
 603950 Russia*

A. Shchepetov, Y. Roelens, and S. Bollaert
*Institut d'Electronique, de Microelectronique et de Nanotechnologie, UMR 8520, Cité Scientifique,
 Avenue Poincaré, BP 60069, 59652 Villeneuve d'Ascq Cedex, France*

(Received 28 July 2006; accepted 13 October 2006; published online 29 November 2006)

The authors report on the demonstration of room temperature, tunable terahertz detection obtained by 50 nm gate length AlGaAs/InGaAs high electron mobility transistors (HEMTs). They show that the physical mechanism of the detection is related to the plasma waves excited in the transistor channel and that the increasing of the drain current leads to the transformation of the broadband detection to the resonant and tunable one. They also show that the cap layer regions significantly affect the plasma oscillation spectrum in HEMTs by decreasing the resonant plasma frequencies.
 © 2006 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.2392999]

Tunable solid-state detectors are expected for the development of electronic and photonic applications in the terahertz part of the electromagnetic spectrum. There are a large variety of terahertz detectors such as bolometers,¹⁻³ pyroelectric detectors, Schottky diodes,^{4,5} and photoconductive detectors.⁶ Tunability has been demonstrated in photoconductivity measurements by applying magnetic field in GaAs (Ref. 7) and InSb.⁸ Here we show the potential of terahertz detectors tuned by plasma wave resonances in field effect transistors (FETs). Tuning the detector response by gate voltage is much suitable for applications than tuning with a magnetic field.

The plasma waves in a FET have a linear dispersion law,⁹ $\omega = sk$, where s , given in Eq. (3), is the plasma wave velocity, which depends on the square root of the gate voltage swing V_0 . A FET channel of a given length L_g acts for these waves as a resonant "cavity," with the eigenfrequencies given by $\omega_N = \omega_0(1 + 2N)$, where $N = 1, 2, 3, \dots$ and fundamental plasma frequency $\omega_0 = \pi s / 2L_g$ can be tuned by changing the gate voltage. For the submicron gate lengths ω_0 can reach the terahertz range.^{10,11} Dyakonov and Shur^{12,13} showed that nonlinear properties of such a cavity can be exploited for selective tunable terahertz detection. They demonstrated that a nanometer size high electron mobility transistor (HEMT) subjected to a terahertz radiation with a frequency ω would develop a constant source-to-drain voltage,

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

where τ is the momentum relaxation time.

^{a)} Author to whom correspondence should be addressed; electronic mail: teppe@gcs.univ-montp2.fr

^{b)} Also at Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, GSP-105, Nizhny Novgorod, 603950 Russia.

In the absence of external current the width of the resonance curve is determined mainly by the inverse momentum relaxation time, $1/\tau$. When $\omega_0\tau \ll 1$ the plasma oscillations are overdamped and the HEMT response is a smooth function of frequency as well as of the gate voltage (nonresonant broadband detection). In the regime such that $\omega_0\tau \gg 1$ the field effect transistor operates as a resonant and tunable detector. The fundamental frequency of plasma wave oscillations can be tuned by changing the gate voltage.

The resonant detection of terahertz radiation by two-dimensional plasma waves was demonstrated in different FETs (Refs. 14–16) and in a single and a double quantum well FET.^{17,18}

Recently, Teppe *et al.* have demonstrated room temperature, resonant detection of subterahertz radiation by 250 nm gate length GaAs/AlGaAs transistor.¹⁹ They have shown that the detection regime, initially nonresonant, becomes resonant even at 300 K by increasing the drain current and driving the transistor into the current saturation region.

In this letter we experimentally show that the resonant detection of subterahertz radiations can be continuously tuned by the applied gate voltage.

The experiments were performed on two 50 nm gate length AlGaAs/InGaAs HEMTs called later sample A and sample B. The active layers consisted of a 200 nm $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ buffer, a 15 nm $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ channel, a 5-nm-thick undoped $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ spacer, a silicon δ layer of $5 \times 10^{12}/\text{cm}^2$, a 12-nm-thick $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ barrier layer, and finally a 10-nm-silicon-doped $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ cap layer. Cap layer length is 500 nm at each side of the channel and drain-source separation is $1.4 \mu\text{m}$ (see schematic in inset of Fig. 1). The threshold voltages extracted from transfer characteristics were -0.6 and -0.4 V for samples A and B, respectively. Output characteristics of sample B at room temperature (drain current I_d versus source-drain voltage V_d) for

222109-2 Teppe *et al.*

Appl. Phys. Lett. 89, 222109 (2006)

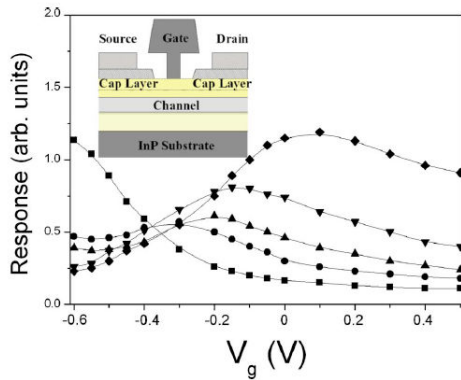


FIG. 1. (Color online) Photoconductive response vs gate voltage for different values of applied drain-source voltage V_d from 0.025 up to 0.55 V [■]: 0.025 V, (●): 0.2 V, (▲): 0.3 V, (▼): 0.4 V, and (◆): 0.55 V] at a fixed value of the BWO frequency of 663 GHz. For $V_d=0.025$ V typical nonresonant signal is observed. For higher V_d values the resonant peak starts to grow and shifts to higher values of gate voltage. Inset: schematic of the 50 nm gate-length InGaAs HEMTs that highlights cap layer regions.

different values of gate voltages (from 0 down to -0.4 V with -0.1 V step) are displayed in the inset of Fig. 2. The photoresponse measurements were performed with backward wave oscillator (BWO) source which gives powerful and tunable subterahertz electromagnetic waves from 450 up to 700 GHz. The radiation beam was not focused and the diameter of the spot was approximately 5 cm at the position of the sample, i.e., much larger than the gate length of the device. The maximum BWO output power was around 20 mW. The radiation intensity was modulated by the mechanical chopper at 130 Hz. The source terminal of the device was grounded. The dc drain current was applied to the device and controlled by a Keithley source meter 2410. The source meter was operating in the current source mode, ensuring the asymmetry in the boundary conditions for the ac signal at the drain and source terminals. The dependence of the response ΔU versus the drain current was measured using the standard lock-in technique at different gate biases. The gate bias was controlled by another Keithley source meter operated in the voltage source mode.

Concerning sample A, the photoconductive response versus the gate voltage for different values of applied drain-source voltage V_d from 0.025 up to 0.55 V at a fixed value of the BWO frequency of 663 GHz is shown in Fig. 1. One can see that for $V_d=0.025$ V typical nonresonant signal is observed. The resonant peak appears at higher V_d , its amplitude increasing and its position shifting to higher values of gate voltage with the applied V_d . We want to point out that the plasma wave resonance appears as the transistor is driven into the current saturation region. This behavior was observed in sample B as well.

The photoconductive response of sample B versus gate voltage for frequencies from 473 up to 679 GHz is shown in Fig. 2 while keeping constant the source drain voltage of 0.3 V. One can see that for the lowest frequency, only typical nonresonant signal is observed. For higher frequencies, after a typical increase of the nonresonant background signal with applied drain voltage/current, the resonant structure starts to grow. Results shown in Figs. 1 and 2 show clearly that the resonant detection is obtained either by (i) increasing the

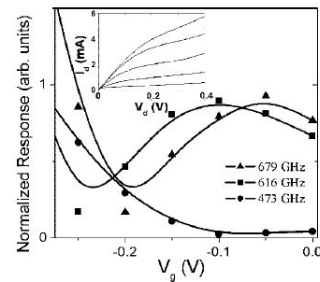


FIG. 2. Photoinduced drain-source voltage as a function of gate bias for different external frequencies [(▲): 679 GHz, (■): 616 GHz, and (●): 473 GHz] at a fixed value of applied drain-source voltage of 0.3 V. At the lowest frequency, the response is nonresonant. The resonance appears at $V_g=0.1$ V at 616 GHz and shifts to higher gate bias (0.05 V) for higher frequency (679 GHz). Inset: output characteristics at room temperature (drain current I_d vs source-drain voltage V_d) for different values of gate voltage (from 0 down to -0.4 V with -0.1 V step).

relaxation time τ or by (ii) increasing external frequency ω . Both effects lead to increasing of the effective quality factor $\omega\tau$. As mentioned before $\omega\tau$ should be higher than unity to get resonant detection. As discussed in our earlier work,^{19,20} increasing the current increases the electron drift velocity v and leads to the decrease of an effective relaxation rate given by $1/\tau_{eff}=1/\tau-2v/L_g$, L_g being the gate length. As $\omega\tau_{eff}$ becomes on the order of unity the detection becomes resonant.

The main experimental result shown in this letter is that the position of the resonance line shifts with external frequency. Figure 3 reports the experimentally observed variation of the maxima of the gate voltages for three different fixed drain-to-source voltages (0.1 V: triangles, 0.2 V: circles, and 0.3 V: squares). One can see that by increasing the external frequency of BWO the resonance shifts to higher gate voltages for different values of fixed source-drain voltage.

According to plasma wave detection theory the frequency of plasma wave oscillations f depends on the gate

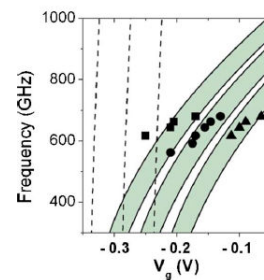


FIG. 3. (Color online) Maxima of resonant gate voltages corresponding to different frequencies of the radiation source at three different fixed drain-to-source voltages [(■): 0.1 V, (●): 0.2 V, and (▲): 0.3 V]. Dashed lines, respectively, from left to right are calculations using Eqs. (2) and (3) for three values of the effective threshold voltage V_{th} (-0.35 , -0.3 , and -0.25 V) corresponding to three values of applied V_d (0.1, 0.2, and 0.3 V). Electron velocity is assumed to be 2×10^5 m s⁻¹. Solid lines are calculations using Eq. (4) at two different values of electron drift velocity (2×10^5 and 3.5×10^5 m/s) for each effective threshold voltage (i.e., $V_{th}=-0.35$, -0.3 , and -0.25 V). Filled areas represent drift velocity range (between 2×10^5 and 3.5×10^5 m/s) which can match observed frequency dependence as a function of gate voltage.

Downloaded 25 Mar 2007 to 162.38.137.177. Redistribution subject to AIP license or copyright, see <http://apl.aip.org/apl/copyright.jsp>

222109-3 Teppe *et al.*Appl. Phys. Lett. **89**, 222109 (2006)

length L_g , the plasma wave velocity s , and drift velocity v as^{19,20}

$$f = \frac{s}{4L_g} \left(1 - \frac{v^2}{s^2} \right), \quad (2)$$

with

$$s = \sqrt{\frac{e}{m^*} V_0}, \quad (3)$$

where e is the electron charge and m^* is the effective electron mass. The effective gate-to-channel voltage swing²¹ V_0 , can be estimated from the formula $V_0 \approx V_g - V_{th}' = V_g - \{V_{th} - (I_d R_s/2) - (V_{ch}/2)\}$, where V_g is the external gate voltage, $V_{th} = -0.4$ V is the threshold voltage, I_d is the drain current, R_s is the total source series resistance, and V_{ch} is the voltage drop on the gated part of the channel. The total source-drain voltage can be written as $V_d = V_{ch} + I_d R_s$. Since $L_g + 2d < L_{sd}$ (d is the thickness of the wide band barrier, $d = 17$ nm so $L_g + 2d = 84$ nm and $L_{sd} = 1.4$ μ m is the drain-source separation), most of the source-drain voltage drop in the linear region occurs across R_s , determined by the source-gate and drain-gate access regions. Therefore, V_{ch} can be neglected. In our case, as we use $V_d = 0.1, 0.2,$ and 0.3 V, the effective threshold voltage can be estimated from $V_{th}' \approx V_{th} + (V_d/2) = -0.35, -0.3,$ and -0.25 V, respectively.

Dashed lines in Fig. 3 are calculations using Eqs. (2) and (3) taking $V_0 \approx V_{gs} - V_{th}'$ as fitting parameter to describe resonant peak shifting with applied V_d . The electron drift velocity in the saturation regime is assumed to be 2×10^5 m/s. One can see that calculation does not reproduce well the increase of the gate voltage with frequency. The quantitative interpretation based on these equations allows us to get only approximate description of experimental data. In fact, the transistor channel region under the gate cannot be considered as separated from the other parts of the transistor. The transistor consists not only on the gated part but also on the ungated part that is covered by the cap layer. In the condition of strong current, the plasma frequency can be modified by the interaction of plasma oscillations in different parts of the channel. The importance of the cap layer regions was theoretically discovered by Ryzhii *et al.*²²

As predicted in Ref. 22 the cap regions significantly affect the plasma oscillation spectrum in HEMTs: the resonant plasma frequencies dramatically decrease with increasing cap region length. In order to take into account the effect of such cap layers, a correction to the Eq. (2) gives

$$f \approx \frac{s}{2(L_g + L_c)} \left(1 - \frac{v^2}{s^2} \right), \quad (4)$$

where L_c is the cap layer length.

Solid lines in Fig. 3 are calculations using Eq. (4) at two different values of electron drift velocity (2×10^5 and 3.5×10^5 m/s) for each effective threshold voltage used before (i.e. $V_{th}' = -0.35, -0.3,$ and -0.25 V). Filled areas represent drift velocity range (between 2×10^5 and 3.5×10^5 m/s) which can match observed frequency dependence as a function of gate voltage. The effect of cap layer result in a significant reduction of the frequencies in comparison with those calculated for the simplified HEMTs model Eq. (1). The calculated increases of frequency with gate voltage can now be qualitatively explained. However, the existing theory concerns the transistor working in the linear part of the $I(V)$

characteristics and the resonant detection is observed in the saturation region only, where the carrier density and velocity are not uniform in the whole channel. We want to stress that the strict theory for a nonuniform drift velocity distribution along the channel and more quantitative description of the phenomenon in the saturation region are absent so far. A full quantitative interpretation of our results requires a more complete theoretical development.

In conclusion we have experimentally shown that the room temperature resonant detection of subterahertz electromagnetic waves in InGaAs nanometric HEMTs can be tunable with gate voltage. The physical mechanism of the detection is related to the plasma waves excited in the transistor channel. We have also shown that the cap layer regions significantly affect the plasma oscillation spectrum in HEMTs.

The research at Montpellier2 University was supported by ACI "Tera-Nano," by the French Ministry of Scientific Research, and by the CNRS European Research Group (GdR-E) "Solid State Detectors and Emitters of Terahertz Radiation."

- ¹M. Kroug, S. Cherednichenko, H. Merkel, E. Kollberg, B. Voronov, G. Gol'tsman, H. W. Huebers, and H. Richter, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11**, 962 (2001).
- ²P. J. Burke, R. J. Schoelkopf, D. E. Prober, A. Skalare, B. S. Karasik, M. C. Gaidis, W. R. McGrath, B. Bumble, and H. G. LeDuc, *J. Appl. Phys.* **85**, 1644 (1999).
- ³B. S. Karasik, W. R. McGrath, M. E. Gershenson, and A. V. Sergeev, *J. Appl. Phys.* **87**, 7586 (2000).
- ⁴T. W. Crow, R. J. Mattauch, R. M. Weikle, U. V. Bhaskar, in *Compound Semiconductor Electronics*, edited by M. Shur (World Scientific, Singapore, 1996), p. 209.
- ⁵S. M. Marazita, W. L. Bishop, J. L. Hesler, K. Hui, W. E. Bowen, and T. W. Crowe, *IEEE Trans. Electron Devices* **47**, 1152 (2000).
- ⁶E. E. Haller and J. W. Beeman, *Proceedings of Far-IR, Sub-mm & mm Detector Technology Workshop*, Vol. 4857, Monterey, CA, April 2002.
- ⁷G. E. Stillman, C. M. Wolfe, and J. O. Dimmock, *Solid State Commun.* **7**, 5 (1969).
- ⁸G. Strasser, K. Bochter, M. Witzany, and E. Gornik, *Infrared Phys.* **32**, 439 (1991).
- ⁹A. V. Chaplik, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **62**, 746 (1972) [*Sov. Phys. JETP* **35**, 395 (1972)].
- ¹⁰M. Dyakonov and M. S. Shur, the Proceedings of 22nd International Symposium on GaAs and Related Compounds, Cheju, Korea, 28 August 1–September 1995 (unpublished), Institute Conference Series No. 145, Chap. 5, pp. 785–790.
- ¹¹M. Dyakonov and M. S. Shur in *Terahertz Sources and Systems*, edited by R. E. Miles (Kluwer, Netherlands, 2001), pp. 187–207.
- ¹²M. Dyakonov and M. Shur, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2465 (1993).
- ¹³M. Dyakonov and M. S. Shur, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2465 (1993); *IEEE Trans. Electron Devices* **43**, 380 (1996).
- ¹⁴W. Knap, Y. Deng, S. Romyantsev, and M. S. Shur, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 4637 (2002).
- ¹⁵W. Knap, Y. Deng, S. Romyantsev, J.-Q. Lu, M. S. Shur, C. A. Saylor, and L. C. Brunel, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3433 (2002).
- ¹⁶T. Otsuji, M. Hanabe, and O. Ogawara, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2119 (2004).
- ¹⁷X. G. Peralta, S. J. Allen, M. C. Wanke, N. E. Harff, J. A. Simmons, M. P. Lilly, J. L. Reno, P. J. Burke, and J. P. Eisenstein, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1627 (2002).
- ¹⁸E. A. Shaner, Mark Lee, M. C. Wanke, A. D. Grine, J. L. Reno, and S. J. Allen, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 193507 (2005).
- ¹⁹F. Teppe, W. Knap, D. Veksler, M. Shur, A. P. Dmitriev, V. Y. Kachorovskii, and S. Romyantsev, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 052107 (2005).
- ²⁰D. Veksler, F. Teppe, A. P. Dmitriev, V. Y. Kachorovskii, W. Knap, and M. Shur, *Phys. Rev. B* **73**, 125328 (2006).
- ²¹W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, V. V. Popov, and M. S. Shur, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 2331 (2004).
- ²²V. Ryzhii, A. Satou, W. Knap, and M. S. Shur, *J. Appl. Phys.* **99**, 084507 (2006).

Downloaded 25 Mar 2007 to 162.38.137.177. Redistribution subject to AIP license or copyright, see <http://apl.aip.org/apl/copyright.jsp>

[HTML ABSTRACT + LINKS](#)

APPLIED PHYSICS LETTERS 87, 053507 (2005)

Ballistic and pocket limitations of mobility in nanometer Si metal-oxide semiconductor field-effect transistors

J. Łusakowski,^{a)} W. Knap, Y. Meziani,^{b)} J.-P. Cesso, A. El Fatimy,
R. Tauk, and N. Dyakonova
GES CNRS-UMR 5650, Université Montpellier II, 34095 Montpellier, France

G. Ghibaudo
IMEP, ENSERG, BP 257, 38016 Grenoble, France

F. Boeuf and T. Skotnicki
STMICROELECTRONICS, BP 16, 38921 Crolles, France

(Received 25 April 2005; accepted 31 May 2005; published online 29 July 2005)

Room-temperature magnetoresistance of nanometer bulk Si n-type metal-oxide semiconductor field-effect transistors was measured at magnetic fields up to 10 T. The electron magnetoresistance mobility was determined for transistors with the gate length in 30 to 740 nm range and was shown to decrease with decreasing the gate length. We show that the mobility reduction is caused both by the ballistic and the pocket effect and that for the strong inversion these two effects are of a comparable magnitude. © 2005 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.1993747]

The modern silicon metal-oxide semiconductor field-effect transistors (MOSFETs) reach nanometer dimensions for which the ballistic motion can be an important limitation of the mobility, μ . As it was shown in Refs. 1 and 2, for ultimately short nanometer devices, the conductivity may be determined not by the electron scattering time but by the transit time that is of the order of L/v_{TH} , where v_{TH} is the electron thermal velocity and L is the transistor length. For low electric fields, the current is proportional to the electric field and the carrier density. The constant of proportionality—of the dimension of mobility—is called the “ballistic mobility” and is given by $\mu_B = 2eL/\pi m v_{TH}$, where $v_{TH} = (8kT/\pi m)^{1/2}$ is an average thermal velocity and other symbols have their usual meaning (in the following, $T = 300$ K and $m = 0.2 m_0$).

Another reason of the mobility degradation in nanometer devices may be due to so called pocket effect. It is caused by an increase of the impurity concentration near the source and the drain resulting from intentional or unintentional doping of the channel near the contacts. This leads to an enhancement of the electron scattering in these regions and a reduction of the measured average mobility in the channel.

Both the ballistic and pocket effects are important only for transistors of the nanometer size. Determination of the mobility for such short devices is a complicated task. Standard methods based on static parameter extraction^{3,4} or split capacitance measurements^{5,6} are generally very difficult to apply. In the former case, the difficulties are related to the fact that the mobility may depend on the transistor length while in the latter one, the measurements for small area devices are perturbed by parasitic capacitances. On the other hand, the mobility can be determined by measurements of the transistor resistance, R , in the magnetic field, B , perpendicular to the inversion layer plane. It results from the fact

that at fields for which $\mu B \ll 1$, R increases as $R(B) = R_C + R_0(1 + \mu^2 B^2)$, where R_0 is the channel resistance at the zero magnetic field and R_C is the contact resistance. This so called geometrical magnetoresistance, described by the $\mu^2 B^2$ term, appears when the width of the transistor, W , is much larger than its length.^{7,8} Recently, we demonstrated that magnetoresistance measurements in high magnetic fields can be applied for mobility determination in MOSFETs with the gate length down to 20 nm.⁹

In this work, we apply the magnetoresistance method to investigate the ballistic and pocket limitations on the room temperature mobility in n-type bulk MOSFETs. In the analysis, we determine and take into account the resistance of contacts. We show that similarly to the effect of the ballistic motion, the pocket effect leads also to the mobility linear in the transistor length. The analysis of the experimental data clearly shows that both effects are of a comparable magnitude (particularly, for the strong inversion) and impose essential limits on the electron mobility. This work presents, results showing the ballistic limitations on the mobility in nanometer MOSFETs.

The measurements were carried out on bulk transistors with L ranging from 30 to 740 nm and $W = 10 \mu\text{m}$. The substrate doping was on the level of $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ and the oxide thickness was 12 Å. All measurements were done at 19 °C stabilized within 0.03 °C by a PID controller. The magnetic field up to 10 T was supplied by a superconducting coil. The drain-to-source voltage was in each case equal to 80 mV that corresponded to the linear part of the output characteristics.

The analysis of the data started with determination of the threshold voltage, V_{TH} , for each transistor. This was done by fitting a part of the transfer characteristics at U_{GS} close to V_{TH} with the formula¹⁰ $I_D = I^* \ln\{1 + \exp[(U_{GS} - V_{TH})/\eta kT]\}$ with I^* , V_{TH} , and η being the fitting parameters; I_D is the drain current. The determined values of V_{TH} coincide with those obtained by interpolation of the linear part of the transfer characteristics to the zero I_D value. Next, we plotted the transistor resistance, R , as a function of $(U_{GS} - V_{TH})^{-1}$. Assuming that $R = R_C + L/n e \mu W$, where n is the surface concen-

^{a)}Also at: Institute of Experimental Physics, University of Warsaw, Hoża 69, 00-681 Warsaw, Poland; electronic mail: jerzy.lusakowski@ges.univ-montp2.fr

^{b)}Also at: Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, Sendai, Japan

053507-2 Lusakowski *et al.*

Appl. Phys. Lett. 87, 053507 (2005)

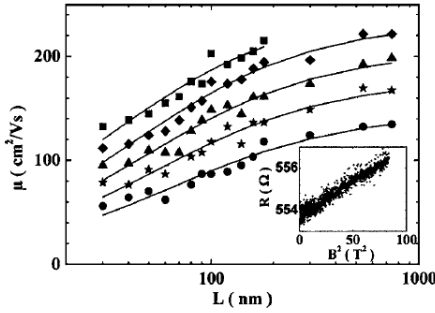


FIG. 1. Magnetoresistance mobility, μ , as a function of the gate length, L , for $n=5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (squares), $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ (diamonds), 10^{12} cm^{-2} (triangles), $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (stars), and $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ (circles). Solid lines are fits to Eq. (2) Inset: the resistance of $L=30 \text{ nm}$ transistor as a function of the squared magnetic field for $U_{GS}-V_{TH}=0.05 \text{ V}$. Notice that in this case the magnetoresistance at 10 T is less than 1%.

tration of electrons in the inversion layer proportional to $(U_{GS}-V_{TH})^{-1}$, we find R_C by a linear fit.¹¹ This procedure allowed also to determine the $n(U_{GS})$ dependence for each transistor that was subsequently used for plotting the data as a function of n . Next we determined μ for each transistor and each gate voltage, fitting $R(B)-R_C$ with $R_0(1+\mu^2\beta^2)$ (see the inset to Fig. 1). Some of experimental curves determined by this procedure are shown in Fig. 1.

To describe an evolution of the mobility from the diffusion case (long devices) to the ballistic case (short devices), we follow Ref. 2 applying the Matthiessen-like rule:

$$\mu^{-1} = \mu_0^{-1} + \mu_B^{-1} = \mu_0^{-1}(1 + \lambda_B/L), \quad (1)$$

where μ_0 is the diffusion mobility that can be determined by measurements on long devices where ballistic limitations are not important. $\lambda_B = \mu_0 \pi m v_{TH} / 2e$ is a characteristic transistor length for which an essential decrease of the mobility due to the ballistic motion occurs (to be precise - when it is reduced by a factor of 2). The ballistic mobility concept was considered in detail in Ref. 12 where the validity of Eq. (1) was confirmed by Monte Carlo simulations for small drain-to-source voltages.

A decrease of the mobility due to the pocket effect results from the diffusion tails or additional doping regions that extend into the channel from the source and drain sides. In short transistors, these regions may cover a substantial part of the channel and cause a degradation of the mobility by an increase of scattering. To include the influence of pockets, we generalize the Eq. (1) taking:

$$\mu^{-1} = \mu_0^{-1}(1 + \lambda/L), \quad (2)$$

where λ describes both the influence of the ballistic motion and the pocket effect. We used Eq. (2) to fit $\mu(L)$ experimental curves; the results are shown in Fig. 1 as solid lines. The fitting parameters, μ_0 and λ are shown in Figs. 2(a) and 2(b), respectively, as a function of n . Equation (2) that allows to take into account an influence of the ballistic and pocket effects on the average channel mobility is derived in the following section.

Let us consider a transistor with the channel of the length L with two pockets at both ends with the length $L_p/2$ each; $L_p < L$. Let us assume that the electron scattering probability is equal to τ_0^{-1} outside the pockets and $\tau_i^{-1} = \tau_0^{-1} + \tau_a^{-1}$

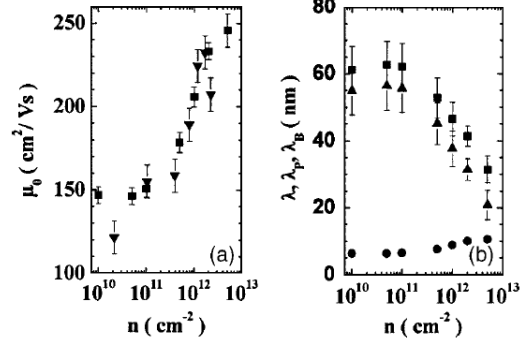


FIG. 2. (a) Dependence of μ_0 (squares) and magnetoresistance mobility for $L=0.74 \mu\text{m}$ transistor (triangles) on n ; (b) λ (squares); λ_p (triangles), and λ_B (circles) as a function of n . The error bars of λ_B are of the dimension of the data points.

within the pockets. τ_a^{-1} describes the probability of an *additional* scattering in the pockets. Summing up the resistances, we get $L/ne\mu W = L_p m / ne^2 \tau_i W + (L-L_p)m / ne^2 \tau_0 W$, that leads to

$$\mu^{-1} = \mu_0^{-1} + (e\tau_a L / mL_p)^{-1} = \mu_0^{-1}(1 + \lambda_p/L), \quad (3)$$

with $\mu_0 = e\tau_0/m$. Equation (3) has the same form as Eq. (1) with the ballistic mobility replaced by $\mu_p = e\tau_a L / mL_p$, proportional to the transistor length. The length $\lambda_p = \mu_0 m L_p / e\tau_a$ is analogous to λ_B . When L decreases, the second term in Eq. (3) becomes important which reflects the fact that the additional scattering in the pockets limits the mobility in short channel devices. The mobility μ_p can be interpreted as an effective mobility that would be observed on a device of the length L_p and it were described by the relaxation time τ_a .

Thus, considering the ballistic and pocket effects, we are dealing with two mobility limiting mechanisms, both of which depend linearly on L and become essential at short L . We generalize Eqs. (1) and (3) taking into account both contributions:

$$\mu^{-1} = \mu_0^{-1} + \mu_B^{-1} + \mu_p^{-1}, \quad (4)$$

that leads to Eq. (2) with $\lambda = \lambda_B + \lambda_p$. Thus, the length λ is a sum of two terms, λ_B and λ_p , that show appropriate lengths for the ballistic and pocket limitations, respectively.

With μ_0 values obtained by fitting Eq. (2) to the data in Fig. 1, we calculated λ_B and then $\lambda_p = \lambda - \lambda_B$, shown in Fig. 2(b). By definition, μ_0 is the electron mobility in long devices. Figure 2(a) compares μ_0 obtained from the fitting of $\mu(L)$ dependence (squares) with the magnetoresistance mobility determined on a transistor with $L=740 \text{ nm}$ (triangles). The agreement is very good which shows the consistency of the applied method and justifies the approximations used. An additional justification of the proposed model is shown in the inset to Fig. 3 where $\mu_p(L)$ dependence, calculated on the base of Eq. (4), is plotted (μ is given by the experiment, μ_0 is shown in Fig. 2(a) and $\mu_B = 2eL / \pi m v_{TH}$). One can see that the approximation of $\mu_p(L)$ by a linear dependence is quite satisfactory.

An increase of μ_0 with n results from a more effective screening by mobile electrons in the inversion layer (simi-

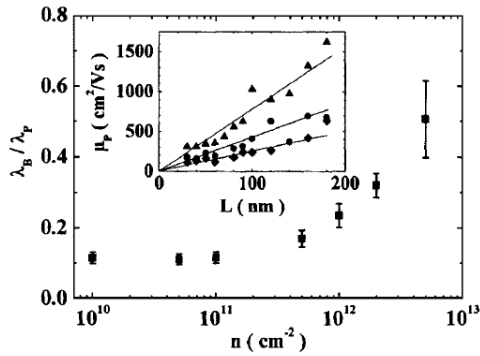


FIG. 3. Relative contribution of the ballistic limitation with respect to the pocket limitation, λ_B/λ_P . Inset: dependence of μ_P on L for $n=10^{10}$ cm^{-2} (diamonds), 5×10^{11} cm^{-2} (circles), and 2×10^{12} cm^{-2} (triangles).

larly to μ_0 , the mobility for each transistor grows with the increase of n , see also Ref. 9). Since λ_B is proportional to μ_0 (with the constant of proportionality dependent only on temperature) it also increases with n . This reflects the obvious fact that if the carriers are more mobile, their mobility approaches the ballistic limit for longer devices. On the other hand, $\lambda_P = \mu_0 m L_P / e \tau_a = \tau_0 L_P / \tau_a$ decreases with n . It can only be possible if τ_a increases with n quicker than τ_0 . This is consistent with the fact that, according to the model, τ_a is determined only by an additional scattering by ionized impurities in the pockets while τ_0 involves contributions from all scattering mechanisms, also from those with a weak dependence on n , like the phonon scattering.

The contributions of different scattering mechanisms to the total mobility are defined by Eq. (4). Their magnitudes can be compared by plotting $\mu_P/\mu_B = \lambda_B/\lambda_P = \pi v_{TH} \tau_a / 2 L_P \approx \tau_a / (L_P / v_{TH})$ that gives the strength of the ballistic limitation relative to the pocket one,¹³ as it is shown in Fig. 3. This is just the ratio of the scattering time τ_a to the mean time needed for a ballistic electron to pass the pockets. Since L_P / v_{TH} is constant for given temperature, the monotonic increase of λ_B/λ_P with n reflects an improvement of screening, described by an increase of τ_a . This is in agreement with the fact that when the scattering decreases, the system is driven toward the ballistic regime and limitations due to the ballistic motion become more important. Let us notice that for the highest n values, the ballistic contribution is only two times smaller than that due to the pockets. In other words, for a transistor of the length L operating in a strong inversion, about 1/3 of the mobility degradation is due to the ballistic motion and 2/3 to the additional scattering in the pockets. The ratio λ_B/λ_P shows also how the scattering time on ionized impurities depends on the electron concentration in the transistors investigated and thus can be used for testing that kind of scattering mechanism in nanometer MOSFETs.

The important results of the present study are the *experimental* values of λ_B and λ_P that determine the characteristic

transistor length for which an essential mobility decrease should be clearly observed due to the ballistic motion (λ_B) and due to the pocket effect (λ_P). The value of λ_B of about 10 nm for the on transistor state is in a very good agreement with Monte Carlo estimations.¹⁴ The value of λ_P of about 40 nm is also in agreement with technological estimates of the implementation profiles for the transistors investigated. It is worth stressing that for λ_B and λ_P equal to 10 and 40 nm, respectively, an essential decrease of the average channel mobility is observed already for devices as long as 100 nm (see Fig. 1).

In conclusion, we have performed magnetoresistance mobility measurements on a series of bulk Si MOSFETs. We generalized the model of the ballistic mobility taking into account also the influence of pockets. We find that both effects lead to the mobility proportional to the channel length and determine the characteristic channel lengths of about 10 and 40 nm when one should expect large mobility degradation due to the ballistic and pocket limitations, respectively. We show also that the mobility degradation related to the ballistic effect becomes important especially when the inversion electron concentration is high.

Fruitful discussions with Professor M. Dyakonov are greatly acknowledged. This work was supported by the French Ministry of National Education and Research Programs "Nano 2008" and ACI "Nanosciences and Nanotechnologies," the CNRS Program "New THz Emitters and Detectors" and the Region Languedoc-Roussillon.

¹M. I. Dyakonov and M. S. Shur, in *The 23rd International Conference on Physics of Semiconductors*, edited by M. Scheffler and R. Zimmermann, (World Scientific, Singapore, 1996), pp. 145–148.

²M. S. Shur, *IEEE Electron Device Lett.* 23, 511 (2002).

³Y. Taur, D. S. Zicherman, D. R. Lombardi, P. J. Restle, C. H. Hsu, H. I. Hanafi, M. R. Wordeman, B. Davari, and G. Shahidi, *IEEE Electron Device Lett.* 13, 267 (1992).

⁴G. Ghibaudo, *Electron. Lett.* 24, 543 (1988).

⁵J. Koomey, *Solid-State Electron.* 16, 801 (1973).

⁶C. Sodini, T. Ekstedt, and J. Moll, *Solid-State Electron.* 25, 833 (1982).

⁷A. C. Beer, *Galvanomagnetic Effects in Semiconductors* (Academic, New York, 1963).

⁸It is assumed in the following that R_C is not dependent on the magnetic field because, due to a heavy doping of the contacts, the electron mobility there is much smaller than in the channel.

⁹Y. M. Meziani, J. Lusakowski, W. Knap, N. Dyakonova, F. Teppe, K. Romanjek, M. Ferrier, R. Clerc, G. Ghibaudo, F. Boeuf, and T. Skotnicki, *J. Appl. Phys.* 96, 5761 (2004).

¹⁰M. S. Shur, *Introduction to Electronic Devices* (Wiley, New York, 1996).

¹¹This method of determination of the concentration is correct provided the mobility does not depend on U_{GS} . To decrease the error caused by the dependence of μ on U_{GS} , the linear fit was limited to the highest values of U_{GS} , for which the mobility approaches a maximum.

¹²J. Wang and M. Lundstrom, *IEEE Trans. Electron Devices* 50, 1604 (2003).

¹³As discussed in Ref. 9, depending on the scattering mechanism, the magnetoresistance mobility may be smaller than the effective one by up to about 50%. This correction scales down μ_0 , λ_B , and λ_P values only, leaving λ_B/λ_P unchanged.

¹⁴J. Saint Martin, A. Bournel, and P. Dollfus, *IEEE Trans. Electron Devices* 51, 1148 (2004).

A. EL FATIMY (CV)

Birthdate: August 21, 1979
Nationality: France
Cellular +33 6 29 41 17 10
Home +33-4 67 75 13 81
Work + 33 4 67 14 32 17

Groupe d'étude des Semiconducteurs
Montpellier University, Place E. Bataillon
34090 Montpellier, France
mailto: elifatimy@ges.univ-montp2.fr
<http://www.terapole.univ-montp2.fr/>

Profile

A. El Fatimy is currently working as Phd Student with the Research Institute "Groupe d'étude des Semiconducteurs" (G.E.S), Montpellier University, France. From October. 2004 until June. 2007, he was a MNRT (allowance of research) research. He received his M.S. and he will receive his PhD degrees in Semiconductor Physics from Montpellier 2 University, France, in 2004 and 2007 respectively.

A. El Fatimy has been conducting research on Terahertz radiation phenomenon and its application for the terahertz source and detector. He developed with STMicroelectronics a new method for characterization of the new generation of sub-micron silicon transistors. He was also involved in the development of new electronic devices, which can emit (GaN/AlGa_N HEMT Transistor) and/or detect terahertz radiation at room temperature. In addition, he was involved in the development of Terahertz Spectroscopy. He has been supervising about 1 M.S. students at Montpellier 2 University. He is author and co-author of more than 10 scientific publications.

Professional Experience

- *Invited researcher at Semiconductor Physics Institute, Vilnius Lithuania (15 May. ~ 30 June. 2005).*
- *Lecturer at Montpellier 2 University, Montpellier, France (2006-2007)*

Education

PhD, Semiconductor Physics June 2007

Montpellier 2 University Montpellier, France

Groupe d'Etude des Semiconducteurs, Montpellier 2 Univ., Montpellier, France

Dissertation Title: "Terahertz Emission and detection by nanotransistor (plasma waves)

Dissertation Chair: Dr. W. Knap

Major Professors: Dr. F. Tepe; Dr N. Dyakonova; Dr. D. Coquillat; Dr S. Vainshtein; Dr. S. Romyantsev; Prof. A.Patante;

Training

- Research and Development
- Electro optic sampling, transport at low temperature and high magnetic field, (low level noise), vacuum technique, Laser, Cyclotron resonance spectrometer, Fast Fourier Transform Spectrometer (FTIR), mobility and electron density measurement, measure in the clean room.
- Languages:
- Arabic (Native)
- French (Native)
- English (Speaker)
- Computer
- Windows and Linux

• LabView, HpVee, Matlab, Microcal Origin, Microsoft (Word, PowerPoint, Excel), LATEX,
Honours

- Magneto resistance characterization of nanometre size transistors, STMicroelectronics, France, 2003 to 2005. Research grant to develop a new method for characterization of new generations of nanometre size transistors.
- First demonstration of room Terahertz emission from transistor, 2006
- The paper “*Ballistic and pocket limitations of room temperature mobility in nanometer Si MOSFETs.*” Appl. Phys. Lett. **87**, 053507 (2005) has been selected for the August 8, 2005 issue of Virtual Journal of Nanoscale Science & Technology. The Virtual Journal, which is published by the American Institute of Physics and the American Physical Society in cooperation with numerous other societies and publishers, is an edited compilation of links to articles from participating publishers, covering a focused area of frontier research.

Journal Papers

1. Terahertz emission caused by affect of collapsing field domains on switching in a gallium arsenide bipolar transistor S. Vainshtein, Y. Kostamovaara, V. Yuferev, W. Knap, **A. El Fatimy**, and N. Diakonova, *in preparation, to Appl. Phys. Lett* (2007)
2. Gate Voltage modulated magnetoresistance measurements for characterization of nanometer size field effect transistor, R. Tauk, A. Tiberj, **A. El Fatimy**, J. Łusakowski, and W. Knap, Z. Bougrioua, M. Azize, and P. Lorenzini, F. Boeuf and T. Skotnicki, *Submit to Appl. Phys. Lett* (2007)
3. Plasma wave resonant detection of terahertz radiations by nanometric transistors , W. Knap, **A. El Fatimy**, J. Torres, F. Teppe, M. Orlov, and V. Gavrilenko, *Low Temp. Phys.* **33**, 291 (2007)
4. Room temperature tunable detection of subterahertz radiation by plasma waves in nanometer InGaAs transistors, F. Teppe, M. Orlov, **A. El Fatimy**, A. Tiberj, W. Knap, J. Torres, V. Gavrilenko, A. Shchepetov, Y. Roelens, and S. Bollaert, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 222109 (2006)
5. Terahertz detection by GaN/AlGaN transistors.
A. El Fatimy et al. *Electron. Lett.* **42**, 1342 (2006)
6. Resonant and voltage-tunable terahertz detection in InGaAs/InP nanometer transistors
A. El Fatimy et al. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 131926 (2006)
7. Room-temperature terahertz emission from nanometer field-effect transistors
N. Dyakonova, **A. El Fatimy** et al. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 141906 (2006)

8. New trends in terahertz electronics, V. Tamosiunas, D. Seliuta, A. Juozapavicius, Sirmulis, G. Valusis, **A. El Fatimy**, Y. Meziani, N. Dyakonova, J. Lusakowski, W. Knap, A. Lisauskas, H.G. Roskos, and K. Köhler, *Lithuanian Journal of Physics*, Vol. **46**, No. 2, pp. 131.145 (2006)

9. Electron mobility in quasi-ballistic Si MOSFETs, J. Lusakowski, W. Knap, Y. Meziani, J.-P. Cesso, **A. El Fatimy**, R. Tauk, N. Dyakonova, G. Ghibaudo, F. Boeuf, and T. Skotnicki. *Solid-State Electronics*, Volume **50**, Pages 632-636, (2006).

10. Ballistic and pocket limitations of mobility in nanometer Si metal-oxide semiconductor field-effect transistors J. Lusakowski, W. Knap, Y. Meziani, J.-P. Cesso, **A. El Fatimy**, R. Tauk, N. Dyakonova, G. Ghibaudo, F. Boeuf, and T. Skotnicki, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 053507 (2005)

11. Terahertz Detection Related to Plasma Excitations in Nanometer Gate Length Field Effect Transistor, W. Knap, **A. El Fatimy**, R. Tauk, S. Boubanga Tombet, and F. Teppe, *Materials Research Society*, (2006)

12. Plasma wave resonant detection of terahertz radiations by nanometric transistors, W. Knap, **A. El Fatimy**, J. Torres, F. Teppe, M. Orlov, V. Gavrilenko, *Fizika Nizkikh Temperatur*, (2006)

13. Terahertz Emission and Detection by Plasma Waves in Nanometer Size Field Effect Transistors, Wojciech KNAP, Jerzy LUSAKOWSKI, Frederic TEPPE, Nina DYAKONOVA and **Abdelouahad El FATIMY**, *IEICE Trans Electron* (2006)

14. Detection and emission of terahertz radiation by nanometer-size field effect transistors, D. B. Veksler, **A. El Fatimy**, N. Dyakonova, F. Teppe, W. Knap, N. Pala, S. Romyantsev, M.S. Shur, D. Seliuta, G. Valusis, S. Bollaert, A. Shchepetov, Y. Roelens, C. Gaquiere, D. Theron, and A. Cappy, *Proceedings of 14th Int. Symposium, Nanostructures: Physics and Technology" St Petersburg , Russia , June 26-30*, pp 331-333 (2006).

15. THz emission and detection using nitride based nanotransistors (invited paper) W. Knap N. Dyakonova, **A. El Fatimy**, M. Orlov, Lusakowski, F. Teppe, A. Tiberj, R. Tauk, D. Seliuta, G. Valusis, Poisson, E. Morvan, A. Shchepetoc, Y. Roelens, S. Bollaert, Gaquiere, D. Theron and A. Cappy; *European Workshop on III-Nitride Semiconductor Materials and Devices, September 18* (2006)

16. Resonant terahertz detection in InGaAs/AlInAs and AlGaIn/GaN - based nanometric transistors, 17th International Symposium on Space THz Technology – ISSTT 2006 – May 10-12, Institut Océanographique, 195 rue Saint-Jacques, 75005 Paris, **A. El Fatimy** et al, *IEICE Trans Electron* (2006)

17. Resonant detection of THz radiation by nanotransistors, **A. E Fatimy**, F. Teppe, G. Valusis, D. Seliuta, S. Bollaert, A. Shchepetov, *Journées Nano-sciences et Nanotechnologies en Rhône-Alpes (JNRA'05)*

RESUME :

Les détecteurs et émetteurs travaillant dans la gamme dite Terahertz sont très coûteux et fonctionnent généralement à basse température. Les Professeurs Dyakonov et Shur ont proposé en 1993 une théorie sur l'instabilité des ondes de plasma dans un gaz d'électrons bidimensionnel. Cette théorie énonce qu'un transistor peut fonctionner comme détecteur ou source Terahertz quand la longueur de grille est de taille nanométrique. Dans ce manuscrit, nous présentons une source de radiation Terahertz par un Transistor HEMT à base de l'hétérostructures GaN/AlGaN, (cohérente), accordable à température ambiante, relativement intense ($0.1 \mu\text{W}$), de taille nanométrique et peu coûteuse. En second lieu, nous proposons des détecteurs Terahertz basés sur la technologie GaN/AlGaN et InGaAs/InAlAs et accordables à température ambiante. Notre étude, d'intérêt pluridisciplinaire, vise à explorer les limites physiques et technologiques des performances des transistors HEMT sur l'Emission et la Détection de radiation Terahertz. L'estimation du NEP (Noise Equivalent Power) a également été réalisée. D'un point de vue fondamental, cette étude nous permettra de mieux connaître les propriétés de la détection et de l'émission par un gaz d'électrons bidimensionnel par le biais des ondes de plasma.

MOTS-CLES : détecteur terahertz, Transistor, HEMT, Détection, Résonant, NEP, Accordable, FTIR, CR Spectrometer, Instabilité des ondes de plasma.

ABSTRACT:

We report on detection of terahertz radiation by high electron mobility nanometer transistors. The photovoltaic type of response was observed at the 1.8–3.1 THz frequency range, which is far above the cut-off frequency of the transistors. The resonant response was observed and was found to be tunable by the gate voltage. The resonances were interpreted as plasma wave excitations in the gated two-dimensional electron gas. The minimum noise equivalent power was estimated, showing possible application of these transistors in sensing of terahertz radiation. Also, we report on the demonstration of room temperature, tuneable terahertz detection obtained by 50 nm gate length InGaAs/InAlAs High Electron Mobility Transistors (HEMT). We show that the physical mechanism of the detection is related to the plasma waves excited in the transistor channel and that the increasing of the drain current leads to the transformation of the broadband detection to the resonant and tuneable one.

In addition we report on terahertz emission by two-dimensional electron plasma oscillations in nanometric transistors at room temperature. We observe the room temperature emission for transistors based on two types of heterostructures- InGaAs/InAlAs and AlGaN/GaN. For both types we obtain a well-defined source-drain voltage threshold for the integrated emission, which depends on the gate bias. For InGaAs/InAlAs, we observe only emission signal integrated over the total frequency range (0.1 – 10 THz). High intensity of the Thz emission from GaN/AlGaN structures allowed analysing its spectral content. The emission is interpreted as resulting from a current driven plasma instability leading to oscillations in the transistor channel (Dyakonov–Shur instability)

Key-Words : THz detector, Transistor, HEMT, Resonant tunnelling devices, detection, NEP, FTIR, CR Spectrometer, Plasma Waves, Terahertz Communication