



HAL
open science

Estimation de l'énergie d'activation réelle sous champ nul d'un piège dans la zone tampon des transistors HEMT dopés Fe

Florent Gaillard, Vaidehi Vijay Painter, P. Vigneshwara Raja, Emmanuel Dupouy, Raphaël Sommet, Jean-Christophe Nallatamby

► To cite this version:

Florent Gaillard, Vaidehi Vijay Painter, P. Vigneshwara Raja, Emmanuel Dupouy, Raphaël Sommet, et al.. Estimation de l'énergie d'activation réelle sous champ nul d'un piège dans la zone tampon des transistors HEMT dopés Fe. Journées nationales microondes, Jun 2024, Antibes (France), France. hal-04780965

HAL Id: hal-04780965

<https://hal.science/hal-04780965v1>

Submitted on 13 Nov 2024

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.

Estimation de l'énergie d'activation réelle sous champ nul d'un piège dans la zone tampon des transistors HEMT dopés Fe

F. Gaillard¹, V. Vijay Painter², P. Vigneshwara Raja², E. Dupouy³, R. Sommet¹, J.C. Nallatamby¹

¹ Laboratoire XLIM, 16, rue Jules Vallès, 19100 Brive, France

² Department of Electrical Engineering, IIT Dharwad, Karnataka - 580011, India

³NXP, 134 Av. du Général Eisenhower, 31100 Toulouse

Jean-christophe.nallatamby@unilim.fr

Résumé – Le taux d'émission de porteurs varie très vite depuis un piège avec l'augmentation de la tension de drain dû aux effets d'auto-échauffement (SH) et du champ électrique imposé appelé effet « Poole-Frenkel » (PF). Ainsi l'analyse conventionnelle de la loi d'Arrhenius sous-estime l'énergie d'activation des pièges. Nous présentons pour la première fois une méthode valable pour toutes les technologies afin d'estimer l'énergie d'activation réelle E_0 d'un piège sous champ nul en incluant les effets SH et PF dans l'équation du taux d'émission de porteurs. Un piège situé à un niveau profond, localisé dans le buffer à $E_0 = E_c - 0,7$ eV est identifié pour le transistor InAlN/GaN à dopage Fe en utilisant simultanément la simulation physique et les caractérisations expérimentales.

1. Introduction

Les technologies grand gap ont significativement modifié l'industrie des semi-conducteurs III-V ces dernières années. Les propriétés physiques bien connues des transistors HEMT GaN sur substrat SiC permettront d'envisager de nouvelles applications pour fournir en composants de puissance, à fort rendement électrique, les futurs systèmes électroniques dans la bande de fréquences des longueurs d'ondes millimétriques. Même si la qualité de fabrication progresse, la maturité de cette technologie ne permet pas encore de comprendre tous les problèmes inhérents aux phénomènes thermiques, de pièges et à leurs évolutions à long terme en conditions opérationnelles de fonctionnement. Ces phénomènes dispersifs restent un frein important à l'obtention de performances en termes de rendement et de linéarité des amplificateurs de puissance (PA) réalisés avec ces technologies de transistors, en particulier pour des dimensions réduites. La compréhension de ces mécanismes dans les dispositifs nécessite impérativement l'utilisation simultanée de simulations physiques et de caractérisations adaptées mettant en évidence ces effets dispersifs dus aux pièges. Avant de procéder à des mesures de pièges il est donc nécessaire de réaliser une étape de déverminage sur les composants non encore utilisés, pour garantir qu'ils se trouvent bien dans un état représentatif de leur fonctionnement normal. Pour caractériser les pièges électriquement actifs dans les HEMT et évaluer les constantes de temps d'émission des porteurs, les techniques couramment utilisées sont celles de mesures

basses fréquences de 100Hz à 1MHz de l'admittance de sortie Y_{22} et celles de mesures de courant transitoire (DCT) à différentes températures qui sont toutes deux complémentaires. La non prise en compte des effets d'auto-échauffement (SH) et de « Pool-Frenkel », pour des tensions de drain élevées, met en défaut certaines méthodes d'extraction de pièges basées sur une énergie d'activation fixe. La non dépendance de ces effets sous-estime l'énergie d'activation (E_a) des pièges. Cependant, la valeur exacte de E_a est nécessaire pour modéliser avec précision la dynamique de piégeage/dépiégeage ; cela indique l'importance d'estimer l'énergie d'activation du piège sous champ nul E_0 . Pour étendre les travaux publiés dans [1], nous proposons dans ce papier une méthode permettant d'estimer l'énergie d'activation E_0 des pièges sous champ nul dans une structure HEMT InAlN/GaN dopé Fe en couplant la simulation physique et les caractérisations expérimentales.

2. Technologie HEMT GaN sur SiC

La structure épitaxiale que nous avons utilisée pour la caractérisation des pièges concernent la structure In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN dopé Fe. Cette dernière possède une couche de nucléation, une couche d'exclusion et une couche de surface (ou cap) ayant pour longueur de grille de 0.12 μm . Toutes les simulations et mesures seront effectuées sur les transistors HEMT de développement 6x50 μm pour l'hétérostructure InAlN.

3. Procédure d'estimation E_0

Le phénomène de capture des électrons est essentiellement modélisé par la notion de section efficace de capture σ_n et la concentration d'électrons libres dans la bande de conduction, indépendante de la température. L'émission quant à elle ne dépend que du nombre de pièges occupés n_T car la densité effective d'états disponibles de la bande de conduction N_C est très élevée par rapport à n_T . Elle a besoin de suffisamment d'énergie thermique pour passer de l'état d'énergie inférieur à un état supérieur. La capture peut donc être rapide ou lente selon la position de E_F qui peut être modifiée en polarisant le matériau, alors que l'émission a une constante de temps τ_n caractéristique du piège, exprimée par :

$$\ln(\tau_n T_a^2) = \frac{E_a}{kT_a} - \ln\left(\frac{\sigma_n N_C v_{th}}{g T_a^2}\right) \quad (1)$$

où σ_n est la section efficace de capture du piège (en m^2) et v_{th} la vitesse thermique des électrons dans le GaN (en m/s), g la dégénérescence de l'état d'énergie E_T , E_T le niveau d'énergie du piège (en eV), E_F , le niveau de Fermi (en eV), k la constante de Boltzmann (en eV/K) et T_a la température (en K). On notera $E_a = E_C - E_T$. L'équation (1) ne prend pas en compte les effets SH et PF et par conséquent l'énergie d'activation apparente E_a (correspondant au coefficient directeur du tracé d'Arrhenius), sera inférieure à E_0 . L'auto-échauffement dans un HEMT peut être très important en raison des fortes puissances mises en jeu. La puissance volumique dissipée par effet Joule en un point du canal est : $dP_{diss} = J \cdot E$, où J et E sont la densité de courant et le champ électrique en ce point. Donc pour des valeurs de tension de drain importantes, la température du canal est supérieure à la température T_a imposée par le chuck thermique en raison des effets SH. Ainsi la température absolue de jonction T se traduit en tenant compte de l'augmentation induite par SH de la température du canal ΔT par :

$$T = T_a + \Delta T = T_a + R_{TH} \cdot I_{DS} \cdot V_{DS} = T_a + R_{TH} \cdot P_D \quad (2)$$

Où R_{TH} est la résistance thermique, I_{DS} est le courant de drain, V_{DS} la tension de drain et P_D la puissance dissipée. ΔT est calculée pour chaque point de polarisation. Par ailleurs, en raison de l'effet PF, donc par application d'un champ électrique F , l'énergie d'ionisation E_a reste constante mais la courbure des bandes provoque le passage de certains pièges d'un côté à l'autre du niveau de Fermi, conduisant à un nouveau nombre d'électrons piégé. La barrière de potentiel ΔE_{PF} diminue d'un montant proportionnel à la racine carrée du champ électrique appliqué F . L'énergie d'activation apparente E_a définie dans (1) devient dépendante du champ électrique et s'écrit désormais comme :

$$E_a(F) = E_0 - \Delta E_{PF} = E_0 - \beta \sqrt{F} \quad (3)$$

En effet E_0 est l'énergie d'activation thermique nécessaire pour induire l'émission d'électrons assistée par le piège en l'absence du champ électrique. β est une constante dépendant des paramètres du matériau.

L'équation d'Arrhenius (1) peut être reformulée en tenant compte ces deux effets SH et PH :

$$\ln(\tau_n(T_a + \Delta T)^2) = \frac{E_0 - \Delta E_{PF}}{k(T_a + \Delta T)} - \ln\left(\frac{\sigma_n N_C v_{th}}{g(T_a + \Delta T)^2}\right) \quad (4)$$

L'énergie d'activation apparente pour le piège sera calculée pour différentes conditions de polarisation et le champ électrique (F) correspondant à chaque point de polarisation est déterminé par des simulations physiques TCAD.

4. Caractérisation et simulations physiques

A. DCT et Y_{22} Caractérisations

Les procédures de caractérisation des bancs de mesures DCT et Y_{22} sont bien décrites dans [2,3]. Les pièges sont essentiellement caractérisés par leurs temps de relaxation observés que ce soit par les mesures de paramètres [S] BF ou par les mesures DCT. Lors des mesures DCT, qui sont temporelles, on les visualise directement. Mais lorsqu'on travaille dans le domaine de la fréquence, on perd parfois un peu de vue l'ordre de grandeur de ces temps de relaxation. Nos mesures s'étalent généralement de 100 Hz

à 10 MHz. Ce qui correspond, en prenant l'inverse et en divisant par un facteur 2π , à des temps de relaxation inclus entre 16 ns et 1,6 ms. Dans ce sens, les mesures de paramètres [S] BF sont complémentaires aux mesures DCT qui permettent d'avoir accès à des constantes de temps incluses entre $1 \mu s$ et le temps dont on dispose pour réaliser la mesure. Un aspect important qui doit être considéré dans la caractérisation de ces temps de relaxation, que ce soit par les paramètres [S] BF ou les mesures DCT, est celle de la perturbation induite par l'échauffement du composant et celle induite par les champs électriques. En effet ces deux paramètres viennent diminuer le temps de relaxation lorsqu'ils augmentent. Les pièges sont extraits à partir des parties imaginaires des paramètres Y_{22} (conductance de sortie).

Les mesures DCT sont réalisées en appliquant de manière synchrone une impulsion négative sur la grille et une impulsion positive sur le drain (V_{GF} et V_{DF}) pendant une largeur d'impulsion ($t_{filling}$) de 1ms afin de remplir les pièges. Ensuite le transitoire de courant d'émission dû au dépiégeage du porteur est mesuré dans la plage allant de $1 \mu s$ à 100s en polarisant le transistor en classe AB (V_{GM} et V_{DM}). Un chronogramme de la séquence appliquée est donné en figure 1.

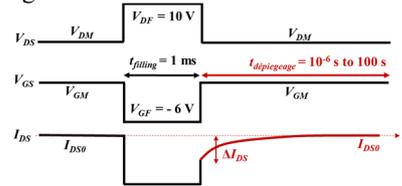


Figure 1. Diagramme schématique des conditions d'impulsion V_{ds} et V_{gs+}

Les mesures DCT et Y_{22} ont été effectuées pour cinq conditions de tension de drain différentes (V_{DS} variant de 1V à 9 V, avec une tension V_{GS} fixe, pour différentes températures) afin d'évaluer l'énergie d'activation due à l'effet PF.

B. Simulation physique TCAD

Le but de cette simulation est d'évaluer la résistance thermique R_{TH} et le champ électrique F à chaque point de polarisation. La structure InAlN/GaN a été créée dans le simulateur Sentaurus TCAD. La procédure de calibration des modèles physiques utilisés est expliquée dans [2]. Les mécanismes de génération-recombinaison type Shockley-Read-Hall, les statistiques de Fermi-Dirac, les effets d'ionisation par impact ont été activés. Le modèle de transport est celui du modèle hydrodynamique pour inclure l'effet SH sur les caractéristiques HEMT. Le contact thermique « thermo-contact » est placé au bas du substrat SiC avec une température de base (T_b) de 303 K. La résistance de surface des « thermo-contacts » pour les HEMT InAlN/GaN a été optimisée à $10^{-4} cm^2 \cdot K/W$. Le potentiel de surface, les charges de polarisations, le dopage F_e , les pièges donneurs de surface ainsi que les pièges accepteurs publiés dans [2,3] ont été introduits afin de correspondre au mieux avec la tension de pincement, la résistance de canal, la transconductance DC ainsi que les mesures DCT et Y_{22} sur les composants. Le piège accepteur lié au Fe (F1) à $E_C - 0,7$ eV (avec $\sigma_n = 5 \cdot 10^{-15} cm^2$ et $\sigma_p = 10^{-18} cm^2$) est inclus dans le tampon GaN. Un profil de dopage non uniforme

(comprenant deux régions) est considéré pour le piège lié au Fe (F1). Dans la région 1, la concentration de F1 augmente de façon exponentielle à partir du bord de la couche de canal ($3,5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) et atteint la densité maximale ($3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) à $0,5 \mu\text{m}$ de profondeur dans la couche tampon. Tandis que la distribution F1 est constante dans la région 2 avec une forte concentration de $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Ce profil de dopage non uniforme est avantageux pour conserver la mobilité et la densité des électrons dans le canal en raison de la réduction des effets de diffusion et de piégeage de charge induits par les défauts (dans la région 1) ; simultanément, le courant de fuite du tampon est efficacement atténué en raison de la grande densité de pièges accepteurs dans la région 2.

5. Résultats et Discussion

La figure 2 montre une bonne concordance entre les réseaux de caractéristiques statiques I(V) mesurés et simulés du HEMT InAlN/GaN dopé Fe à température ambiante. Ce HEMT présente un courant de drain maximal de $0,735 \text{ A/mm}$ à $V_{DS}=10\text{V}$ pour $V_{GS}=0\text{V}$ et une tension de seuil de -2V .

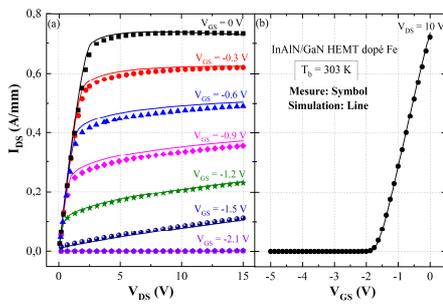


Figure 2. Caractéristiques de sortie et de transfert

L'augmentation induite par SH de la température du canal (ΔT) par rapport à la puissance dissipée (P_D) pour InAlN/GaN HEMT à différentes tensions de grille (a) $V_{GS} = 0 \text{ V}, -0,4 \text{ V}, -0,8 \text{ V}$ et (b) $V_{GS} = -1,2 \text{ V}, -1,6 \text{ V}$ est tracé sur les figures. 3(a) et 3(b).

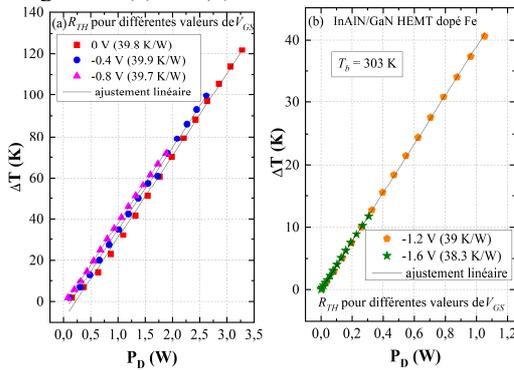


Figure 3. Augmentation induite par SH de la température du canal

Pour acquérir ce tracé, on fait varier la tension V_{DS} de 1V à 15 V pour un V_{GS} constant, et ΔT est extraite pour chaque puissance dissipée (produit de I_{DS} et de V_{DS}). La température du canal augmente linéairement avec l'augmentation de la puissance due à l'effet de température du réseau. Les résultats de la simulation montrent que le champ électrique maximum se produit

côté drain du bord de la grille sous une tension de polarisation élevée. En conséquence, la température maximale du canal (point chaud) est détectée au bord de la grille est située vers le côté drain, en raison de la densité de courant élevée qui en résulte.

Étant donné que le tracé ΔT en fonction de P_D s'avère linéaire sur la figure 3 (a), basée sur l'équation (2) la résistance thermique $R_{TH} = (39 \pm 1 \text{ K/W})$ a ainsi pu être extraite par évaluation de la pente. Elle est identifiée pour le HEMT InAlN/GaN, donnant une pente similaire pour chaque cas (Fig. 3), malgré la variation de la tension de grille (V_{GS}). De plus, la R_{TH} estimée présente un accord raisonnable avec celle calculée pour des HEMT AlGaIn/GaN dopés Fe de $0,15 \mu\text{m}$ sur le substrat SiC $32,5 \text{ K/W}$ ($\sim 13 \text{ }^\circ\text{C mm/W}$) pour un HEMT de $8 \times 50 \mu\text{m}$, grâce aux mesures IV pulsées [4]. Ces observations démontrent la fiabilité de R_{TH} identifiée pour le HEMT InAlN/GaN dopé Fe et sera donc utilisée pour calculer ΔT lors de l'analyse d'Arrhenius.

Les figures 4 (a) et (b) décrivent les dérivés des mesures DCT acquises pour deux tensions de polarisation différentes (a) $V_{GM} = -1,6 \text{ V}, V_{DM} = 1 \text{ V}$ et (b) $V_{GM} = -1,6 \text{ V}, V_{DM} = 7 \text{ V}$ à différentes températures (303K à 438K).

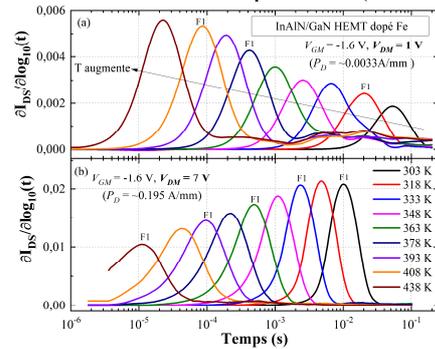


Figure 4. Dérivées des mesures DCT

Les mesures transitoires du courant de drain, obtenues à d'autres points de polarisation seront exposées durant la présentation. Les auteurs ont sélectionné une puissance dissipée constante avec un V_{DS} variable pour examiner indépendamment les effets SH et PF sur les caractéristiques du DCT. Dans ce travail, pour dissocier l'effet SH sur le taux d'émission, les mesures DCT ont été effectuées à $V_{GS} = -1,6\text{V}$, proche de la tension de seuil ($V_{TH} = -2\text{V}$). La légère augmentation de la température due à l'effet SH est incorporée dans l'équation d'Arrhenius. Étant donné que les effets SH sont incorporés dans l'équation d'Arrhenius, l'équation d'émission PF est utilisée pour estimer l'énergie d'activation du piège à champ électrique nul. Pour cette raison, seul V_{DS} varie en fixant V_{GS} égale à $-1,6\text{V}$ dans les mesures DCT pour évaluer l'effet de l'émission PF sur l'énergie d'activation du piège. Le pic positif (F1) sur la figure 4 indique l'existence d'un piège à électrons à $E_C - E_T$ dans le HEMT, et sa constante de temps d'émission diminue avec l'augmentation de la température selon la loi d'Arrhenius. L'amplitude du signal DCT pour $V_{DM} = 7\text{V}$ s'avère supérieure à celle de $V_{DM} = 1\text{V}$; la variation observée de l'amplitude du signal est due à la plage I_{DS} choisie pour mesurer le DCT. La figure 5 (a) montre les dérivées du DCT obtenues pour des tensions de drain V_{DS} variant de 1V à 9 V et pour V_{GS} égale à $-1,6 \text{ V}$ à $T = 303 \text{ K}$.

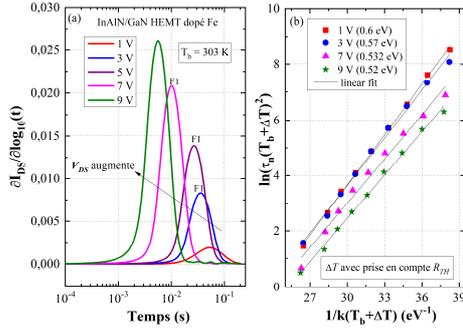


Figure 5(a). Dérivées des mesures DCT. (b) Tracé d'Arrhenius pour le piège F1

On observe que la constante de temps d'émission (τ_n) diminue ($\tau_n = 54$ ms à $V_{DM}=1V$, et $\tau_n=10$ ms à $V_{DM}=7V$ pour 303 K) lorsque la tension de drain augmente. À mesure que la tension de drain augmente dans le HEMT, le champ électrique augmente le long du canal, de sorte que les électrons piégés nécessitent relativement moins d'énergie d'activation pour l'émission thermique. On observe que la constante de temps d'émission (τ_n) du piège F1 à $E_C - 0,7$ eV n'est pas affectée par la durée de l'impulsion de remplissage sur la plage de 100 μ s à 100 ms. La figure 5 (b) représente le tracé d'Arrhenius pour le piège F1 obtenu à partir du DCT dans des conditions de polarisation $V_{DM} = 1V, 3V, 7V$ et $9V$. Ici, le facteur de correction ΔT est inclus dans l'équation d'Arrhenius pour obtenir la température réelle du canal HEMT. Par la suite, pour le piège F1, l'énergie d'activation apparente (E_a comprise de 0,6 à 0,52 eV) et la section efficace de capture ($\sigma_n = 4,5 \cdot 10^{-15}$ cm² à $8 \cdot 10^{-16}$ cm²) pour V_{DM} de 1 à 9 V sont déterminées à partir de la pente et de l'ordonnée à l'origine du tracé d'Arrhenius à l'aide de l'équation (4) sans le terme (Δ_{EPF}). Ainsi, on constate que E_a diminue avec l'augmentation de la tension de drain, en raison de l'effet d'abaissement de la barrière de potentiel induit par PF (Δ_{EPF}). La figure 6 montre le tracé E_a fonction de la racine carrée du champ électrique F pour le piège à électrons F1 construit à partir des mesures DCT et de Y_{22} .

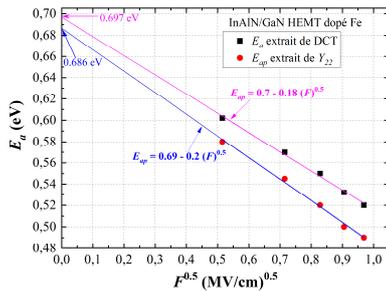


Figure 6 Tracés de E_a fonction de $F^{0.5}$, pour le piège F1, extraits de DCT et Y_{22}

Le champ électrique (F) en chaque point de polarisation est calculé à partir des résultats de simulation TCAD. De la simulation, F est extrait au point où le champ électrique est maximum dans la couche correspondante au canal, c'est-à-dire côté drain situé au bord de grille. Une bonne linéarité est obtenue entre E_a et \sqrt{F} sur la figure 6; ainsi E_0 à 0,7 eV est extrait de l'ordonnée à l'origine et β par la pente du tracé, sur la base de l'équation (3). Cette valeur E_0 est cohérente avec le résultat publié dans la littérature et valide la valeur E_0 calculée pour le piège F1 dans

l'HEMT InAlN/GaN. Le piège à électrons F1 (E_0 à $E_C - 0,7$ eV) est attribué aux pièges accepteurs liés au dopage au Fe dans la couche tampon de GaN [2,3]. La figure 7 montre des mesures de la partie imaginaire de l'admittance de sortie Y_{22} à différentes températures pour deux points de polarisations (a) $V_{GS}=-1.6V, V_{DS}=1V$ et (b) $V_{GS}=-1.6V, V_{DS}=7V$. Les fréquences d'émission des pièges sont détectées à partir des fréquences correspondant au maximum du lobe sur la partie imaginaire [3] confirmant l'influence des pièges avec la température

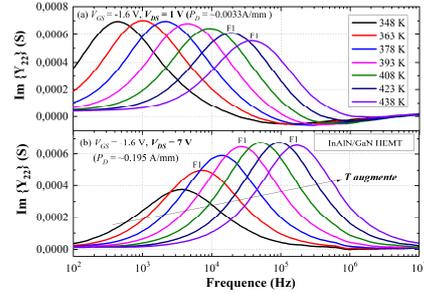


Figure 7. Imaginaire de Y_{22} pour deux points de polarisations et à différentes températures

6. Conclusion

À partir des résultats de simulation, la résistance thermique (R_{TH}) de l'InAlN/GaN HEMT (39 ± 1 K/W) est extraite. Elle est utilisée pour estimer ΔT lors de l'analyse d'Arrhenius. L'énergie d'activation apparente (E_a) est déterminée à partir de mesures DCT et Y_{22} pour différents V_{DS} , et le champ électrique correspondant (F) est calculé à partir de la simulation. L'énergie d'activation sous champ nul E_0 , ($E_0=E_C-0.7$ eV) pour le piège dans la zone tampon présent dans les HEMT à base de GaN est identifiée en incorporant les effets SH et PF dans l'équation du taux d'émission de porteurs.

7. Remerciements

Nous remercions CNRS pour le financement du projet International Research Project (IRP) « MEGATRON ».

Références

- [1] A. Chini, et al., "Deep levels characterization in GaN HEMTs-part II: Experimental and numerical evaluation of self-heating effects on the extraction of traps activation energy," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 60, no. 10, pp. 3176-3182, Oct. 2013.
- [2] M. Bouslama, P. V. Raja, et al. "Investigation of electron trapping in AlGaIn/GaN HEMT with Fe-doped buffer through DCT characterization and TCAD device simulations" *AIP Adv.*, vol. 11, Dec. 2021
- [3] P. V. Raja, et al. "Identification of buffer and surface traps in Fe-doped AlGaIn/GaN HEMTs using Y_{21} frequency dispersion properties" *MDPI, Electronics*, vol. 10, no. 24, Dec. 2021,
- [4] M. Bouslama, et al. "Dynamic performance and characterization of traps using different measurements techniques for the new AlGaIn/GaN HEMT of 0.15- μ m ultrashort gate length" *IEEE Trans. MTT.*, vol. 67, no. 7, pp. 2475-2482, Jul. 2019