

N° D'ordre :

Série :

## Thème

### CONTRIBUTION A L'ETUDE DES PROPRIETES STATIQUES DU MESFET GaAs.

*Par : HAMMA ISSAM*

Soutenu le ...../...../2008

Devant le jury :

<b><u>Président :</u></b>	C. AZIZI	prof.	C. U. Larbi Ben M'hidi	O. E. Bouaghi
<b><u>Rapporteur :</u></b>	Y. SAIDI	M. C.	Université Mentouri	Constantine
<b><u>Examineurs :</u></b>	M. ZAABAT	M. C.	C. U. Larbi Ben M'hidi	O. E. Bouaghi
	R. GUEMINI	M. C.	C. U. Larbi Ben M'hidi	O. E. Bouaghi



Your complimentary  
use period has ended.  
Thank you for using  
PDF Complete.

[Click Here to upgrade to  
Unlimited Pages and Expanded Features](#)

*A ma mère*

*A mon père*

*A ma femme*

*A mes frères et soeurs*

*A toute ma famille*

*Mes remerciements*

## merciements

*Tout d'abord remerçons Dieu tout puissant qui nous a permis de réaliser ce travail.*

*Ce travail a été proposé et dirigé par Mme SAIDI.YASMINA, Maître de Conférence au département de physique université MENTOURI Constantine à qui j'exprime toute ma reconnaissance et ma gratitude. Ses compétences scientifiques et sa disponibilité, ses conseils et ses qualités humaines m'ont permis de mener à bien ce travail.*

*Je tiens à remercier vivement Mme C.AZIZI, Professeur au département de physique, centre universitaire, d'Oum-El-Bouaghi., d'avoir accepté de présider le jury d'examen.*

*Mes remerciements vont également à Mr M.ZAABAT, Maître de Conférence au département de physique centre universitaire, d'Oum-El-Bouaghi, Mr R. GEMINII, Maître de Conférence au centre universitaire, d'Oum-El-Bouaghi, qui me font l'honneur d'accepter de juger ce travail.*

*Je leur exprime toute ma reconnaissance.*

*Ce travail a été réalisé dans le laboratoire des couches minces et interfaces du département de physique université MENTOURI Constantine.*

*Je tiens à remercier tous les enseignants qui m'ont aidé de près ou de loin à la réalisation de ce travail.*

*Je remercie dieu de m'avoir donné la force et la volonté pour mener à terme ce travail de recherche, et enfin une pensée bien particulière pour toute ma famille pour leur patience et leur tolérance.*

Introduction générale í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í .....1

**Chapitre I Généralités sur le MESFET GaAs**

I.1 Caractéristiques de base du MESFETí í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í ...4

I.2 Structure du MESFET GaAsí í í í í í í í í í í í í í í í í í í .....4

I.3 Principe de fonctionnement du MESFETí í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í ..7

I.4 Propriétés du matériau GaAsí í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í ...11

I.4.1 Structure cristallographique d'un substrat GaAsí í í í í í í í í í í í í í í í í í í .13

I.4.2 Structure de bande d'énergieí í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í ...14

I.5 La diode de Schottkyí í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í ...16

I.6 Distribution de charge uniformeí í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í ..18

I.6.1 Mécanismes de transports des porteurs de charge í í í í í í í í í í í í í í í í í í ..20

I.7 Amélioration du MESFET GaAsí í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í .21

I.7.1 La grille champignoní í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í ..22

I.7.2 La grille divisée en plusieurs doigtsí í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í ...23

I.8 Les Phénomènes d'Avalancheí í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í .24

I.8.1 Avalanche due au phénomène d'ionisation par impactí í í í í í í í í í í í í í í í í í í ...24

I.8.2 Avalanche standardí í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í .24

I.8.3 Effets de pièges (Effets à dynamiques lentes)í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í 25

I.9 Présentation de l'effet de kink et d'hystérésisí í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í 26

I.9.1 Présentation de l'effet de kinkí í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í 26

I.9.2 Présentation de l'effet d'hystérésisí í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í 26

I.10 Effet de bruití í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í 26

I.10.1 Bruit thermiqueí í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í ...27

I.10.2 Bruit de grenailleí í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í 28

I.10.3 Bruit de scintillationí í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í ...28

I.10.4 Bruit en créneauí í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í ..29

I.11 Phénomène de dégradation du MESFETí í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í 30

I.11.1 Phénomène de dégradation de grilleí í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í ...30

I.11.2 Phénomène de dégradation des contacts ohmiquesí í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í í 30

## MESFET GaAs

II.1	Introduction	31
II.2	Calcul du potentiel et du champ électrique	31
II.3	Équation de fonctionnement du MESFET GaAs	35
II.4	Courant de drain dans le canal	37
II.5	Transconductance $G_m$ et conductance $G_d$	41
II.5.1	Transconductance $G_m$	41
II.5.2	Conductance $G_d$	42
II.6	Effet des résistances parasites	42
II.7	Effet de la mobilité variable	43
II.8	Effet de la température	45
II.8.1	Résistance thermique	46

## Chapitre III Résultats et discussion.

III.1	Logiciel de simulation	47
III.2	Caractéristiques statiques I-V	48
III.2.1	Courant de drain	48
III.2.2	Effet de la mobilité variable	51
III.2.3	Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V	54
III.2.4	Effet des paramètres géométriques et physiques sur le courant de drain	57
III.2.5	Transconductance $G_m$ et conductance de drain $G_d$	60
III.3	Effet de la température	62

## Chapitre IV Perspective : Résolution bidimensionnel de l'équation de Poisson.

IV.1	Détermination de l'équation générale du courant	75
IV.2	Principe de la méthode des différences finies	77
IV.3	Équations elliptiques	80
IV.4	Résultats	81

**Conclusion générale**..... 84

**Références bibliographiques**.....86



Your complimentary  
use period has ended.  
Thank you for using  
PDF Complete.

[Click Here to upgrade to  
Unlimited Pages and Expanded Features](#)

# *Chapitre I*

## *Généralités sur le MESFET GaAs*

As

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

L'objectif de ce chapitre est de définir en premier partie la caractéristique statique du transistor MESFET, afin d'étudier son comportement physique qui donne la variation du courant de drain en fonction de la tension drain source pour plusieurs valeurs de la tension grille source définissant la loi  $I_{ds}=f(v_{gs}, v_{ds})$ .

Ainsi que l'effet des éléments parasites, la variation de la mobilité en fonction du champ électrique et l'influence des paramètres géométriques sur les caractéristiques I-V.

## II.2 Calcul du potentiel et du champ électrique

La modélisation du MESFET exige plusieurs hypothèses simplificatrices dû aux problèmes imposés par les conditions de bord [29,30]. Notre première simplification consiste à restreindre la modélisation à la région active du canal.

Pour calculer le potentiel et le champ électrique, en se basant sur la structure représentée dans la figure II-1, où l'axe  $ox$  représente la direction longitudinale le long du canal, et l'axe  $oy$  représente la direction transversal de la surface.

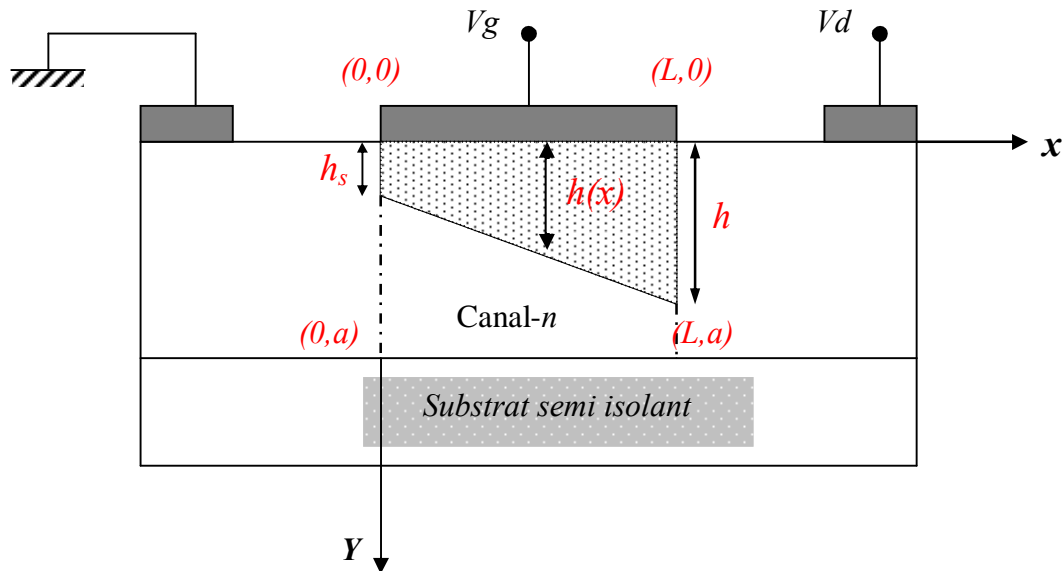


Figure II-1 : Structure idéalisée du MESFET

Les techniques de fabrications le dopage est homogène et varie dans la direction perpendiculaire de la structure de sorte que  $N_D = N_D(y)$ . D'autre part, nous admettons que tous les donneurs sont ionisés à la température ambiante, ainsi la densité de charge dans le semiconducteur sous la grille s'écrit:

$$\begin{aligned} y < h(x) & \quad \rho(x, y) = q[N_D(y) - n(x, y)] \\ y > h(x) & \quad \rho = 0 \end{aligned} \tag{II-1}$$

$n(x, y)$  est la densité des porteurs libres dans la zone de charge d'espace (ZCE) sous la grille. En ce qui concerne Le potentiel, nous pouvons écrire, pour des raisons de symétrie qu'il est constant dans la direction z de sorte que  $\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0$

D'autre part, dans la mesure où la longueur du canal est beaucoup plus importante que l'épaisseur  $h$  de la zone de charge d'espace; la variation du champ électrique est alors beaucoup plus importante dans la direction perpendiculaire à la structure que dans la direction longitudinale. Ce qui permet de ramener l'équation de Poisson à une direction.

$$\frac{d^2 \psi(x, y)}{dy^2} = \frac{-qN_D(x, y)}{\epsilon} \tag{II-2}$$

Avec la notation  $N_D(x, y)$  au lieu de  $N_D(y) - n(x, y)$ .

On intègre les deux membres de (II-2) entre  $h(x)$  et  $y$ , avec la condition

$$\frac{d\psi(x, y)}{dy} = 0$$

$y = h(x)$  On obtient :

$$\begin{aligned} \frac{d\psi(x, y)}{dy} &= \frac{1}{\epsilon} \left[ \int_0^{h(x)} qN_D(x, y) dy - \int_0^y qN_D(x, y') dy' \right] \\ &= \frac{1}{\epsilon} [Q(h(x)) - Q(y)] \end{aligned} \tag{II-3}$$

$x$ ) à  $y$  l'équation (II-3). Le premier membre s'écrit

$$\begin{aligned} \int_{h(x)}^y d\psi(x, y) &= \int_0^y d\psi(x, y) - \int_0^{h(x)} d\psi(x, y) \\ &= \psi(x, y) - \psi(x, h(x)) \end{aligned} \quad \text{(II-4)}$$

Et le second membre s'écrit

$$\begin{aligned} \frac{1}{\varepsilon} \int_{h(x)}^y [Q(h(x)) - Q(y)] dy &= \\ &= \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y [Q(h(x)) - Q(y')] dy' - \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{h(x)} [Q(h(x)) - Q(y)] dy \\ &= \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y [Q(y) - Q'(y')] dy' + \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y [Q(h(x)) - Q(y)] dy' - \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{h(x)} [Q(h(x)) - Q(y)] dy \end{aligned}$$

On utilise le passage

$$\int_0^h [Q(h) - Q(y)] dy = \int_0^h y \rho(y) dy$$

Pour le premier terme et le dernier. Le second terme est simple. Il devient

$$\begin{aligned} \frac{1}{\varepsilon} \int_{h(x)}^y [Q(h(x)) - Q(y')] dy' &= \\ &= \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y qN_D(x, y') y' dy' + \frac{1}{\varepsilon} y \int_y^{h(x)} qN_D(x, y') dy' - \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{h(x)} qN_D(x, y) y dy \\ &= \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y qN_D(x, y') y' dy' + \frac{1}{\varepsilon} y \int_y^{h(x)} qN_D(x, y') dy' - \psi(x, h(x)) + \psi(x, y=0) \end{aligned} \quad \text{(II-5)}$$

avec la condition  $\psi(x,0,z) = V_G - V_{bi}$ , on obtient

$$\psi(x,y) = \frac{1}{\epsilon} \int_0^y qN_D(x,y')y'dy' + \frac{1}{\epsilon} y \int_y^{h(x)} qN_D(x,y')dy' + V_G - V_{bi} \quad (\text{II-6})$$

Le potentiel dans le canal conducteur s'obtient en portant  $y = h(x)$  dans l'équation (II-6)

Soit :

$$\psi_C(x,y) = \frac{1}{\epsilon} \int_0^{h(x)} qN_D(x,y')y'dy' + V_G - V_{bi} \quad (\text{II-7})$$

Pour un dopage homogène, et pour une zone de charge de l'espace vide de porteurs,

On a  $N_D(x,y) = N_D$ , l'équation (II.6) devient :

$$\psi(x,y) = \frac{-qN_D y^2}{2\epsilon} + \frac{qN_D y}{\epsilon} h(x) + V_G - V_{bi} \quad (\text{II-8})$$

Et par conséquent :

$$\psi_C(x) = \frac{qN_D h^2(x)}{2\epsilon} + V_G - V_{bi} \quad (\text{II-9})$$

Le champ électrique se déduit par  $E(x,y) = -\nabla \psi(x,y)$ . Dans la zone de déplétion il s'écrit

$$\vec{E}(x,y) = -\frac{qN_D y}{\epsilon} \frac{dh(x)}{dx} \vec{i} - \frac{qN_D}{\epsilon} [h(x) - y] \vec{j} \quad (\text{II-10})$$

et dans le canal conducteur on a

$$E = E_x(x) = -\frac{qN_D h(x) dh(x)}{\epsilon dx} \quad (\text{II-11})$$

La détermination du potentiel et du champ électrique exige la connaissance de l'expression de  $h(x)$ . Dans la suite on se placera dans l'hypothèse du canal graduel, qui nous

est une fonction de  $h_s$  et  $h_d$ , ses valeurs côté source et côté

$$h(x) = \frac{h_d - h_s}{L}x + h_s \quad (\text{II-12})$$

Les calculs effectués ci-dessus, ignorent bien entendu, la contribution de la zone de charge d'espace située sous la surface libre dans le potentiel [31].

### II.3 Equation de fonctionnement du MESFET GaAs

La densité de courant  $J_x$  en un point du canal conducteur s'écrit:

$$J_x = \sigma(x, y, z).E_x = \sigma(y).E_x = -\rho(y).v(E_x) \quad (\text{II-13})$$

Avec  $\sigma(y) = d(y).μ(E_x)$  et  $v(E_x) = -μ(E_x).E_x$

Aussi  $ρ(y) = q.n(y)$

- $E_x$  est le champ électrique longitudinal suivant  $\vec{ox}$
- $v(E_x)$  est La vitesse des porteurs de charge.
- $n(y)$  est la densité des porteurs.
- $d(y)$  est la densité de charge du canal
- $σ$  est la conductivité électrique

Le potentiel dans la zone de charge d'espace du canal s'écrit par l'équation de Poisson :

$$\Delta V = \frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} + \frac{d^2V}{dz^2} = \frac{-\rho(x, y, z)}{\epsilon} \quad (\text{II-14})$$

En ce qui concerne le potentiel, nous pouvons écrire pour des raisons de symétrie, qu'il est constant dans la direction  $Z$  de sorte que  $(d^2V/dz^2 = 0)$ . D'autre part nous ferons l'hypothèse du canal graduel, le potentiel le long du canal et par suite la largeur  $h$  de la

source et le drain. Cette largeur est  $h_s$  côté source et  $h_d$  côté drain. Le canal étant conducteur et sa longueur étant beaucoup plus importante que la largeur  $h$  de la ZCE, la variation du champ électrique est plus important dans la direction perpendiculaire à la structure que dans la direction longitudinale. On peut donc ramener l'équation de Poisson à une dimension.

$$\Delta V = \frac{d^2V}{dy^2} = -\frac{dEy}{dy} = -\frac{\rho(y)}{\epsilon} \quad (\text{II-15})$$

On considère que le dopage du canal est homogène, la densité de charge est constante donc, on peut écrire:

$$\rho(y) = q.Nd \quad \text{et} \quad \frac{d^2V}{dy^2} = -\frac{q.Nd}{\epsilon} \quad (\text{II-16})$$

$Nd$  : La concentration des électrons.

$q$  : La charge élémentaire.

Après une première intégration de l'équation du Poisson, nous obtenons, avec la condition  $E = 0$  pour  $y = h$  :

$$\frac{dV}{dy} = -\frac{q.Nd}{\epsilon}(h - y) \quad (\text{II-17})$$

Par l'intégration du potentiel deux fois, on obtient:

$$V(y) = \frac{q.Nd}{\epsilon} \left[ h.y - \frac{y^2}{2} \right] \quad (\text{II-18})$$

L'équation du potentiel prend une valeur maximale à la tension de diffusion  $V_b$  à ( $y = h$ ). Cette tension de diffusion est donnée par la différence des travaux de sortie du métal et du semiconducteur.

(II-19)

Elle correspond à la différence de potentiel entre les deux bornes de la zone de charge d'espace du semiconducteur

$$V_{bi} = V(y = h) - V(y = 0) \quad (\text{II-20})$$

$$h = \left[ \frac{2 \varepsilon V_{bi}}{q N d} \right]^{1/2} \quad (\text{II-21})$$

Pour une structure polarisée par une tension  $V$ , la barrière de potentiel devient  $V_{bi} - V$  et la largeur de la zone de charge d'espace devient:

$$h = \left[ \frac{2 \varepsilon (V_{bi} - V)}{q N d} \right]^{1/2} \quad (\text{II-22})$$

#### II.4 Courant de drain dans le canal

Pour trouver l'expression du courant de drain en fonction de la tension, nous utilisons les approximations suivantes:

- Le domaine d'application est limité à la zone active du canal sous la grille.
- une jonction abrupte à barrière de Schottky.
- un canal de dopage uniforme  $N_d(x, y) = N_d = \text{constant}$ .
- Négligence des effets de bords, dû au débordement de la zone de déplétion sur les côtés de la grille.
- Négligence des effets d'éventuels états d'interface.
- L'approximation du canal graduel ( $L \gg a$ ) permet la séparation des variables dans l'équation de Poisson, à l'intérieur de la zone dépeuplée  $E_y \gg E_x$  et  $E_x \gg E_y$  à l'extérieur dans le canal active.

A l'intérieur du canal, la composante de la densité de courant  $J_{nx}$  (pour un transistor à canal n) est donnée par la loi d'ohm, en négligeant le courant de diffusion :

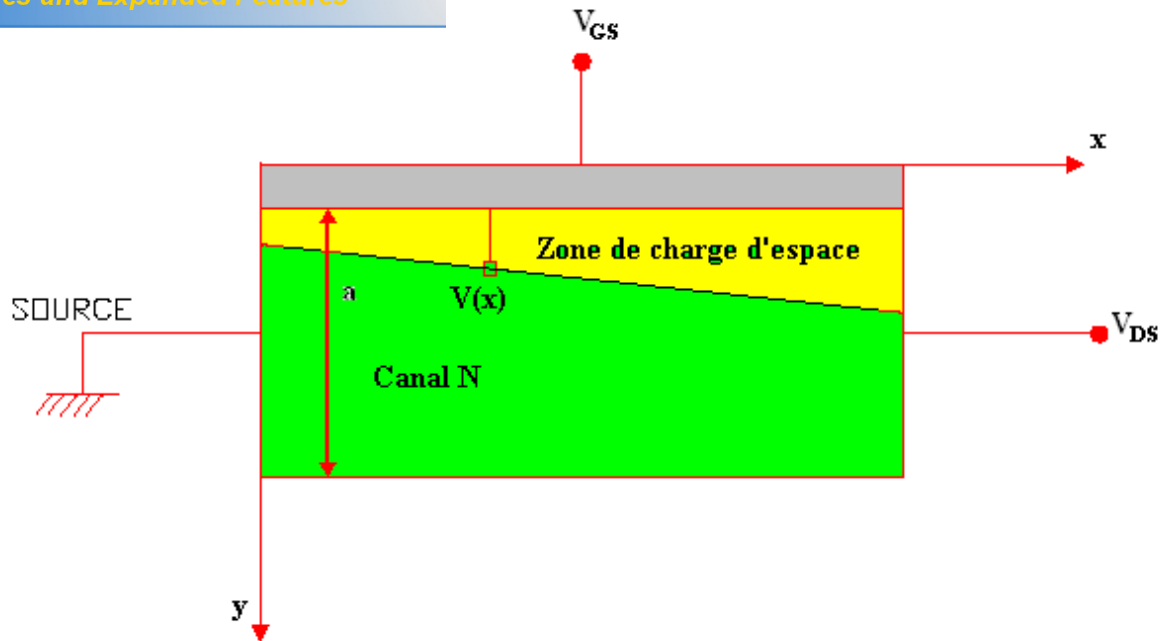


Figure II-2 Structure du transistor sous la grille dans le cadre de l'approximation graduelle de canal.

$$J_x = \sigma(x, y, z) \cdot E_x \quad (\text{II-23})$$

$$\sigma(x, y) = \rho(y) \mu_n(E_x)$$

$$J_x = qN_D \mu_n \cdot E_x = -q \mu_n N_d \frac{dV(x)}{dx} \quad (\text{II-24})$$

$\mu_n(E_x)$  est la mobilité des électrons qui dépend du champ électrique.

Le courant de drain  $I_d$  compté positivement dans le sens drain source, est obtenu en intégrant ( $\delta J_x$ ) sur la section conductrice du canal:

$$I_d = -\int_0^Z \int_{h(x)}^a J_x dy dz = -Z \int_{h(x)}^a J_x dy$$

$$I_d = qZ \mu_n N_D (a - h(x)) \frac{dV(x)}{dx} \quad (\text{II-25})$$

$$I_d = qZ N_D v_x(E_x) [a - h(x)] \quad (\text{II-26})$$

Avec  $v_x(E_x) = \mu_n \cdot E_x(x)$

La continuité et l'intégration du courant de drain  $I_d$  sur la longueur du canal L exigent que  $I_d$  soit constant [32].

$$\frac{h(x)}{a} dV(x) \quad (\text{II-27})$$

A partir de la solution approximative de l'équation de Poisson, l'épaisseur de la largeur de la zone de charge d'espace  $h(x)$  est donnée par:

$$h(x) = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_D} (V_{bi} - V_g + V(x)) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II-28})$$

$V(x)$  est le potentiel au point considéré, on définit la tension de pincement  $V_p = V_{bi} - V_g$  lorsque la valeur maximale de  $h(x)$  est l'épaisseur de la zone active  $a$  ( $h(x)=a$ ) :

$$a = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_D} (V_{bi} - V_g) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II-29})$$

De l'équation (II-28) et (II-29) on trouve:

$$\frac{h(x)}{a} = \left[ \frac{V_{bi} + V(x) - V_g}{V_{bi} - V_g} \right] \quad (\text{II-30})$$

On substitue la valeur de  $\frac{h(x)}{a}$  donnée par (II-30) dans l'expression (II-27):

$$IdL = qZ\mu_n N_D a \int_0^{V_d} \left( 1 - \left[ \frac{V_{bi} + V(x) - V_g}{V_p} \right]^{\frac{1}{2}} \right) dV(x) \quad (\text{II-31})$$

Intégrant l'équation (II-31), le courant de drain s'écrit alors:

$$Id = \frac{qZ\mu_n N_D a}{L} \left\{ V_d - \frac{2}{3} \left[ \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} - \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \right\} \quad (\text{II-32})$$

Les calculs effectués ci-dessus, ignorent bien entendu la contribution de la ZCE se situant sous la surface libre dans le potentiel [31].

$$I_p = \frac{(qNd)^2 \mu_n Z a^3}{2L\epsilon} \quad \text{et} \quad V_p = \frac{qNda^2}{2\epsilon} = V_{bi} - V_g$$

Ainsi, l'expression finale du courant  $I_d$  est :

$$I_d(V_d, V_g) = I_p \left\{ \frac{V_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left[ \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} - \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \right\} \quad \text{(II-33)}$$

Cependant, cette équation qui détermine la variation du courant de drain en fonction des deux tensions de polarisation se réécrit différemment, selon le régime de fonctionnement du transistor et qui dépend essentiellement de la valeur de la tension de drain  $V_d$ . Ces régimes sont :

- le régime linéaire, où le courant de drain varie linéairement avec la tension de drain  $V_d$ .
- Le régime de saturation, le courant se sature à la valeur  $I_{dsat}$ . Cette région de caractéristiques est connue comme étant la région de saturation.

Dans ce qui suit, nous allons à partir de l'équation (II-33), déterminer les équations correspondantes aux deux régimes :

- **Régime linéaire**

Lorsque la tension de drain est faible et vérifie la condition suivante :

$$V_d \ll V_{bi} - V_g$$

Ainsi, l'équation (II-26) se réécrit :

$$I_d(V_d, V_g) = \frac{I_p}{V_p} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_g}{V_p}} \right\} V_d \quad \text{(II-34)}$$

On voit clairement que le courant  $I_d$  varie linéairement en fonction de la tension  $V_d$ .

est évalué à partir de l'équation (II-33), en évaluant le courant de drain au point de pincement, soit en posant :  $V_p = V_{bi} - V_g$ .

$$I_{dSAT} = I_p \left\{ \frac{1}{3} - \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right) - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^2 \right\} \quad (\text{II-35})$$

La tension de drain de saturation correspondante est donnée par :

$$V_{dsat} = V_p - V_g - V_{bi}. \quad (\text{II-36})$$

## II.5 Transconductance $G_m$ et conductance $G_d$ .

### II.5.1 Transconductance $G_m$ .

La transconductance est l'expression du mécanisme de commande d'un transistor c'est la variation du courant de drain en fonction de la polarisation de grille, à tension drain source constante. Elle n'est pas constante avec  $V_g$ .

La transconductance d'un transistor est définie par l'équation :

$$G_m = \frac{\partial I_d}{\partial V_g} / V_d = \text{constante} \quad (\text{II-37})$$

Dans la région linéaire,  $G_m$  est obtenue à partir de l'équation (II-33):

$$G_m = \frac{2q\mu_n Z N_D a}{L} \left[ \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} + \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} \right] \quad (\text{II-37.a})$$

Dans la région de saturation une dérivation de l'équation (II-34):

$$G_m = \frac{q\mu_n N_D Z a}{L} \left[ 1 + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} \right] \quad (\text{II-37.b})$$

ion du courant de drain en fonction de la tension  $V_d$  à

polarisation de grille constante.

$$G_d = \frac{\partial I_d}{\partial V_d} / V_g \text{ constante} \quad (\text{II-38})$$

De l'équation (II-34) on trouve l'expression de la conductance dans la région linéaire:

$$G_d = \frac{q\mu_n N_D Z a}{L} \left[ 1 - \frac{2}{3} \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} \right] \quad (\text{II-38.a})$$

La conductance du canal dans le régime de saturation est parfaitement nulle, et le courant  $I_{dsat}$  ne dépend pas de la tension de drain  $V_d$ .

$$G_d = 0 \quad (\text{II-38.b})$$

## II.6 Effet des résistances parasites

$$\begin{cases} I_{ds} = I_d & (\text{II-39a}) \\ V_g = V_{gs} - R_s I_d & (\text{II-39b}) \\ V_d = V_{ds} - (R_s + R_d) I_d & (\text{II-39c}) \end{cases}$$

Les expressions des courants se réécrivent de nouveau comme suit :

- **l'équation générale**

$$I_d = I_p \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} - R_s I_d}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{3/2} \right\} \quad (\text{II-40})$$

- **régime linéaire**

$$I_d = I_p \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_{gs}}{V_p}} \right\} \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_d}{V_p} \right\} \quad (\text{II-41})$$

- **régime saturé**

$$I_d = I_p \left\{ \frac{1}{3} - \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{3/2} \right\} \quad (\text{II-42})$$

antes [33]:

$$\left\{ \begin{array}{l} v_1(E) = \mu_1(E)E = \frac{\mu_n E}{1 + \left(\frac{E}{Ec}\right)} \quad [12] \end{array} \right. \quad (\text{II-43})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} v_2(E) = \mu_2(E)E = \frac{\mu_n E + v_s \left(\frac{E}{Ec}\right)^4}{1 + \left(\frac{E}{Ec}\right)^4} \end{array} \right. \quad (\text{II-44})$$

D'où les expressions des mobilités :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_1(E) = \frac{\mu_n}{1 + \left(\frac{E}{Ec}\right)} \end{array} \right. \quad (\text{II-45})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_2(E) = \frac{\mu_n + v_s \left(\frac{E^3}{Ec^4}\right)}{1 + \left(\frac{E}{Ec}\right)} \end{array} \right. \quad (\text{II-46})$$

**Première loi :**

- **l'équation générale**

$$Id = IpA1 \left\{ \frac{Vds - (Rs + Rd)Id}{Vp} - \frac{2}{3} \left( \frac{Vds + Vbi - Vgs + RsId}{Vp} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left( \frac{Vbi - Vgs + RsId}{Vp} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} \quad (\text{II-47})$$

- **régime linéaire**

$$Id = IpA2 \left\{ 1 - \sqrt{\frac{Vbi - Vgs}{Vp}} \right\} \left\{ \frac{Vds - (Rs + Rd)Id}{Vp} \right\} \quad (\text{II-48. a})$$

$$I_d = I_p A_3 \left\{ \frac{1}{3} - \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} \quad (\text{II-48. b})$$

où :

$$\begin{cases} A_1 = \frac{1}{1 + \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_d}{L E c}} \\ A_2 = 1 \\ A_3 = A_1. \end{cases}$$

**Deuxième loi :**

- **L'équation générale**

$$I_d = I_p B_1 \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} - R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} + V_{gs} - R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right\}. \quad (\text{II-49})$$

- **régime linéaire**

$$I_d = I_p B_2 \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_{gs}}{V_p}} \right\} \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_d}{V_p} \right\} \quad (\text{II-49.a})$$

- **régime saturé**

$$I_d = I_p B_3 \left\{ \frac{1}{3} - \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} \quad (\text{II-49.b})$$

Où :

$$B1 = \frac{I_D}{I_{D0}} \left( \frac{V_{DS} - (R_S + R_D)I_D}{V_{DS0} - (R_S + R_D)I_{D0}} \right)^3$$

$$B2 = 1;$$

$$B3 = B1.$$

## II.8 L'effet de la température

Les caractéristiques en courant sont fortement liées à la température. Cependant la majorité des simulations supposent que la température du composant est constante, usuellement égale à la température ambiante (300°K). Un modèle thermique rigoureux exige la résolution de l'équation de l'échauffement :

$$C_R \rho_R \frac{\partial T_R}{\partial t} = \nabla(K_R \nabla T_R) + H_S \quad \text{(II-50)}$$

$C_R$  : chaleur spécifique du réseau,  $\rho_R$  : densité du réseau,  $K_R$  : conductivité thermique du réseau.

$T_R$  : température du réseau,  $H_S$  : génération thermique du réseau.

La dépendance de la mobilité des porteurs avec la température [34]:

$$\mu = \mu_0 (300^\circ K) \left[ \frac{300}{T_R} \right]^{0.6} \quad \text{(II-51)}$$

La vitesse de saturation varie avec la température comme [35] :

$$v_s = \frac{2.410^5}{1 + \exp(T/600)} \text{ms}^{-1} \quad \text{(II-52)}$$

Selon Conger [36] la dépendance de la tension de seuil peut être approximativement donnée par :

$$V_{TH} = V_{TH}(300^\circ K) - \alpha_{VT} T \quad \text{(II-53)}$$

La valeur de  $\alpha_{VT}$  est de l'ordre de 1.2mV/°C.

du GaAs comparée à celle du Si fait du GaAs le plus utilisé dans une large gamme de température (de 650 à 125 °C) et le plus important pour les circuits digitaux. Notre modèle a pris en considération la différence entre la température du composant et la température ambiante ainsi comme l'effet de la température sur les paramètres du composant.

Dans ce modèle par analogie électrique on détermine la résistance thermique  $R_{TH}$  comme le rapport de l'écart de la température sur la dissipation thermique.

$$T - T_a = R_{TH}P \quad \text{(II-55)}$$

T : température du composant.

T<sub>a</sub> : température ambiante.

P : Puissance dissipée.

Wachutka a développé une théorie thermodynamique rigoureuse sur les propriétés thermiques dans les composants à semiconducteur. On remarque que l'échauffement est généré sur une distance plus petite que la longueur de grille du côté du drain et il n'y a presque pas de dissipation de puissance sous les contacts de source et de drain.

Des modèles analytiques ont été développés pour étudier l'équation de la résistance thermique en fonction des paramètres physiques des MESFETs et HEMTs, ils aboutissent aux résultats suivants :

Variation non significative de  $R_{TH}$  en fonction de la longueur de grille L ; exemple :  $R_{TH} = 55, 48, 38$  °C/W/mm pour L = 0,2, 0,5 et 2 μm respectivement pour un doigt de grille (petit transistor),  $R_{TH}$  augmente légèrement en fonction de la largeur de grille Z, exemple :  $R_{TH} = 44$  et 64 °C/W/mm pour Z = 50 μm et 1 mm respectivement. L'influence de l'épaisseur du substrat sur  $R_{TH}$  devient significative au fur et à mesure que l'on augmente le nombre de doigts.

Pour mettre en évidence les avantages et les inconvénients des diverses équations et formules du chapitre II, Ce chapitre présente les résultats de simulation des propriétés statiques du transistor MESFET GaAs que donne celle-ci. Pour cet effet, nous avons mis au point un logiciel de simulation.

### **III.1 Logiciel de simulation**

Le logiciel de simulation qui est conçu et réalisé en MATLAB 7 est une application directe des formules et expressions établies aux chapitres II.

Ce logiciel est interactif avec l'utilisateur il est composé de deux parties :

Dans la première partie de ce logiciel, nous déterminons à partir des équations obtenues lors de la détermination des caractéristiques du courant de drain en fonction des tensions de polarisations et des paramètres physiques et géométriques du composant

- Le courant de drain et sa variation avec  $V_d$  et  $V_g$  aux régimes linéaire et saturé.
- L'effet de la mobilité sur les caractéristiques I-V.
- L'effet des résistances parasites.
- La vitesse et la mobilité des électrons en fonction du champ électrique.
- L'effet des paramètres physiques et géométriques ( $L, Z, N_D, a$ ).
- La transconductance et la conductance et ses variations avec  $V_g$ .

logiciel nous prenons compte l'effet de la température

- Les caractéristiques I-V pour différentes valeurs de températures.
- Les caractéristiques I-V pour différentes valeurs de températures à mobilités variables.
- La variation de la mobilité et la vitesse de saturation en fonction de la température.
- La variation de la mobilité et la vitesse en fonction du champ électrique pour différentes températures.
- La variation de la tension de seuil et le champ électrique de saturation en fonction de la température.

Les résultats de la simulation obtenus sont regroupés et stockés dans des fichiers puis utilisés à l'aide de Matlab7, pour tracer les différentes séries de courbes.

## **III.2 Caractéristiques statique I-V**

### **III.2.1 Courant de drain**

Pour le calcul numérique du courant de drain en fonction des tensions de polarisation on dispose aux expressions établies dans le chapitre II. L'organigramme de calcul est schématisé sur la figure (III-1).

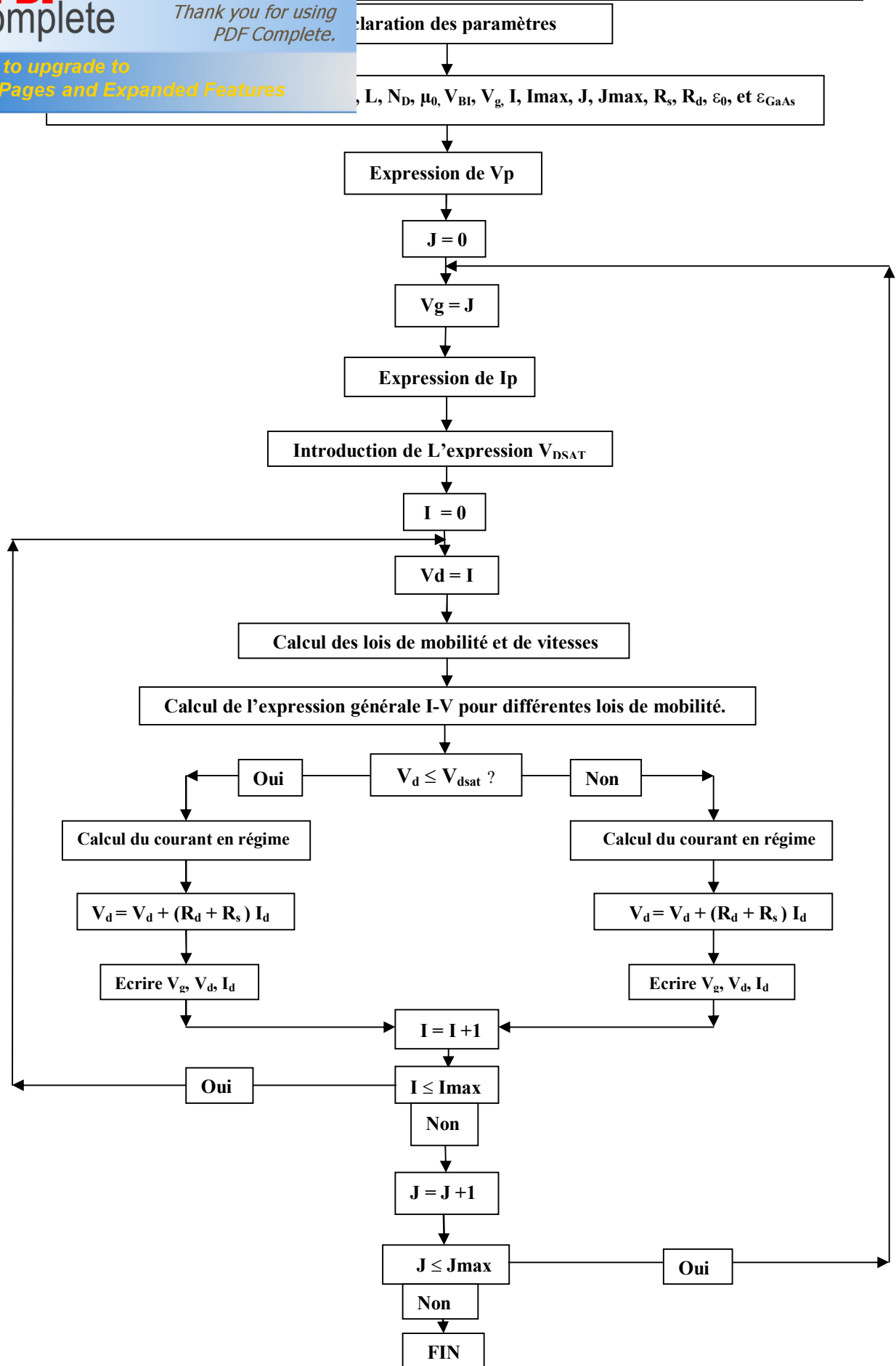


Figure III -1 Organigramme de calcul des caractéristiques I-V

caractéristiques statiques (I-V) de l'échantillon GAT1. Avec l'augmentation de la tension de grille  $V_{gs}$ , le courant de drain augmente linéairement avec  $V_d$  c'est le régime linéaire puis sous linéairement à une valeur limite c'est le régime de pincement jusqu'à une valeur de  $V_d$  dite tension de saturation  $V_{dsat}$  où il devient le courant constant c'est le régime de saturation dans le cadre de l'hypothèse de la mobilité constante.

Les figures (III-3), (III-4), (III-5) présentent les caractéristiques statiques (I-V) de l'échantillon GAT1 à mobilités variables correspondent aux lois suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_1(E) = \frac{\mu_0}{1 + \left(\frac{E}{Ec}\right)} \\ \mu_2(E) = \frac{\mu_0 + v_s \left(\frac{E^3}{Ec^4}\right)}{1 + \left(\frac{E}{Ec}\right)} \end{array} \right.$$

$$\mu_3(E) = \frac{v_s}{E} \tanh\left(\frac{\mu_0 E}{v_s}\right)$$

Pour les trois lois de mobilité, nous remarquons une diminution du courant de drain par rapport aux caractéristiques à mobilité constante, ainsi que la saturation du courant de drain à lieu à des valeurs de la tension de drain plus petites.

On utilise les paramètres des transistors donnés dans le tableau III-1. Les caractéristiques des échantillons d'étude sont regroupées dans le tableau III-1.

MESFET	$L (\mu m)$	$a (\mu m)$	$Z (\mu m)$	$Nd$ ( $at.cm^{-3}$ )	$\mu_0$ ( $cm^2 \cdot sec^{-1} \cdot V^{-1}$ )	$V_{bi}$ (V)	$v_s$ ( $cm \cdot sec^{-1}$ )
GAT1	4	0.30	360	$6.7 \cdot 10^{+16}$	3740	0.8	$0.97 \cdot 10^{+7}$

TABLEAU III-1 : paramètre du GAT1

variation du courant de drain  $I_d$  en fonction de la tension de drain  $V_d$  pour différentes valeurs de  $V_g$  obtenues pour le transistor GAT1 à mobilité constante.

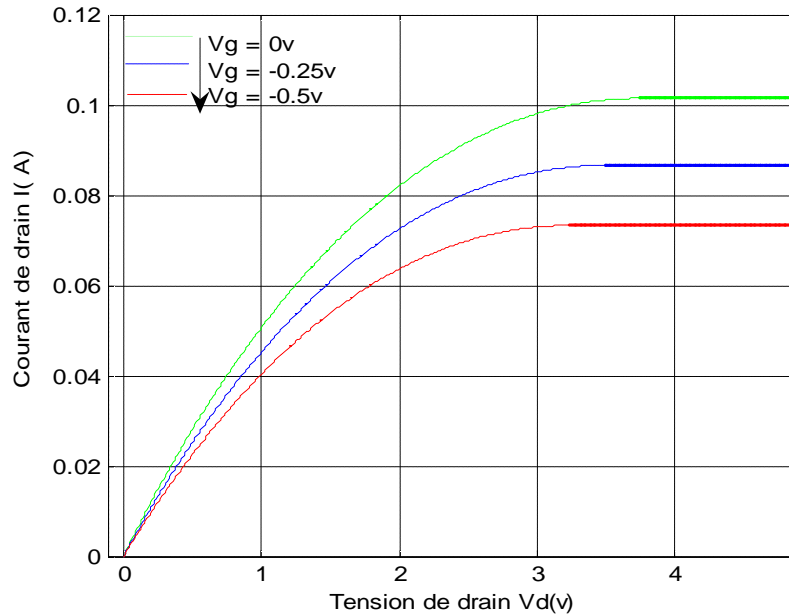


Figure III - 2: Caractéristique I-V à mobilité constante pour le GAT1.

Les figures (III-3) (III-4), (III-5) présentent les caractéristiques statiques (I-V) de l'échantillon GAT1 pour différentes valeurs de mobilité ( $\mu_1, \mu_2, \mu_3$ ).

Pour des faibles tensions de polarisation de drain ( $V_d$ ), nous remarquons dans la figure (III-6) de bonne coïncidence entre les valeurs de différentes lois de mobilité dans la région du régime linéaire ce qui illustre bien l'indépendance de la mobilité des électrons du champ électrique. Cependant pour des valeurs importantes de polarisation du drain nous remarquons un écart clair entre les résultats simulés de différentes mobilités qui augmente au fur et à mesure à l'augmentation de tension de drain qui devient supérieur à la tension de saturation

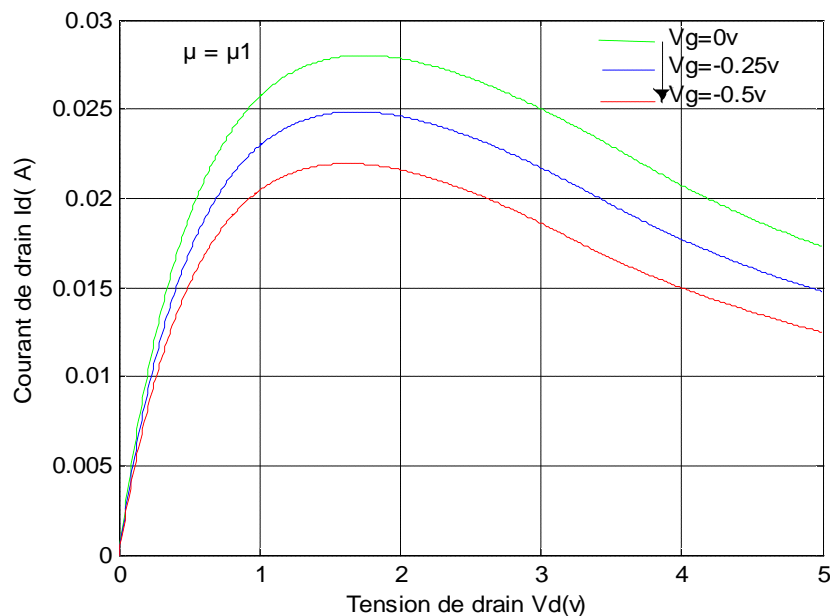


Figure III-3 :Caractéristiques I -V à mobilité variable pour le GAT1

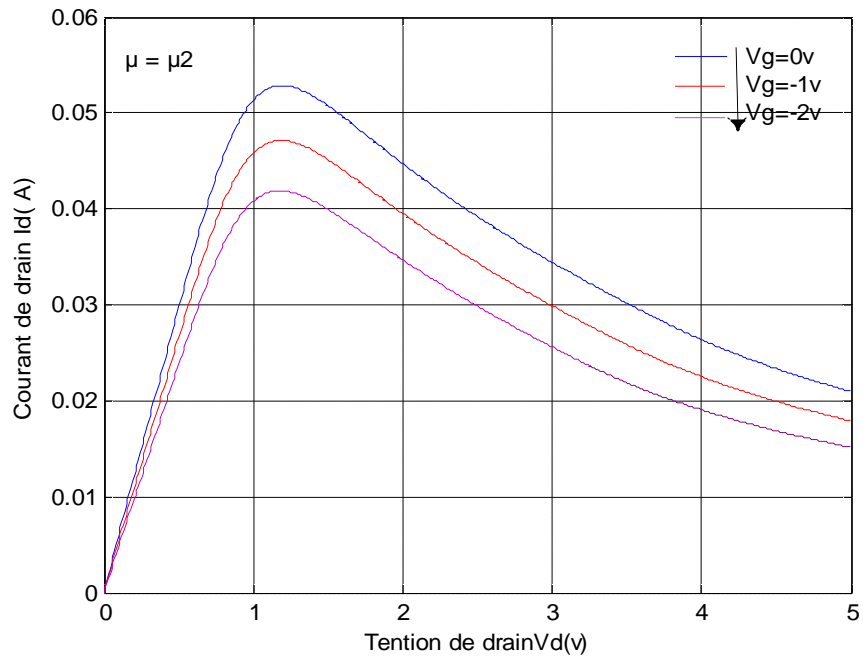


Figure III - 4 : Caractéristiques I -V à mobilité variable pour le GAT1

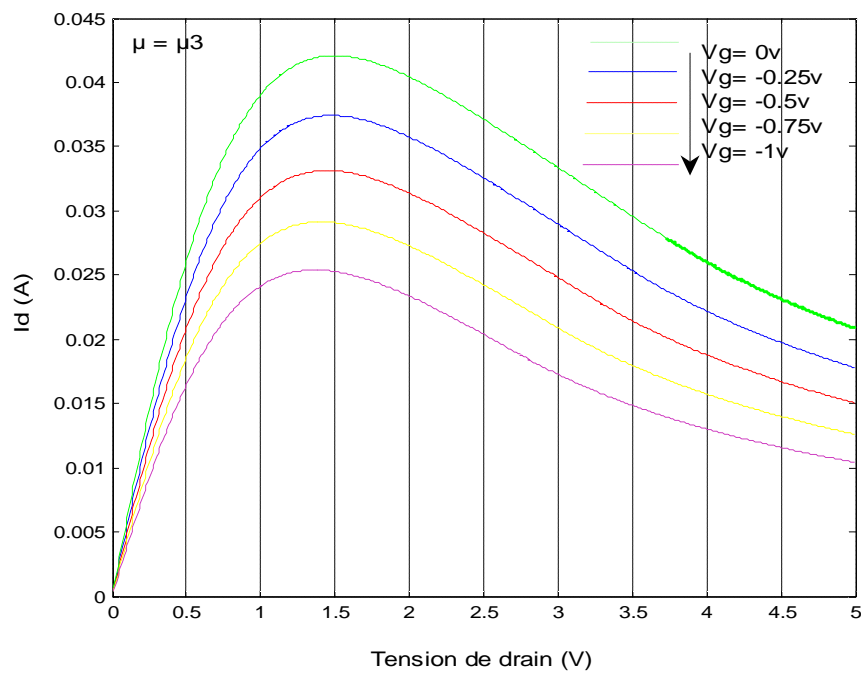


Figure III-5: Caractéristiques I -V à mobilité variable  $\mu_3$  pour le GAT1

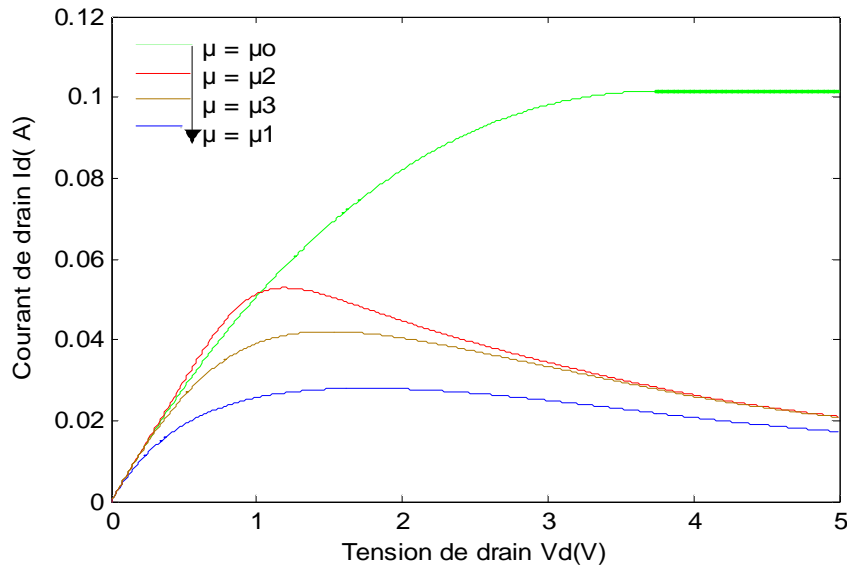


Figure III-6 : Caractéristiques I-V pour différentes valeurs de mobilité pour le GAT1 ( $V_g = 0V$ ).

### III.2.3 Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V

La figure (III-7) présente l'effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V du MESFET en prend le cas du GAT1, pour une tension de grille nulle et une série de valeurs des résistances parasites de source  $R_s$  et de drain  $R_d$  supposés égales. Nous remarquons que pour une certaine valeur de courant de drain la tension de polarisation de drain augmente avec l'augmentation des valeurs de résistances parasites, et de même pour

une certaine valeur de tension de polarisation de drain le courant diminue avec l'augmentation des valeurs de résistances parasites.

Nous remarquons que l'écart est important, et qu'il diminue quand la tension de grille  $V_{gs}$  augmente en valeur absolue, ceci est dû au fait que la résistance du canal augmente quand  $V_{gs}$  diminue.

Les effets des résistances  $R_s$  et  $R_d$  sont négligeables devant la résistance du canal lorsque la tension de grille  $V_g$  diminue.

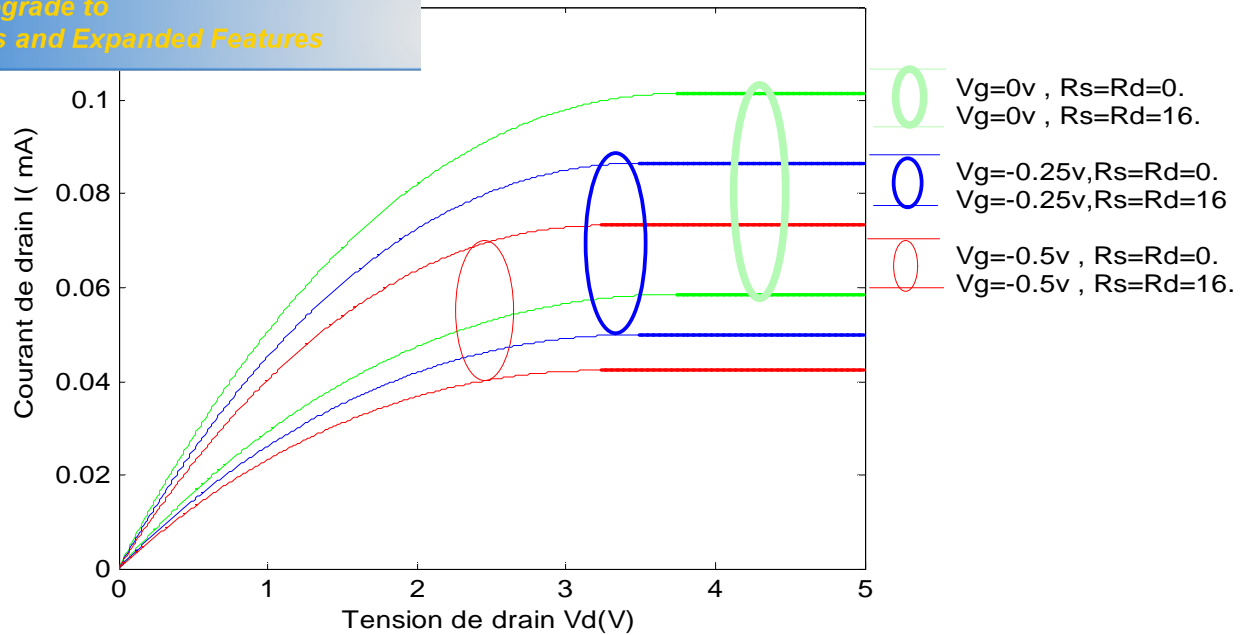


Figure III -7 : Influences des résistances parasites sur les caractéristiques I -V.

Les variations des mobilités en fonction du champ électrique sont représentées sur la figure (III-8) qui montre que la mobilité des porteurs diminue avec l'augmentation du champ électrique. Lorsque ce dernier devient important les interactions avec les vibrations de réseau, les phonons, entraînent une diminution de la mobilité des porteurs. Pour un même champ électrique, la valeur de la mobilité  $\mu_2$  est supérieure à celle de la mobilité  $\mu_1$ .

Les effets des pièges et les défauts cristallins sont particulièrement nombreux et difficiles à les contrôler dans un matériau comme le GaAs, l'interface couche active / substrat semi isolant induit des défauts par la rupture de la périodicité.

Ces défauts peuvent diminuer la mobilité des porteurs dans le canal. Généralement la loi de la variation de la mobilité avec le champ électrique varie d'un matériau à un autre en fonction de la nature de la structure de bandes du semi-conducteur.

La figure (III-9) montre la variation de la vitesse des électrons avec le champ électrique. Nous constatons que la vitesse  $v_1$  augmente avec le champ électrique jusqu'à la vitesse limite, pour la loi de vitesse  $v_2$  il existe un maximum, suivi d'une pente négative.

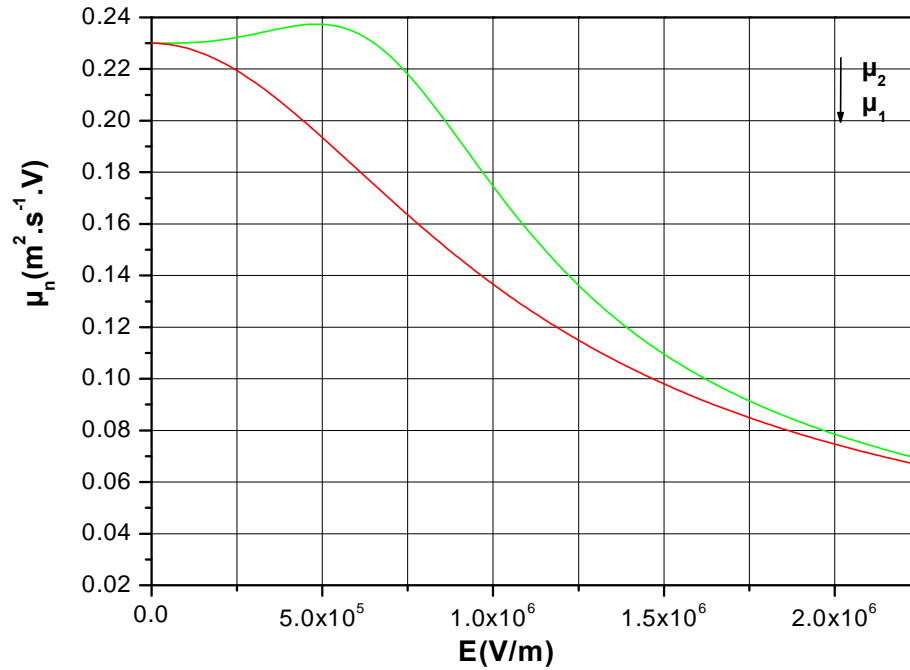


Figure III - 8 Variation de la mobilité en fonction du champ électrique

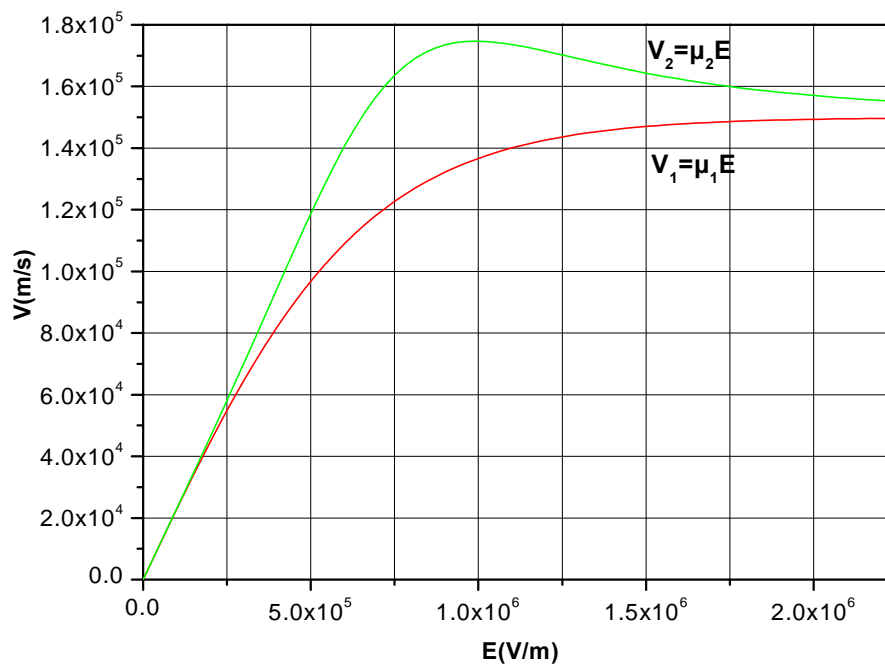


Figure III - 9 Variation de la vitesse en fonction du champ électrique pour le GAT1.

### Caractéristiques et physiques sur le courant de drain

On étudie l'influence des paramètres,  $L$ ,  $a$ ,  $Z$  et  $N_D$  sur le courant de drain. Les performances des structures sont liées étroitement au choix de ces paramètres.

On utilise les paramètres des transistors donnés dans le tableau III-3.

Le tableau III-3 regroupe les paramètres des échantillons sur lesquelles l'étude a été faite.

<i>MESFET</i>	$L$ ( $\mu m$ )	$a$ ( $\mu$ )	$Z$ ( $\mu m$ )	$N_D$ ( $Cm^{-3}$ )	$\mu_n$ ( $Cm^2S^{-1}V^{-1}$ )	$V_{bi}$ ( $V$ )
<i>MESFET 1</i>	4	0.3	360	$6.7 \times 10^{16}$	3740	0.8
<i>MESFET 2</i>	3-2	0.3	300	$1.2 \times 10^{23}$	4000	0.8
<i>MESFET 3</i>	1	0.3-0.4	300	$1.2 \times 10^{23}$	4000	0.8
<i>MESFET 4</i>	1	0.15	100-300	$1.2 \times 10^{23}$	4000	0.8

Tableau (III-3)

La Figure (III-10) présente le courant de drain pour diverses valeurs de la longueur  $L$  de grille, on remarque que les valeurs du courant augmentent lorsque la longueur du canal diminue conformément à l'expression générale du courant (II-32).

Sur les Figures (III-11), (III-12) et (III-13) nous présentons l'influence des paramètres  $a$ ,  $Z$  et  $N_D$  sur le courant de drain. Nous constatons une augmentation du courant avec l'augmentation de ces paramètres, conformément à l'expression (II-32) du courant on peut constater l'effet de ces paramètres. Les performances des structures sont liées étroitement au choix de ces paramètres.

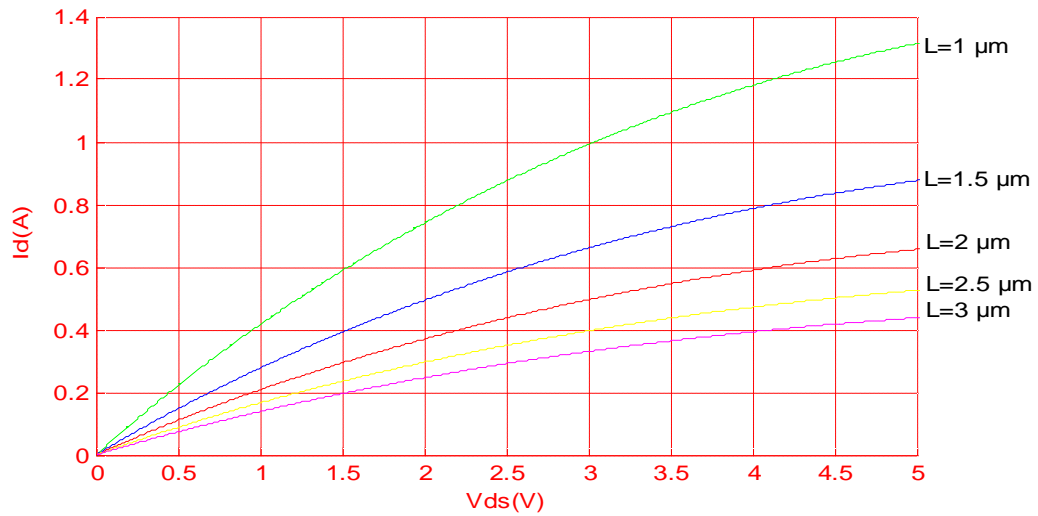


Figure III -10 : Variation de la caractéristique I -V pour différentes valeurs de longueurs de grille L ( $\mu\text{m}$ ) pour le MESFET 2.

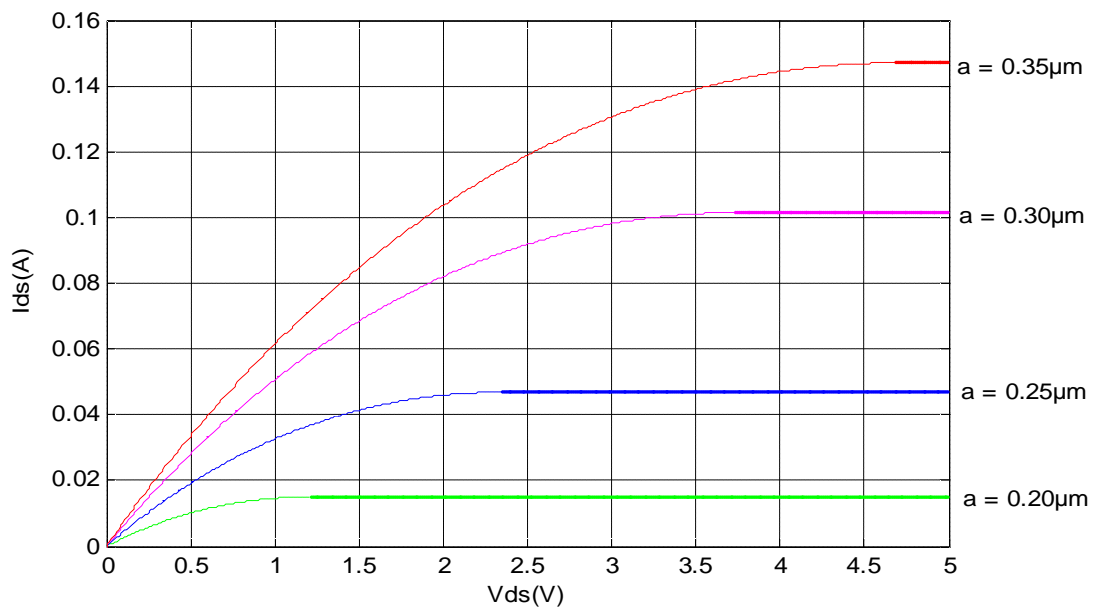


Figure III -11: Variation de la caractéristique I-V pour différentes valeurs de l'épaisseur a pour le MESFET1

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

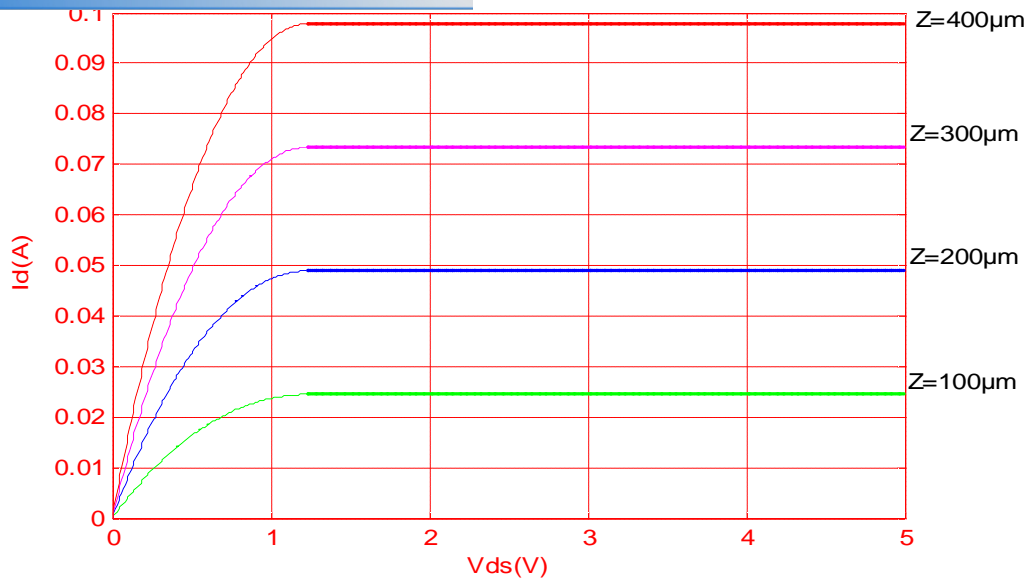


Figure III -12: Caractéristiques ( $I - V$ ) pour différentes valeurs de  $Z$  pour le MESFET 3

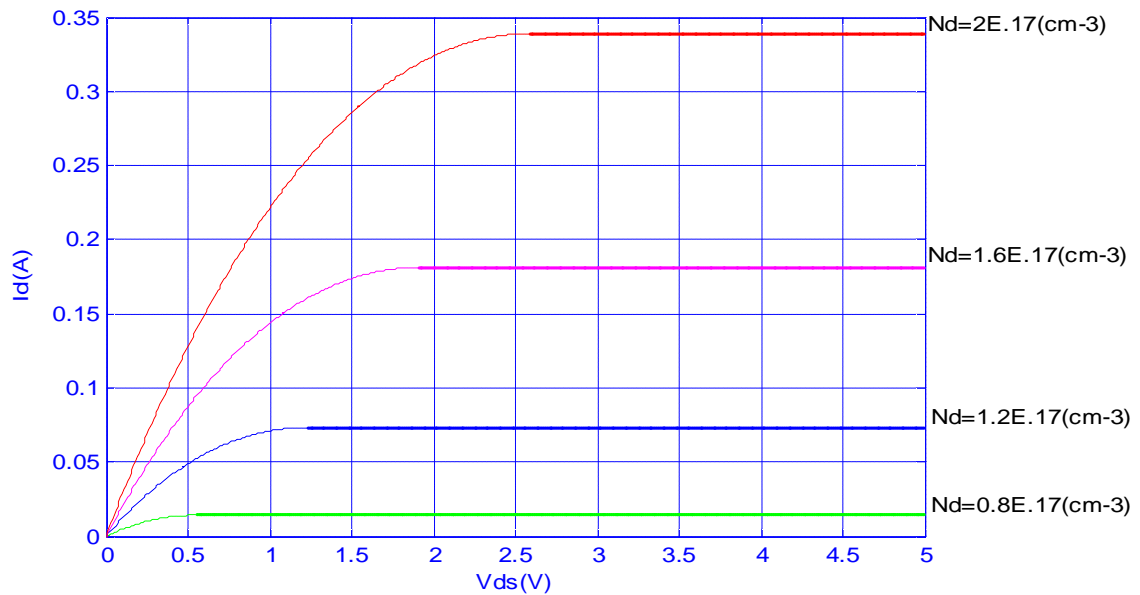


Figure III -13:Caractéristiques ( $I_d - V_d$ ) pour différentes valeurs de  $N_d$  pour le MESFET 4

ance de drain  $G_d$

Nous remarquons sur la figure (III-14) et la figure (III-15) que la transconductance croît avec la diminution de la valeur absolue de la tension de grille et aussi l'augmentation de la tension de drain.

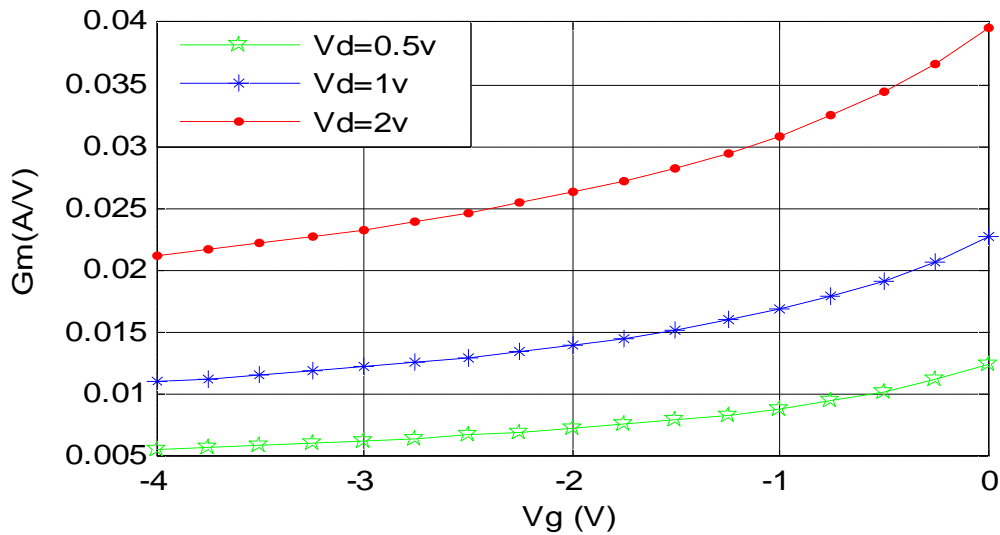


Figure III -14: Variation de la transconductance en fonction de la tension de grille pour le transistor GAT1

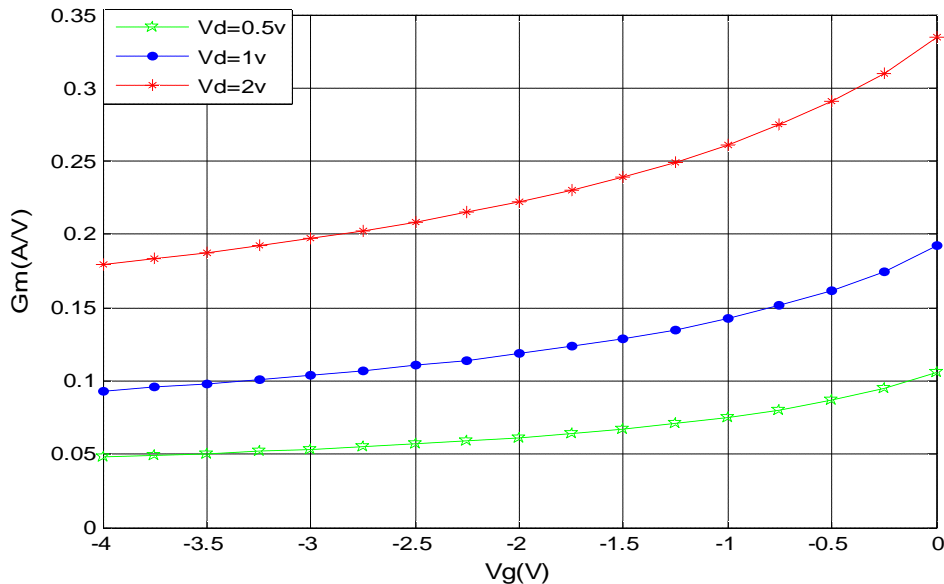


Figure III -15: Variation de la transconductance en fonction de la tension de grille pour le transistor THC.

es variations de la conductance de drain en fonction de la tension de drain.

Nous remarquons que la conductance de drain diminue d'une part au fur et à mesure que la tension de drain augmente et d'autre part lorsque la valeur absolue de la tension de drain augmente, elle prend sa valeur maximale en régime linéaire, et s'annule en régime de saturation.

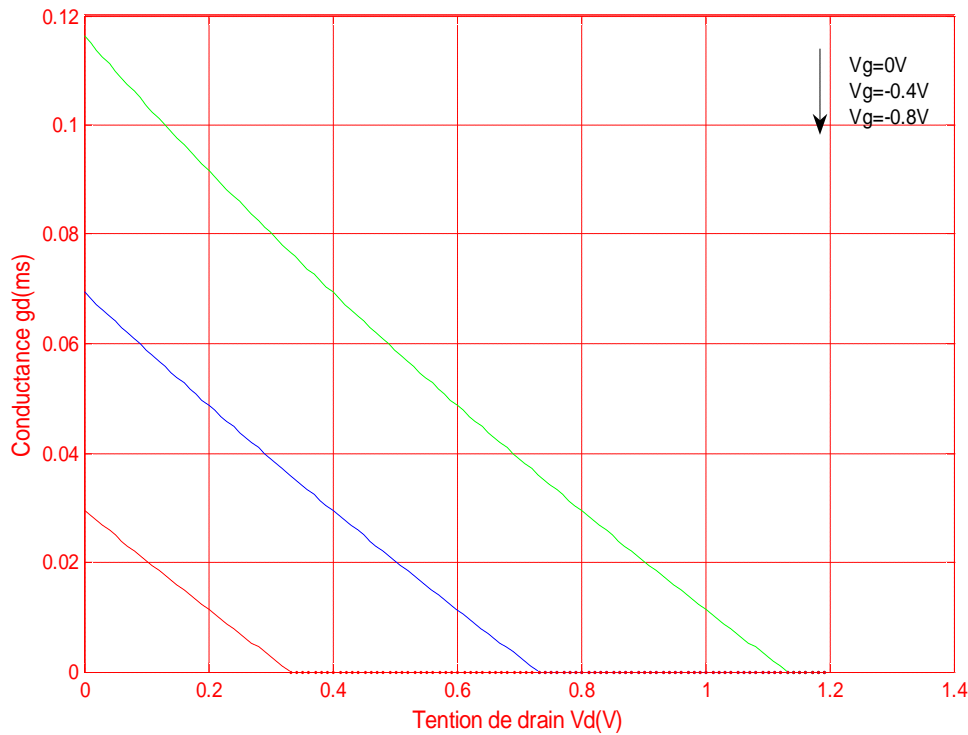


Figure III -16:Variation de la conductance en fonction de la tention de drain pour différentes valeurs de  $V_g$  pour le MESFET1

Du fait de sa structure le MESFET permet une amélioration très nette de ses performances quand on le fait fonctionner à basse température.

Pour montrer l'effet de la température sur les caractéristiques (I-V) nous effectuons la simulation numérique avec les lois de mobilité, de la vitesse de saturation et de la tension de seuil en fonction de la température :

$$\mu_n = \mu_n(300^0 K) \left[ \frac{300}{T_R} \right]^{0.6}$$

$$V_s = \frac{2.410^5}{1 + \exp(T / 600)}$$

$$V_{TH} = V_{TH}(300^0 K) - \alpha_{VT} T$$

L'organigramme utilisé pour le calcul est montré sur la figure (III-10)

Les paramètres du composant étudié sont présentés dans le tableau (III-2) ci-dessous :

<b>MESFET</b>	<b>L</b> ( $\mu m$ )	<b>a</b> ( $\mu m$ )	<b>Z</b> ( $\mu m$ )	<b>N<sub>D</sub></b> ( $Cm^{-3}$ )	$\mu_n$ ( $Cm^2 S^{-1} V^{-1}$ )	<b>V<sub>bi</sub></b> (V)	<b>R<sub>S</sub></b> ( $\Omega$ )	<b>R<sub>D</sub></b> ( $\Omega$ )
<b>GAT1</b> <b>432A/4/LID</b>	4	0.3	360	$6.7 \times 10^{16}$	3740	0.8	16	16
<b>THC 302 N° 18</b>	1	0.18	800	$2 \times 10^{17}$	2060	0.8	1.2	1.2

Tableau (III-2)

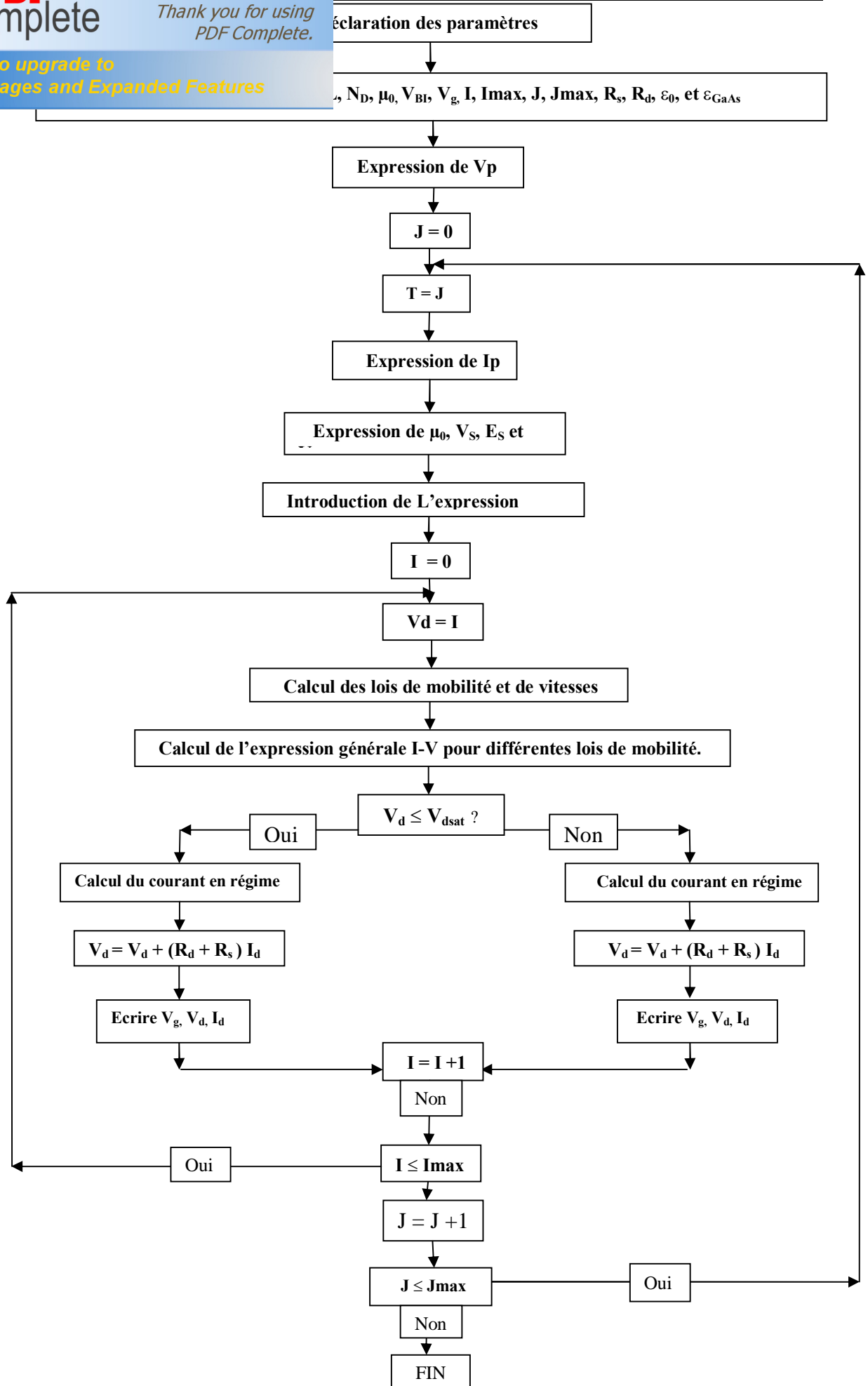


Figure III-17 Organigramme de calcul des caractéristiques statiques à température variable.

variation du courant de drain en fonction de la tension de grille. Le courant augmente lorsque la température  $T$  diminue, à mobilité constante et de la même manière lorsque la mobilité est variable, figures (III-19) et (III-20).

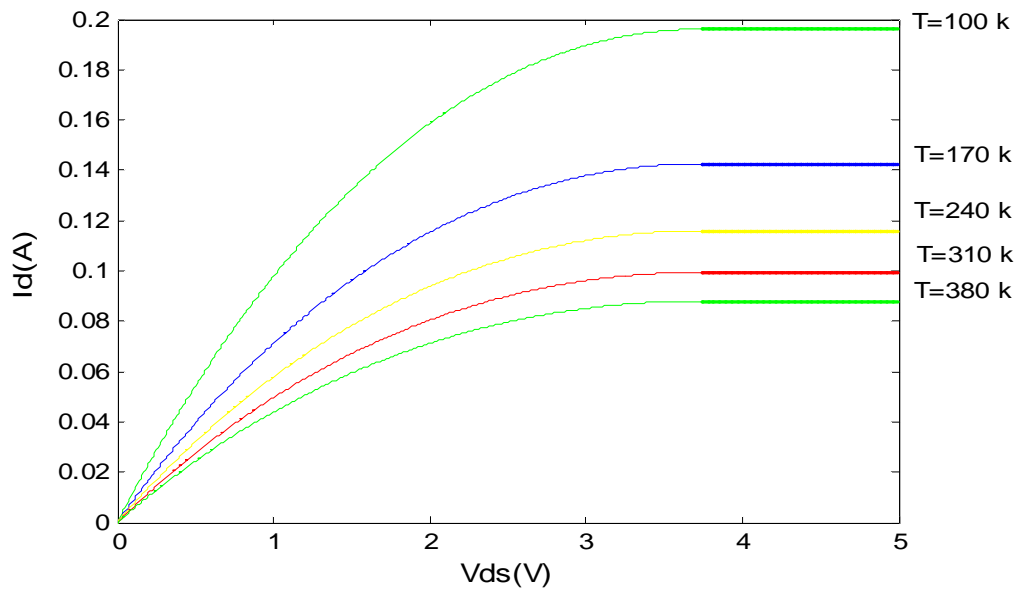


Figure III -18: Caractéristiques ( I -V) pour différentes valeurs à température  $T$  à mobilité constante  $\mu_0$  pour le GAT1.

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

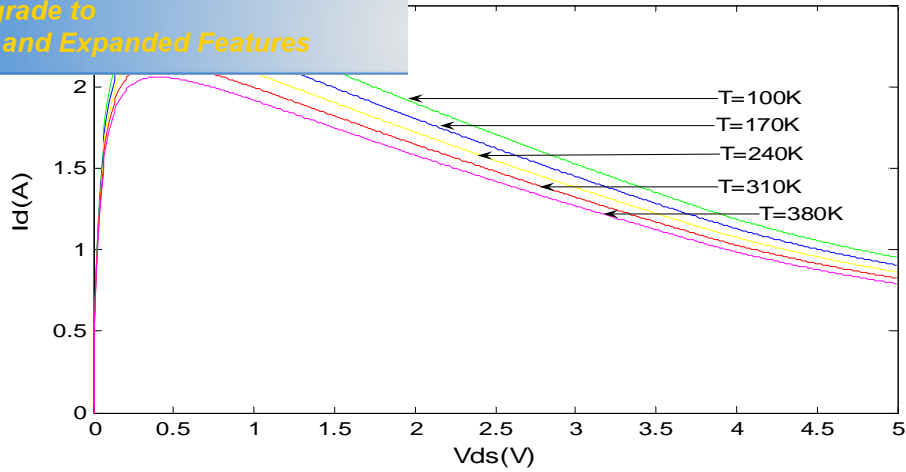


Figure III -19:Caractéristiques ( I -V) pour différentes valeurs de température en utilisant l'expression de la mobilité  $\mu_1$  pour le GAT1.

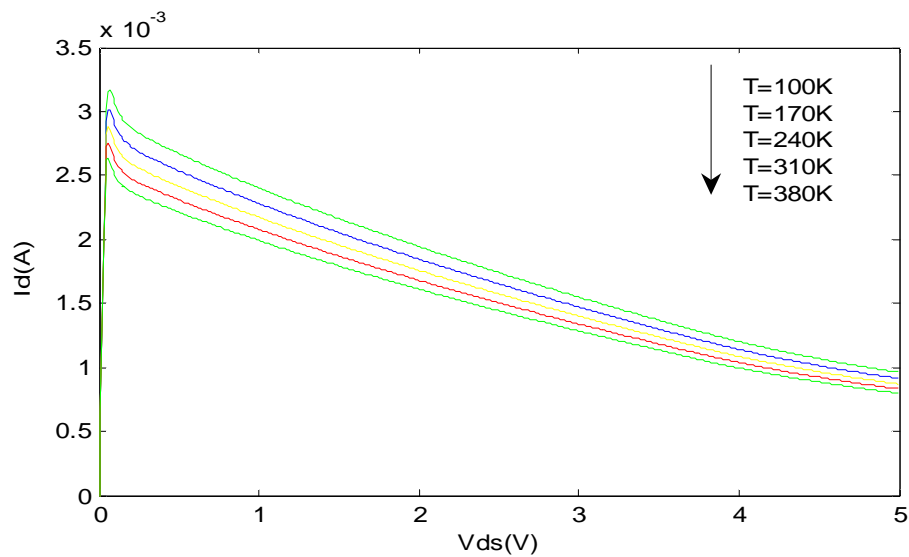


Figure III -20:Caractéristiques (I -V) pour différentes valeurs de température en utilisant l'expression de la mobilité  $\mu_2$  pour le GAT1

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

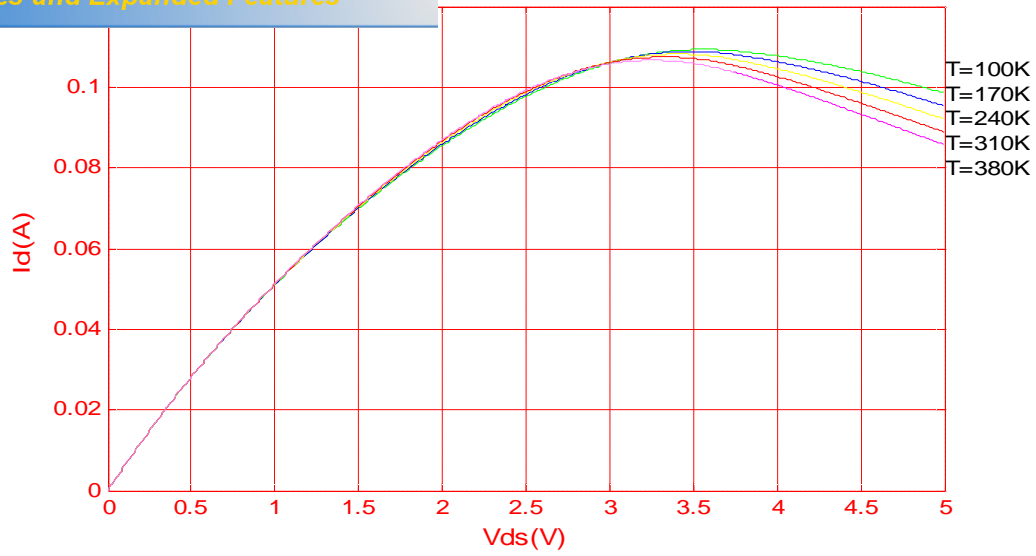


Figure III -21:Caractéristiques (I -V) pour différentes valeurs de température en utilisant l'expression de la mobilité  $\mu_1$  pour le THC 302 N° 18

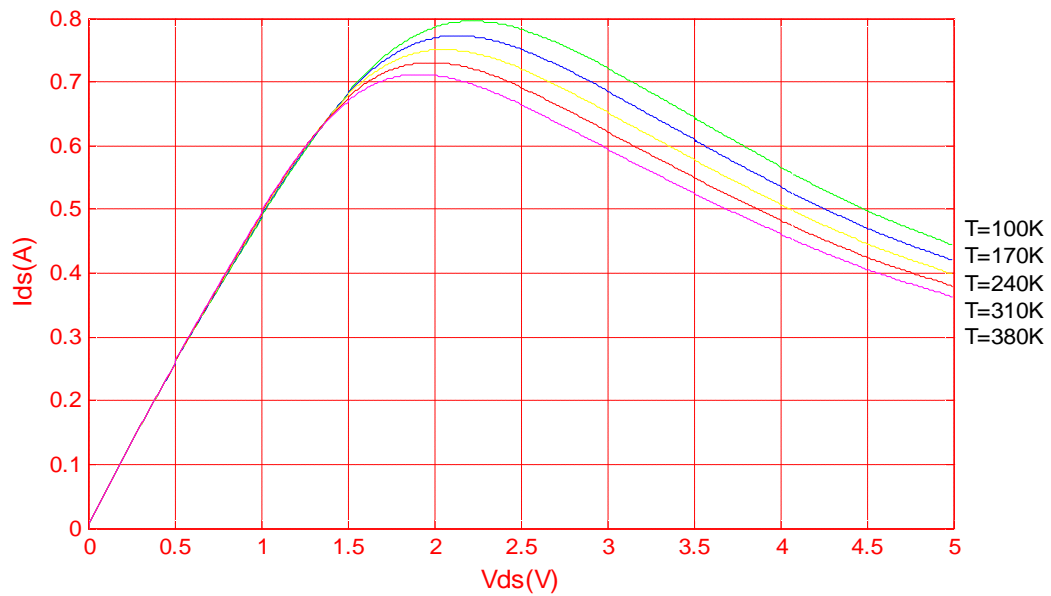


Figure III -22:Caractéristiques (I -V) pour différentes valeurs de température en utilisant l'expression de la mobilité  $\mu_2$  pour le THC 302 N° 18

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

), (III - 25), (III - 26) présentent la variation de la mobilité constante en fonction de la température T ainsi que les mobilités variables et la vitesse de saturation qui diminuent lorsque la température augmente [37].

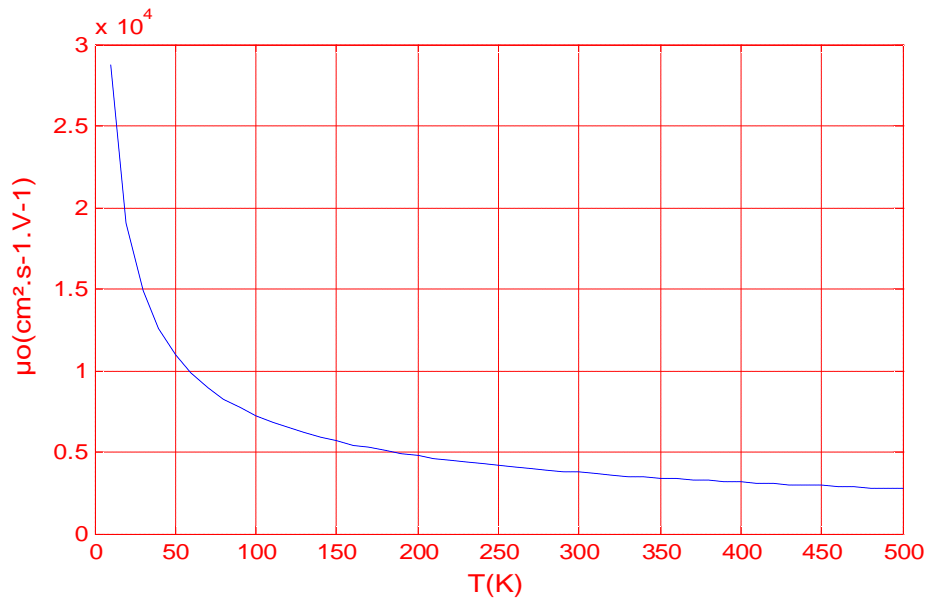


Figure III -23:Variation de mobilité  $\mu_0$  en fonction de la température.

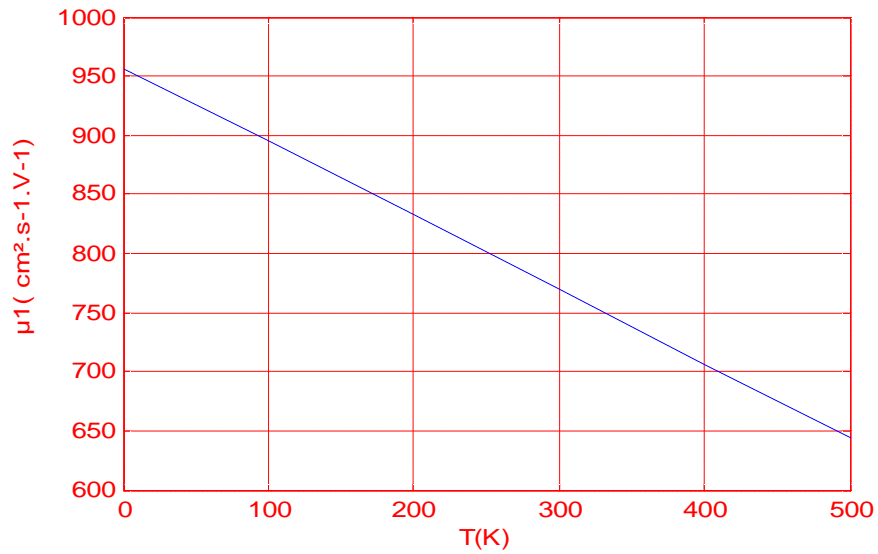


Figure III -24: Variation de la mobilité  $\mu_1$  en fonction de la température .

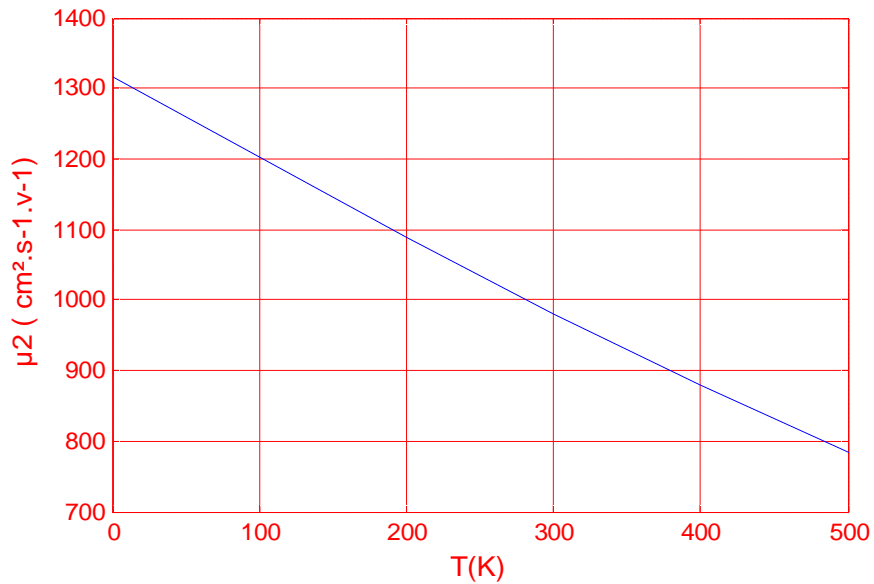


Figure III -25:Variation de la mobilité  $\mu_2$  en fonction de la Température.

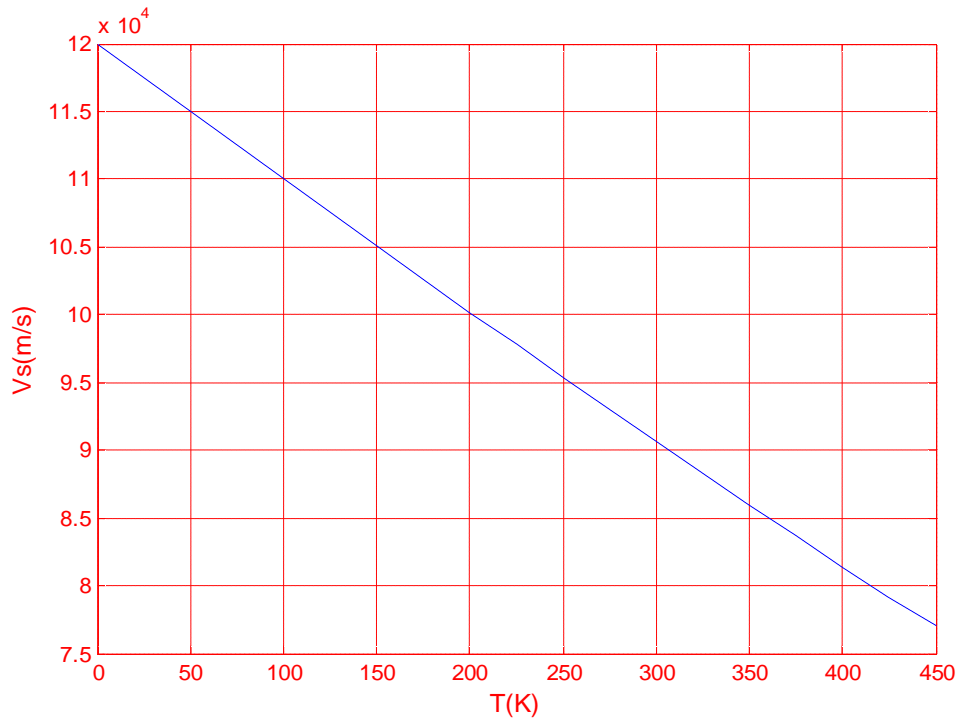


Figure III -26: Variation de la vitesse de saturation en fonction de la température .

Les Figures (III-27) et (III-28) présentent la variation des vitesses des électrons en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de la température, la vitesse est élevée lorsque la température augmente.

Les Figures (III-29) et (III-30) montre la variation des mobilités des électrons en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de la température. Nous constatons que la mobilité est d'autant plus élevée que la température diminue.

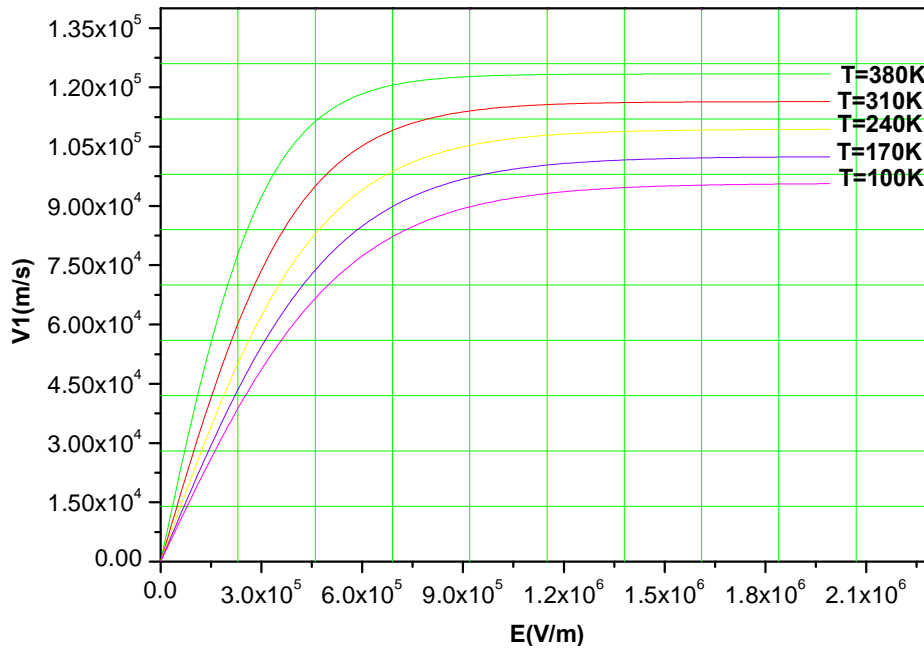


Figure III-27 : Variation de la vitesse  $V_1$  en fonction du champ électrique Pour différentes valeurs de température.

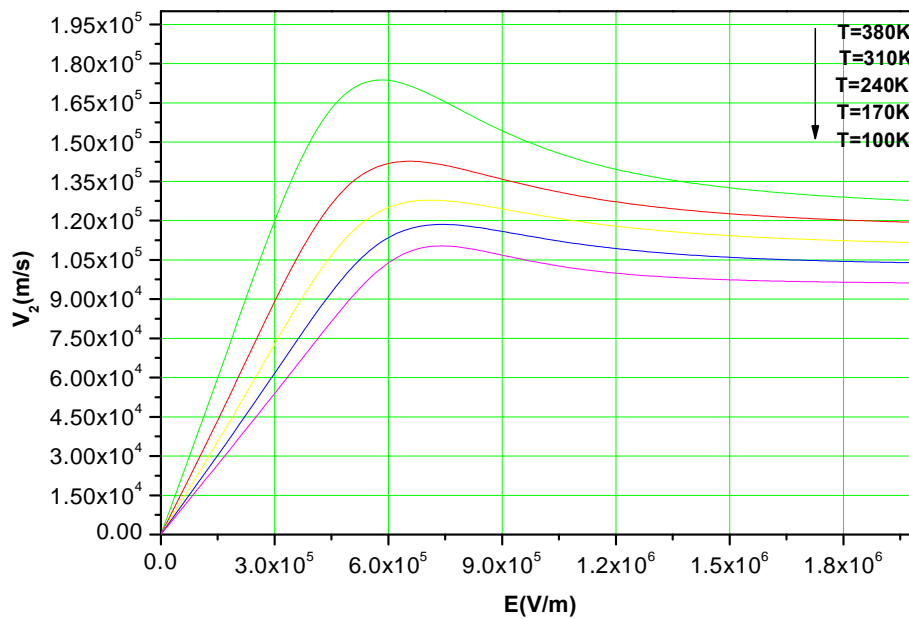


Figure III-28 : Variation de la vitesse  $V_2$  en fonction du champ électrique Pour différentes valeurs de température.

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

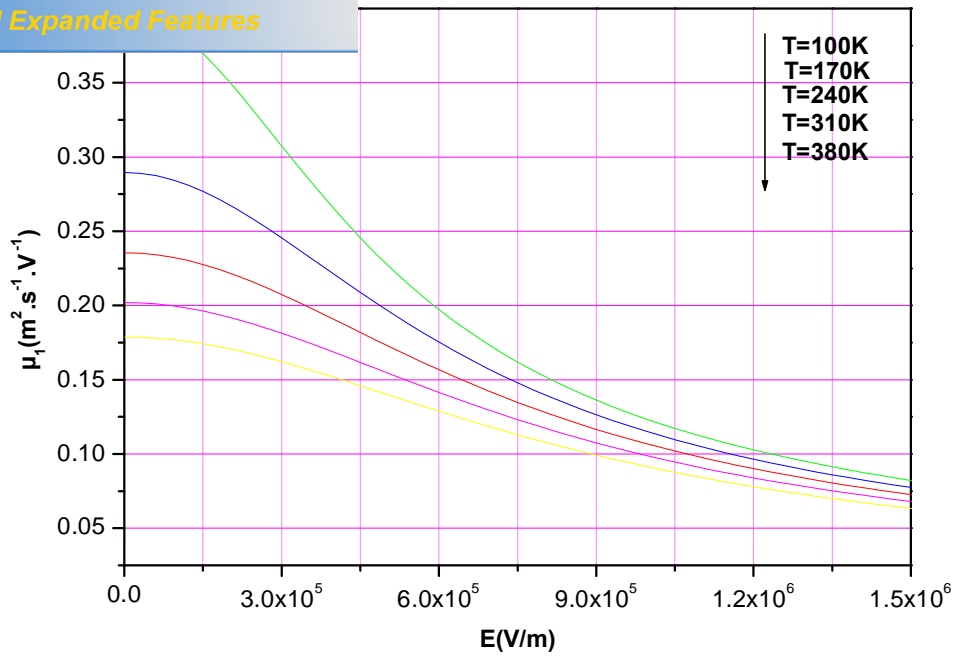


Figure III-29 : Variation de la mobilité  $\mu_1$  en fonction du champ électrique Pour différentes valeurs de température.

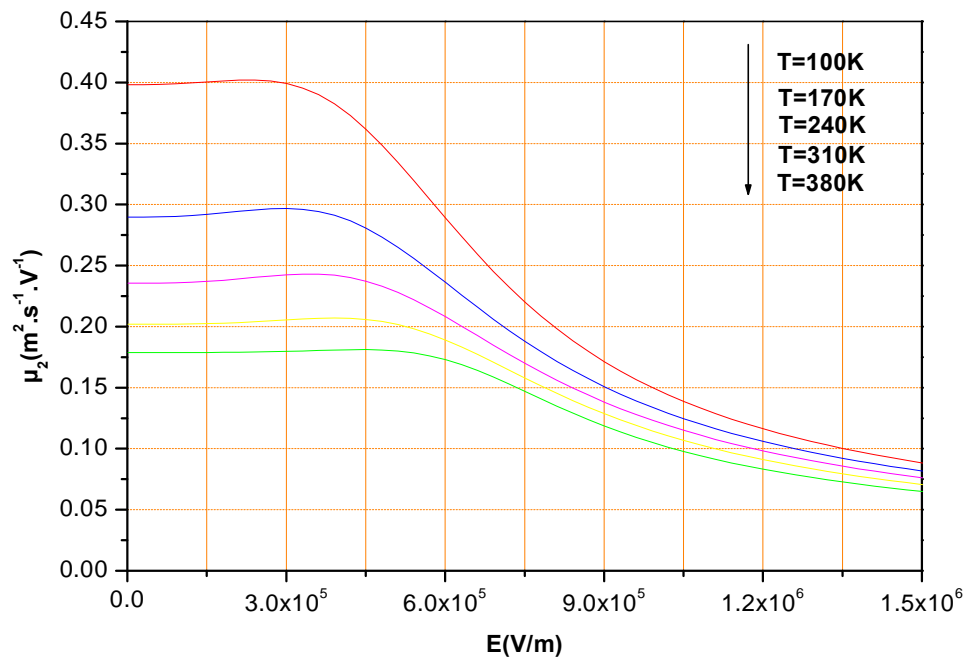


Figure III-30 : Variation de la mobilité  $\mu_2$  en fonction du champ électrique Pour différentes valeurs de température.

la variation de la tension de seuil  $V_{TH}$  en fonction de la

Nous constatons que la tension de seuil diminue lorsque la température augmente.

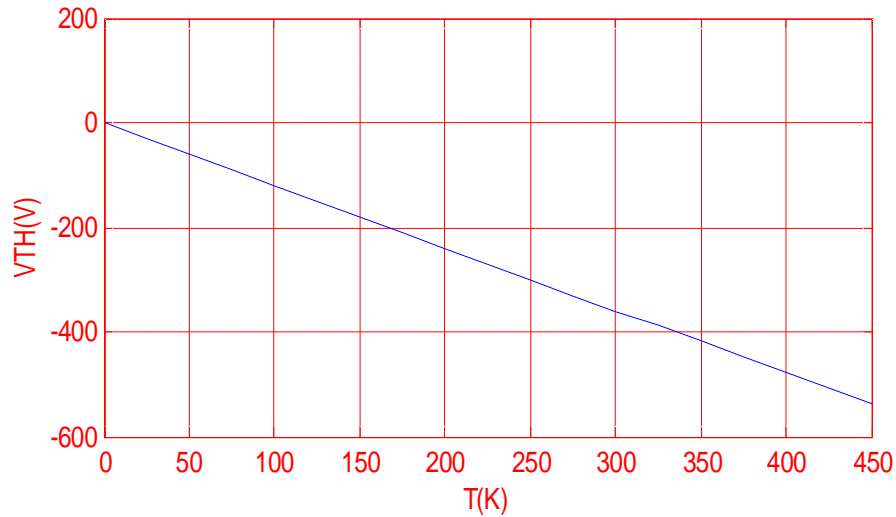


Figure III -31 Variation de la tension de seuil en fonction de la température

La variation du champ électrique de saturation  $E_s$  en fonction de la température est présenté sur la figure (III-32). Ce champ augmente au fur et à mesure que la température augmente.

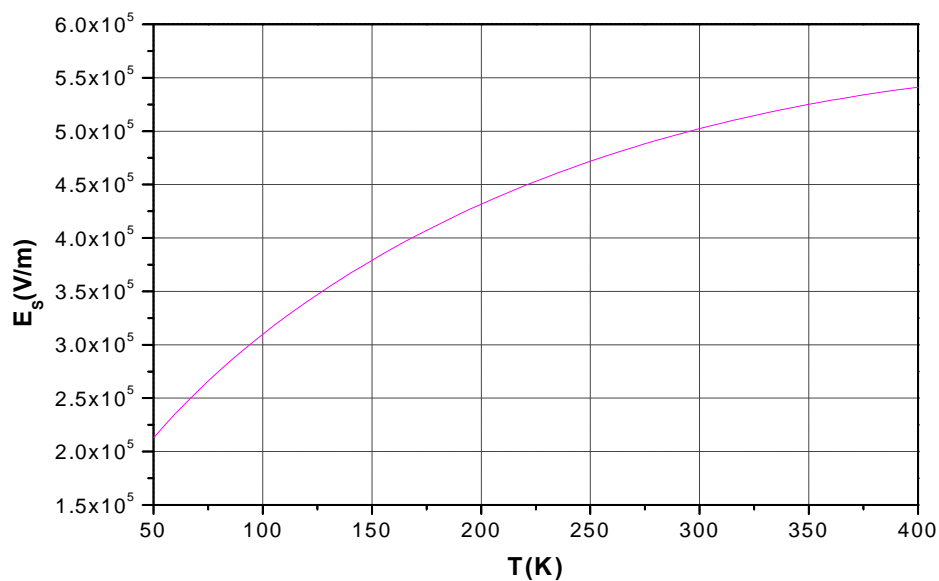


Figure III-32 : Variation du champ électrique de saturation en fonction de la température.

Dans cette partie nous avons proposer un modèle de calcul des caractéristiques courant tension I-V des transistors MESFET GaAs à grille courte, en prenant en considération la résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson sous la zone de charge d'espace. Dans ce qui suite nous avons élaboré un logiciel de simulation MATLAB, nous permettra de résoudre le système d'équations différentielles et de tracer les différentes séries de courbes.

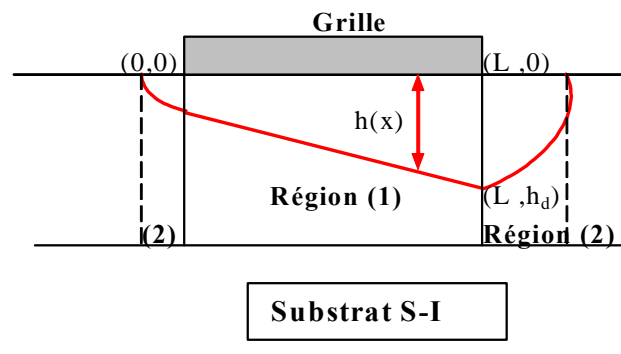
L'équation générale de poisson à deux dimensions s'écrit :

$$\Delta V_c(x, y) = \frac{\partial^2 V_c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_c}{\partial y^2} = \frac{-\rho(x, y)}{\epsilon} \quad \text{(VI-1)}$$

$V_c$ : La tension dans le canal conducteur.

Pour calculer la tension sous la grille, la zone de charge d'espace est divisée en deux régions principales

- La région (1) au-dessous de la grille directement, elle est dite région contrôlée par la grille.
- La région (2) en dehors de la première région dite région non contrôlée par la grille.



**Figure VI-1:** Régions de déplétion (1) contrôlée par la grille, (2) non contrôlée par la grille.

La tension bidimensionnelle du canal sous la grille s'écrit comme suit :

(VI-2)

$$V_q(x, y) = \int_0^y \frac{eNd(x, y)}{\epsilon} ydy + y \int_y^{h(x)} \frac{eNd(x, y)}{\epsilon} dy + V_{bi} - V_g \quad (VI-3)$$

$$V_l(x, y) = \left[ A_1^s \frac{\text{Sinh}(k_1(L-x))}{\text{Sinh}(k_1L)} + A_1^d \frac{\text{Sinh}(k_1x)}{\text{Sinh}(k_1L)} \right] \text{Sin}(k_1y) \quad (VI-4)$$

Avec :

$$A_1^s = \frac{2}{a} \int_0^a [V_c(0, y) - V_q(0, y)] \text{Sin}(k_1y) dy \quad (VI-5)$$

Et :

$$A_1^d = \frac{2}{a} \int_0^a [V_c(L, y) - V_q(L, y)] \text{Sin}(k_1y) dy \quad (VI-6)$$

$A_1^d$  et  $A_1^s$  : sont des coefficients de Fourier pour la tension supplémentaire de grille côtés drain et source respectivement [38].

$$\text{Et : } k_1 = \frac{\pi}{2a}$$

A partir de (VI-3) et (VI-4) l'expression de la tension totale devient :

$$V_c(x, y) = \int_0^{h(x)} \frac{eNd(x, y)}{\epsilon} ydy + V_l(x, y) - V_g + V_{bi} \quad (VI-7)$$

On négligeant l'effet de bord dans l'équation (VI-5).

La résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson devient :

$$V_c(x, y) = V_q(x, y) = \int_0^y \frac{eNd(x, y)}{\epsilon} ydy + y \int_y^{h(x)} \frac{eNd(x, y)}{\epsilon} dy + V_{bi} - V_g \quad (VI-8)$$

donc on intègre l'équation en abouti à un potentiel du canal qui s'écrit sous forme :

$$V(x, y) = \frac{qNdy^2}{2\epsilon} - V_g + V_{bi} \quad (VI-9)$$

## VI.1 Ditermination de l'équation générale du courant

électriques faibles ou  $E < E_0$  et la mobilité  $\mu = \mu_0$ , régime linéaire s'écrit comme :

$$I_d = I_{pl} \left[ \frac{V_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad \text{(VI-10)}$$

$$\text{Où : } I_{pl} = \frac{e^2 N_d^2 Z \mu_0 a^3}{2 \varepsilon L_a} \quad \text{(VI-11)}$$

$$L_a = \frac{I_{pl} \cdot L}{I_d} \left[ \frac{V_{da}}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{da} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad \text{(VI-12)}$$

«  $L_a$  » longueur occupe tout le canal

Pour le domaine des champs électriques élevés au-delà de  $E_0$  ( $E \geq E_0$ ) c'est le régime de pincement :

Le canal sous la grille présente deux régions : une de longueur «  $L_a$  » dans laquelle le champ est inférieur à  $E_0$  et la mobilité des électrons est constante donnée par  $\mu = \mu_0$ . L'autre de longueur «  $L_b$  » ( $L = L_a + L_b$ ) dans laquelle le champ est supérieur au champ  $E_0$  mais inférieur au champ  $E_m$ , et la mobilité des électrons est donnée par l'expression

$$\mu = \frac{\mu_0}{\left[ 1 + \left( \frac{E - E_0}{E_s} \right)^2 \right]^{1/2}}$$

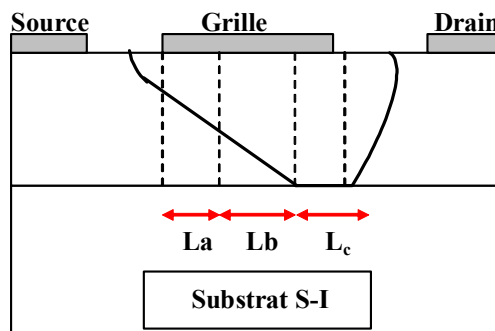


Figure VI-2 : Répartition de la zone active selon la variation du champ électrique.

1<sup>ère</sup> Région : Pour :  $E < E_0$  et  $0 < x < L_a$

$$L_a = \frac{I_d}{V_p} \left[ \frac{V_d - V_{da}}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right]$$

2<sup>ème</sup> Région : Pour :  $E_0 < E < E_m$  et  $L_a < x < L$

$$L_b = \frac{I_{ps}.L}{I_d} \left[ \frac{V_d - V_{da}}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} + \left( \frac{V_{da} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad \text{(VI-13)}$$

$$\text{Où : } I_{ps} = \frac{I_p}{\left[ 1 + \left( \frac{E - E_0}{E_s} \right)^2 \right]^{1/2}} \quad \text{(VI-14)}$$

Pour le régime de saturation le canal sous la grille est divisé en trois régions  $L_a$ ,  $L_b$  et  $L_c$  avec :  $L = L_a + L_b + L_c$ .

$$L_a = \frac{I_{pl}.L}{I_d} \left[ \frac{V_{da}}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{da} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad \text{(VI-15)}$$

$$L_b = \frac{I_{ps}.L}{I_d} \left[ \frac{V_{dm} - V_{da}}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{dm} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{da} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad \text{(VI-16)}$$

$$L_c = \frac{I_{ps}.L}{I_d} \left[ \frac{V_d - V_{dm}}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{dm} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad \text{(VI-17)}$$

Où :  $V_{da}$  et  $V_{dm}$  sont des tensions maximales des régimes linéaire et pincement successivement.

uation aux dérivées partielles du second ordre à deux  
fonctionnement du transistor MESFET , la solution de

cette équation consiste à calculer les valeurs de fonction  $V(x,y)$  en chaque point du canal

Les méthodes de résolution les plus utilisées sont basées sur les approximations numériques des fonctions inconnues par :

- Éléments finis : méthode récente qui s'adapte bien aux structures à géométrie complexe.
- Différences finies : méthode plus ancienne mais mieux étudiées .Elle s'adapte très bien aux structures simples telle que celle du transistors .Ainsi, elle fait l'objet de notre présente étude.

### VI.2 Principe de la méthode des différences finies

Pour passer du problème continu au problème discret, on applique au domaine une grille de points dont la précision est fonction de la finesse désirée. Ainsi on superpose des lignes droites parallèles aux axes X et Y (figure IV-3) formant ainsi un réseau comprenant un nombre fini de points de discrétisation appelés Nò uds.

Les nò uds sont numérotés par i croissant puis par j croissant tel que

$$K = (j - 1) \times n + i$$

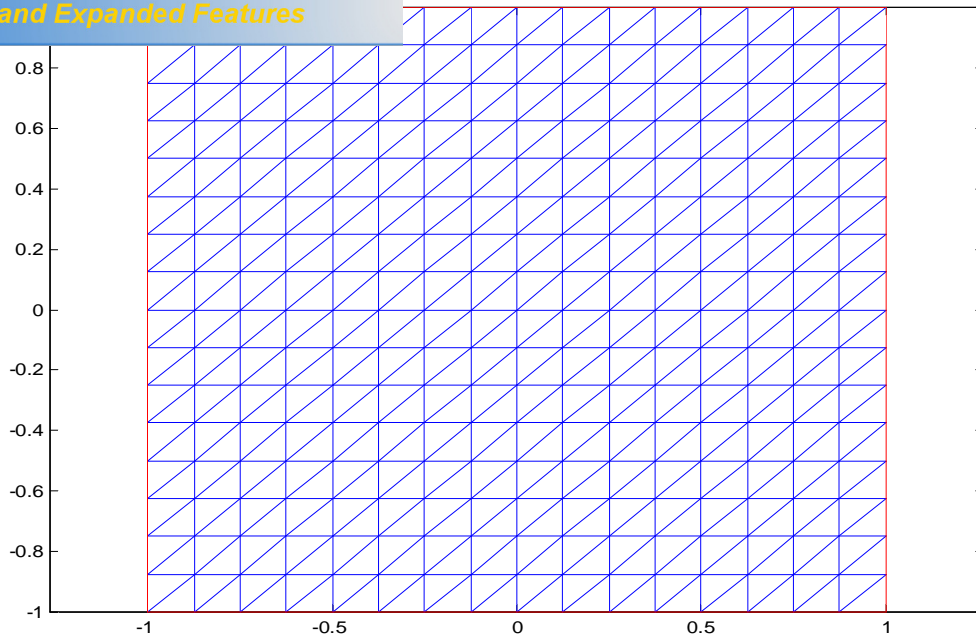
En chaque nò ud K on effectue une approximation par différences finies de la fonction inconnue.

Si  $f(x, y)$  représentant la fonction inconnue qui est la tension  $V(x, y)$  dans notre cas d'étude celle-ci admet un nombre suffisant de dérivées s'écrit autour du point  $(x_i, y_j)$  selon la formule de Taylor comme suit :

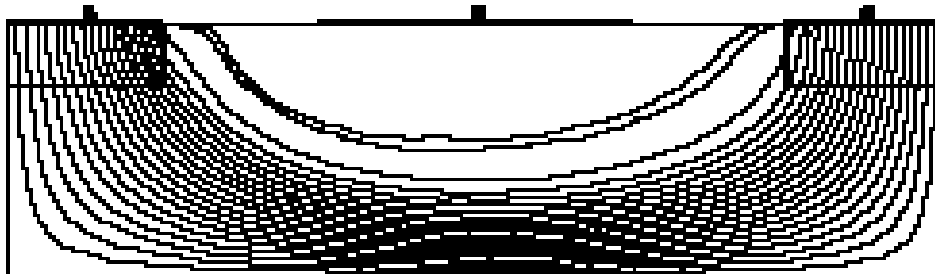
$$\begin{cases} f(x+h_1) = f(x) + h_1 \cdot f'(x) + \frac{h_1^2}{2!} \cdot f''(x) + \frac{h_1^3}{3!} \cdot f^{(3)}(x) + \dots + \frac{h_1^n}{n!} \cdot f^{(n)}(x) \\ f(x-h_2) = f(x) - h_2 \cdot f'(x) + \frac{h_2^2}{2!} \cdot f''(x) - \frac{h_2^3}{3!} \cdot f^{(3)}(x) + \dots + (-1)^n \frac{h_2^n}{n!} \cdot f^{(n)}(x) \end{cases} \quad \text{(VI-18)}$$

Posons :

$$f_{ij} = f(x_i, y_j) \quad \text{(VI-19)}$$



**Figure VI -3** : distribution du potentiel sur le Maillage



**Figure IV-4** : lignes du courant sur le maillage.

En additionnant les développements en séries de *Taylor* des fonctions de  $f(x+h_1)$  et  $f(x-h_2)$  à l'ordre 2, on obtient les dérivées partielles secondes :

$$\left( \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right)_{i,j} = \frac{1}{(\Delta x)^2} \cdot (f_{i+1,j} - 2 \cdot f_{i,j} + f_{i-1,j}) \quad \text{(VI-20)}$$

$$\frac{1}{(\Delta y)^2} (f_{i,j} - 2f_{i,j-1} + f_{i,j-2}) + \frac{1}{(\Delta x)^2} (f_{i,j} - 2f_{i-1,j} + f_{i-2,j}) = g(x,y) \quad \text{(VI-21)}$$

L'équation de poisson n'a pas de racines réelles, est dite elliptique de la forme:

$$\left( \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right) + \left( \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \right) = g(x, y) \quad \text{(VI-22)}$$

Dans notre cas  $g(x, y) = -\frac{\rho(x, y)}{\epsilon}$ .

$$\rho(x, y) = q.N_d(x, y) \quad \text{et} \quad f(x, y) = V(x, y). \quad \text{(VI-23)}$$

$$\frac{1}{(\Delta x)^2} (f_{i+1,j} - 2f_{i,j} + f_{i-1,j}) + \frac{1}{(\Delta y)^2} (f_{i,j+1} - 2f_{i,j} + f_{i,j-1}) = -\frac{\rho_{ij}}{\epsilon} \quad \text{(VI-24)}$$

$$\rho_{ij} = \rho = q.N_d,$$

Pour un dopage uniforme, et une zone de charge d'espace vide de porteurs on a :

$$N_{d_{ij}} = N_d$$

Dans le cas de pas :  $\Delta x = \Delta y$  l'équation (23) devient :

$$(f_{i+1,j} - 2f_{i,j} + f_{i-1,j}) + (f_{i,j+1} - 2f_{i,j} + f_{i,j-1}) = -\frac{\rho_{ij}}{\epsilon} (\Delta x)^2 \quad \text{(VI-25)}$$

Donc :

$$f_{i,j} = \frac{1}{4} (f_{i+1,j} + f_{i,j+1} + f_{i-1,j} + f_{i,j-1}) + \frac{q.N_d}{4\epsilon} (\Delta x)^2 \quad \text{(VI-26)}$$

L'équation différentielle devient sous la forme :

$$V_{i,j-1}) + \frac{q \cdot Nd}{4\varepsilon} (\Delta x^2) \quad (\text{VI-27})$$

Avec :  $\frac{q \cdot Nd}{4\varepsilon} (\Delta x^2) = cst$

### VI.3 Équations elliptiques

Dans cette partie, on montre comment on discrétise une équation aux dérivées partielles elliptique avec des conditions aux limites, dans le but de la transformer en un système de  $n$  équations à  $n$  inconnues.

La mise en équation à l'aide des différences finies comporte les étapes suivantes :

On définit un maillage couvrant le domaine et sa frontière, en tout nœud intérieur au domaine, on exprime les dérivées partielles à l'aide des différences finies (ces termes contiennent des points situés sur la frontière),

On exprime les valeurs de la fonction en tout point sur la frontière en tenant compte des conditions aux limites.

Ainsi, on obtient un système de  $n$  équations à  $n$  inconnues.

Dans un premier temps, on définit le maillage qui coïncide avec la frontière du domaine : on choisit  $n+1$  pas sur  $x$  ( $\Delta x = \frac{L}{n+1}$ ) et  $m+1$  pas sur  $y$  ( $\Delta y = \frac{a}{m+1}$ )

Où  $L$  est la longueur du canal,  $a$  est l'épaisseur de la zone active.

$$0 \leq i \leq n+1, \quad 0 \leq j \leq m+1$$

Dans le cas:  $V(x, y) = \frac{qNd y^2}{2\varepsilon} + V_g - V_{bi}$

Pour résoudre l'équation de poisson discrétisée dans le domaine :  $[0, L] \times [0, a]$ :

on applique le procédé d'itérations de *la méthode de différence finie*.

Avec  $V$  le potentiel dans le canal

En prend les conditions aux limites suivantes:

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

$$V(La, a) = V_1$$

$$V(x, 0) = V_{gs} - V_{bi}$$

$$\frac{\partial V(x, a)}{\partial y} = 0$$

#### VI-4 Résultats

Les figures (VI-5) et (VI-6) représentent la distribution du potentiel  $V(x, y)$  et le champ électrique  $E(x, y)$  dans un maillage par la résolution de l'équation de poisson.

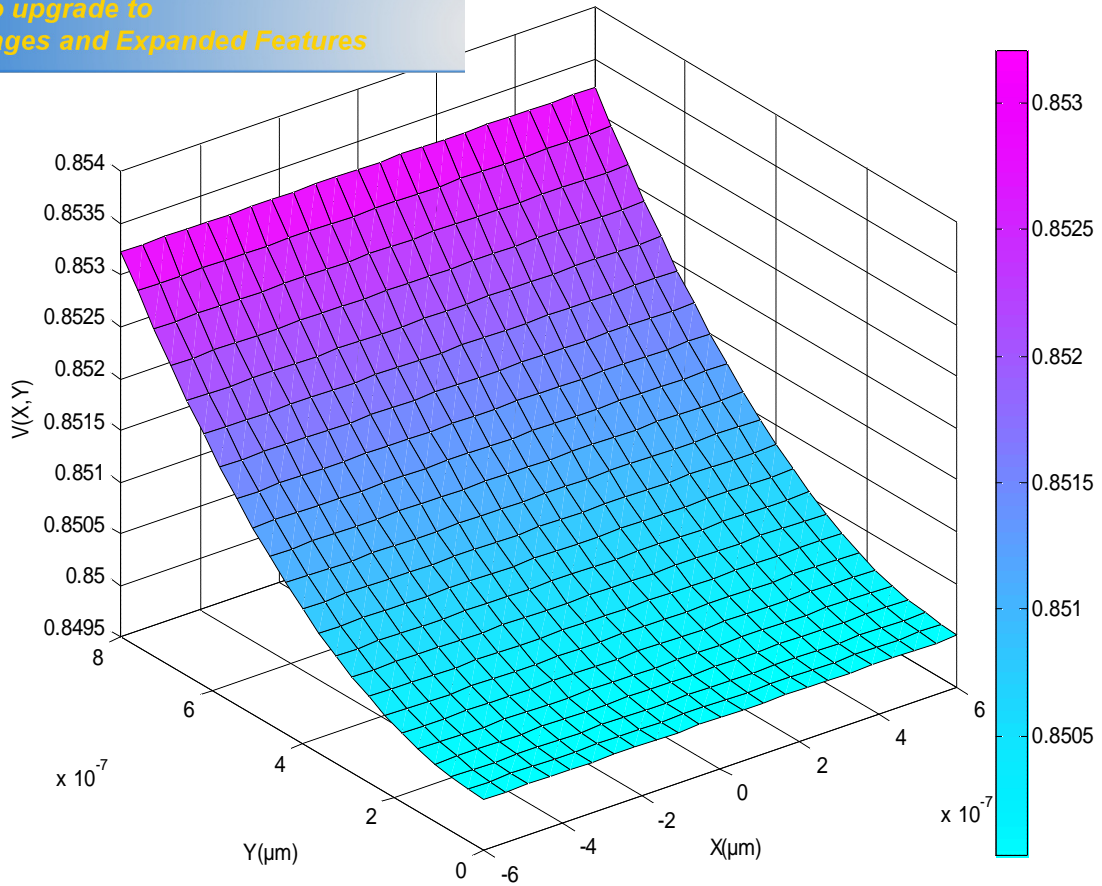
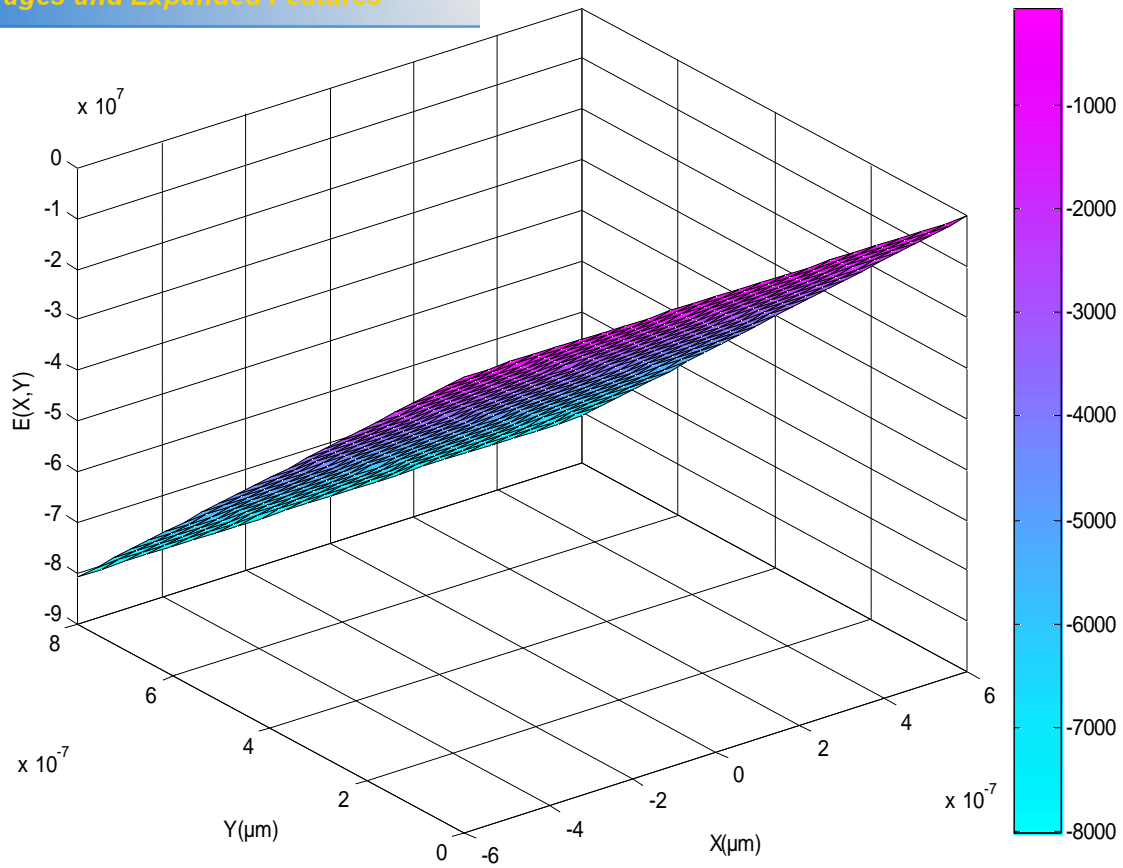


Figure VI - 5: Le potentiel  $V(X,Y)=(q \cdot Nd/2 \cdot e) \cdot y^2 - Vg + Vbi$  , avec  $Vg=0v$ .



FigureVI - 6:  $E(X, Y) = -(q \cdot Nd / e) \cdot y$

Le développement de nouvelles technologies pour les applications de télécommunications et les besoins de ces nouvelles topologies de circuits en électronique de puissance telles que les télécommunications par satellites, la téléphonie mobile et les transmissions de données ,ce que l'on appelle «**style de vie numérique**» ou «**maison et voiture connectées** » , à rendu absolument nécessaire le développement des modèles pour différents éléments électroniques qui ne cessent à se multiplier et qui connaissent un essor rapide grâce à la maîtrise des techniques micro-ondes mis en œuvre . Au niveau des composants, ces évolutions ont orienté les recherches vers de nouveaux choix technologiques, entraînant une montée en fréquence et autorisant des densités de puissance plus importantes.

En 1948 la fabrication du premier dispositif d'amplification par un corps solide **le transistor**, fabriqué à BELL Laboratory par BARDEEN BRATTAIN et SCHOKLEY [1], ce qui leur a valu le prix NOBEL en 1956. Introduction générale issam

Le transistor à effet de champ à grille Schottky à l'arséniure de gallium **MESFET GaAs** a été proposé pour la première fois par **MEAD** en 1966 [2] et réalisé par **HOOPER** et **LEHERER** en 1967 [3], en utilisant la barrière de potentiel du contact Schottky comme étant la grille, pour moduler la conductivité du canal semi-conducteur, entre deux contacts ohmiques qui jouaient le rôle de la source et du drain.

Cette structure a été une modification du transistor à effet de champ à jonction ~~JFET~~ **JFET** proposé avant par **SCHOKLEY** en 1952 [4], qui a utilisé la jonction PN latérale, polarisée en inverse, formé entre la grille et le canal semi-conducteur. Dans le transistor à effet de champ à barrière de Schottky, **MESFET** le processus mis en jeu est le même que le JFET mais la polarisation du contact Schottky polarisée en inverse est de grille en métal-semiconducteur.

Ce composé fabriqué à base d'arséniure de gallium a ouvert la voie devant les semi-conducteurs de la catégorie **III-V** et à différentes applications pour l'électronique à très grandes vitesses [5].

Le transistor **MESFET** offre certains avantages en comparaison avec **le JFET**, tels que la formation du barrière métal-semiconducteur à faibles températures la faible chute de tension le long de la largeur du canal, et la bonne dissipation thermique pour les composants de

Il a un rôle prépondérant dans la technologie micro-onde comme élément discret comme incorporé dans les circuits intégrés. Ils peuvent être utilisés dans les circuits de petits signaux et dans les amplificateurs de puissance (Oscillateur, Commutateur, Mixeur, Atténuateur), ce qui lui permet de constituer l'élément principal dans les ordinateurs modernes surtout dans les mémoires RAM [6].

Ce transistor est l'ancêtre des transistors III-V toujours utilisé mais souvent remplacé par les HEMT ou les TEGFET. Néanmoins, il est la brique de base des transistors à effet de champ. Il nous permettra de comprendre la physique de fonctionnement de ces dispositifs et d'introduire les schémas équivalents linéaire et non linéaire.

Ses principales performances en hyperfréquences sont dues à :

L'utilisation du GaAs avec des mobilités de porteurs plus élevées que dans le silicium Si ; la technologie Schottky (métal-SC) utilisée pour l'électrode de grille.

Pour optimiser les performances de ce composant, les concepteurs sont arrivés à une structure un peu plus complexe. Le transistor MESFET (*Métal Semi-conducteur Field Effect Transistor*) est un transistor à un seul type de porteurs, c'est un transistor unipolaire. En effet, le courant à ses bornes est un courant d'électrons du fait de la plus grande mobilité de ceux-ci par rapport aux trous.

Une tension appliquée entre les contacts ohmiques de drain et de source fait circuler un courant d'électrons parallèlement à la surface du semi-conducteur. La saturation de ce courant est due à la saturation de la vitesse des électrons. L'intensité du courant dans les transistors MESFETs est contrôlé par grâce à la modulation de la section du canal contrairement aux transistors MOSFETs (*Métal Oxyde Semi-conductor Field Effect Transistor*) et HEMTs (*High Electron Mobility Transistor*), où le contrôle du courant se fait par la modulation de la densité des porteurs. Plus précisément, l'intensité du courant est contrôlée par la profondeur de la zone déplétée, qui apparaît sous la jonction métal/semi-conducteur (contact Schottky) constituant la grille.

L'objectif de ce travail est de faire une étude sur le transistor MESFET à base d'Arséniure de Galium avec un canal dopé N et de simuler les propriétés du transistor à effet de champ à grille Schottky.

aux généralités sur le MESFET GaAs.

Les propriétés statiques du MESFET GaAs, en prenant ainsi l'effet des paramètres géométriques et physiques.

Le troisième chapitre présente un logiciel de simulation **MATLAB**, élaboré à partir des équations établies dans le deuxième chapitre et l'influence des paramètres géométriques et physiques sur les caractéristiques courant tensions. Les résultats sont présentés et comparés avec d'autres expérimentaux.

Le quatrième chapitre décrit une perspective d'étude du transistor MESFET à deux dimensions avec un logiciel de simulation **MATLAB**.

- [1] **W.Schokly**, Proc .IEEE, 40, 1365 (1952).
- [2] **C.A. Mead** " Schottky barrier gate field – effect transistor ".
- [3] **W.W. Hooper, and W. L. Lehrer** " An epitaxial GaAs field effect transistor ".
- [4] **Carles E. Weitzel** " Comparison of Sic, GaAs and Si, RF MESFET power densities " .  
IEEE electron device letters, vol. 16, N° .10, october (1995).
- [5] **S.M. SZE** "Physics of semiconductor devices and technology",  
New York: John Wiley, 2nd Edition 1981.
- [6] **R. H. Dawson** " Equivalent circuit of the Schottky – barrier field – effect transistor at  
microwave frequencies" .
- [7] **KHITER Abdelaziz**, " Simulation numérique des transistors à effet de champ MESFET  
GaAs "
- [8] **C. Azizi**, " Le transistor hyperfréquence à effet de champ à l'arséniure de gallium :  
Modèle mathématique pour la conception assisté par ordinateur des circuits non  
linéaires", Thèse doctorat d'état, Univ. Paul Sabatier, Toulouse, France, 1981.
- [9] **J. Graffeuil, J.Obregon**, " Applications des MESFET's GaAs", Edition Eyrolles  
(1984).
- [11]**G.C Dacey et LM Ross**, "Caractérisation et modélisation des effets de pièges et  
thermiques des transistors à effets de champ sur AsGa. Application à la simulation de  
la dynamique lente des circuits non linéaires micro ondes " , Thèse de Doctorat,  
Université de Limoges, Janvier 1999.
- [12] **Henry MATHIEU**, " Physique des semiconducteurs et des composants électroniques".  
Edition MASSON, (1990).
- [13] **Tomas Gonzalez, Daniel Pardo, Luca varani, and Lino Reggani**, "Monte Carlo  
Analysis of the behavior and special origine of electronic Noise in GaAs MESFET's"  
IEEE Tronsaction on electron Device, vol. 42, N° .5, May (1995).
- [14] **Tomas Gonzalez, Daniel Pardo**, "Monte Carlo Determination of the intrinsic small  
Signal equivalent circuit of MESFET's".  
IEEE Tronsaction on electron Device, vol. 42, N° .4, April (1995).
- [15] **C Azizi , J Graffeuil , et P Rossel** , " Le transistor à effet de champ à grille Schottky au  
GaAs. Analyse et modèle de fonctionnement avec la grille en polarisation directe"  
Revue de physique appliquée, N°. 16, pp 303-315, (1983).
- [16] **A. Nouiri** " Influence des traitements calorifiques sur les substrats de GaAs "  
Thèse magistère, Univ Constantine (1993).

- ude des propriétés statiques du MESFET GaAs",  
Thèse de magister, Univ. Constantine (1990).
- [18] **O. Benzaoui**, "Optimisation des performances statiques du MESFET GaAs".  
Thèse de magister, Univ. Constantine, (2001).
- [19] **Shigeru Nakajima and Masaki Yanagisawa**, "High-Performance GaAs MESFET's  
with Advanced LDD Structure for Digital, Analog, and Microwave  
Applications", 1999.january .1.No.46.Vol .IEEE Transactions on Electron Devices
- [20] **D.Siriex**, "Modélisation non linéaire des MESFETs sur carbure de silicium pour  
l'amplification, de puissance micro-ondes", Thèse de Doctorat, Université de Limoges,  
Janvier 2000.
- [21] **P.F.Combes, J.Graffeuil et, J.P.Sautereau**,  
"Composants, dispositifs et circuits actifs en micro-ondes", Dunod 1985.
- [22] **D. Schulman et L. Young**,  
"a.c. Side gating in GaAs MESFETs",  
Solid-State Electronics, Vol. 34, No 11, 1991, pp. 1281-1287.
- [23] **P.George, K. Hui, P.K. Ko et C. Hu**,  
"The Reduction of Backgating in GaAs MESFETs by Impact Ionisation",  
IEEE Electron Devices Letters, Vol. 11, No 10, Octobre 1990, pp. 434-462.
- [24] **H.L. Kwork**,  
"Modelling of the Sidegating and the Backgating Effets in GaAs MESFETs",  
IEE Proceedings, Vol. 137, No 6, Décembre 1990, pp. 459-462.
- [25] **J.P. Teyssier, R. Quéré et J. Obregon**,  
"Accurate Non-linear Characterization of Microwave Semi-Conductor Devices using  
Pulse Measurement Technique", IEEE MTT Workshop, Ratingen (Allemagne), 1991,  
pp. 208-212.
- [26] **P. Grivet et A. Blasquier** , "Le Bruit de Fond". Edition Masson & Cie 1958,
- [27] **J.B. Juraver**, " Modelisation en Bruit en Régime Non-Linéaire de Transistors Micro-  
ondes". Thèse docteur, Université Paul Sabatier de Toulouse. 2000.
- [28] **Enrico Sacchi**, " Building Blocks for Highly Integrated CMOS-RF Receiver"  
Thèse docteur, Universita Degli Studi Di Pavia (1999).
- [29] **W.R. FRENSLEY**  
"Power-Limiting Breakdown Effects in GaAs MESFET's",  
IEEE Trans. on Electron Devices, vol. 28, n° 8, pp. 962-967, August 1991.
- [30] **M. FUKUTA, T. MIMURA, H. SUZUKI, AND K. SUYAMA**  
"4-GHz, 15-W power GaAs MESFET",

Vol. ED-25, pp. 559-563, June 1978.

- [31] **Shan Ting Cui and Chun Yuan Wu**, "A new I-V model for short gate length MESFET'S " IEEE trans on electron Devices, vol 40, N°4, April (1993).
- [32] **Khatibzadeh. M. A.**, " Large signal modelling of Gallium Arsenide Effect Transistor " PHD thesis 1987, Month Carolina state university Raleigh.
- [33] **YASMINA SAIDI** " Propriétés statiques et dynamiques du MESFET GaAs ". Thèse de Doctorat d'état, Univ. Constantine (2004).
- [34] **Christian Karl**, " MESFET models based on GaAs" , .1996 .Colorado State University
- [35] **T.A. Fjedly. T. Yterdal, M.S.Shur** Introduction to Device Modeling and circuit " New York ,Wiley , "simulation, 1998.
- [36] **F.S.Shoucair and Pekka K. Ojala**, " High-Temperature Electrical Characteristics of GaAs MESFET's", .7.No.39.Vol .IEEE Transactions on Electron Devices .1992.February
- [37] **L Baudry** " Etude théorique et expérimentales du transport électronique dans des structures à dimension réduite, application à la simulation Monte Carlo d'hétérostructures pseudomorphiques" Thèse de doctorat Lille juillet 1993.
- [38] **E. H. PEREA, A. KASZINSKI. G. NUZILLAT, C. ARNODO**, 1982 GaAs IC Symposium, pp. 104-107, New Orleans MI, Nov. 1982.

L'objectif de cette thèse a consisté à étudier les propriétés statiques du MESFET à base GaAs le résumé du bilan de ce mémoire se fait par la présentation des quatre chapitres principales de notre contribution.

Dans le premier chapitre de ce mémoire, nous avons fait un rappel de structure et de principe de fonctionnement ainsi que les phénomènes physiques qui régissent ses performances.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté un modèle analytique unidimensionnel pour décrire les propriétés statiques du **MESFET GaAs**, et pour obtenir les expressions du courant de drain en fonction des tensions de polarisation grille et drain avec et sans l'effet des résistances parasites, la variation de la mobilité en fonction du champ électrique, l'effet des paramètres physiques et géométriques, et l'effet thermique. Ainsi la conductance de drain et la transconductance. Et afin de faire progresser la modélisation on travaille souvent avec les approximations simplificatrices ; une zone de charge graduelle et vide des porteurs ; qui sont des approximations introduit généralement dans la conception et la simulation des MESFET.

Dans le troisième chapitre, on a procédé à la vérification de la validité des différentes expressions obtenues dans le deuxième chapitre. On a présenté la variation du courant de drain  $I_{ds}$  en fonction de la tension  $V_{ds}$ , de l'effet des résistances parasites ( $R_s$  et  $R_d$ ), de l'effet de la mobilité ( $\mu$ ) en fonction du champ électrique ( $E$ ), des variations des paramètres géométriques ( $a, Z, L$ ) et des paramètres physiques ( $N_d, \mu$ ). Nous avons présenté aussi l'effet de la température ( $T$ ) sur les caractéristiques de sortie du MESFET; la conductance et la transconductance.

Dans le quatrième chapitre, nous avons traité un problème bidimensionnel par la résolution de l'équation de poisson par la méthode de différence fini en négligeant les conditions aux limites pour avoir les lignes de champ ainsi que les caractéristiques de tension  $V(x,y)$ . Ce procédé est une perspective pour la simulation des composants MESFETs GaAs par le logiciel MATLAB.



**PDF Complete**

*Your complimentary use period has ended. Thank you for using PDF Complete.*

[Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features](#)

ue unidimensionnel que nous avons établi permet de physiques et géométriques sur le fonctionnement du

transistor MESFET GaAs.

Des paramètres ont été obtenus afin d'optimiser les performances des composants. Une loi de mobilité a été choisie pour l'étude du MESFET GaAs qui permet d'obtenir des résultats corrects.

$a$	Epaisseur de la zone active.
$L$	Longueur du canal.
$Z$	Largeur du canal.
$L_{gs}$	Distance Grille source.
$L_{gs}$	Distance Grille source.
$I_D$	Courant de drain.
$I_{Dsat}$	Courant de drain de saturation.
$V_D$	Tension de drain.
$V_{Dsat}$	Tension de drain de saturation.
$V_G$	Tension de grille.
$V_S$	Tension de source.
$V_{Seuil}$	Tension de Seuil.
$V_P$	Tension de pincement.
$V_{bi}$	Tension de diffusion.
$h$	Profondeur de la zone de charge d'espace formée dans le semiconducteur.
$h(x)$	Profondeur de la zone de charge d'espace en un point $x$ du canal.
$h_s$	Profondeur de la zone de charge d'espace coté source.
$h_d$	Profondeur de la zone de charge d'espace coté drain.
$q$	Charge d'électron = $1.6 \times 10^{19}$ C.
$\phi_m$	Travail de sortie du métal.
$\phi_s$	Travail de sortie du semiconducteur.
$\chi$	Affinité électronique du semiconducteur.
$\epsilon_0$	Permittivité du vide.
$\epsilon_{GaAs}$	Constante diélectrique du <i>GaAs</i> .
$\epsilon$	= $\epsilon_0 \epsilon_{GaAs}$ .
$E$	Champ électrique du <i>GaAs</i> .
$E_F$	Énergie de fermi.
$v$	Vitesse des électrons.
$v_s$	Vitesse de saturation des électrons.
$\rho$	Densité de charge dans le semiconducteur.

semiconducteur.

semiconducteur.

$N_C$	Densité effective dans de conduction du semiconducteur.
$N_V$	Densité effective dans de valence du semiconducteur.
$n$	Densité des électrons libres.
$p$	Densité des trous.
$J_n$	Vecteur densité de courant des électrons.
$J_p$	Vecteur densité de courant des trous.
$\mu_n$	Mobilité des électrons.
$\mu_p$	Mobilité des trous.
$D_n$	Coefficient de diffusion des électrons.
$D_p$	Coefficient de diffusion des trous.
$g_{n(p)}$	Taux de génération des électrons (trous).
$r_{n(p)}$	Taux de recombinaison des électrons (trous).
$G$	Taux de génération- recombinaison.
$\Psi$	Potentiel électrique.
$\Psi_c$	Potentiel électrique dans le canal.
$\sigma$	Conductivité électrique.

## Résumé

Pour la conception et la simulation des circuits micro-ondes et intégrés, il est nécessaire d'établir des modèles théoriques simples qui tiennent compte de tous les effets qui ont lieu au niveau de l'élément constitutif de ces circuits qui est le MESFET GaAs.

Dans ce mémoire, nous présentons un modèle de calcul des caractéristiques courant - tension (I-V), d'un transistor à effet de champ à barrière Schottky à l'arsenuire de Gallium

Dans cet mémoire nous présentons un modèle de calcul des caractéristiques courant tension I-V d'un transistor à effet de champ à barrière Schottky à l'Arséniure de Gallium dit MESFET GaAs ,qui joue un rôle primordial dans la conception et la simulation des circuits micro-ondes et intégrés.

Ce travail traite les simulations du MESFET GaAs qui aura lieu dans la première partie, Une étude analytique des caractéristiques statiques du composant en se basant sur l'approximation de la zone de déplétion graduelle dépourvue de porteurs libre avec un canal de dopage uniforme en prenant compte l'influence des paramètres physiques et géométriques, ainsi l'effet de mobilité et des éléments parasites. L'influence de la température sur le comportement du MESFET GaAs.

Les résultats obtenus permettent de déterminer les propriétés du courant sous l'effet des paramètres géométriques et physiques optimaux du composant en vue d'une application d'amplification en puissance micro-ondes. Un compromis est déterminé entre les différents paramètres ainsi que le choix d'une loi de mobilité valable pour **GaAs**. Ces résultats permettent la mise au point de géométries du composant adaptées à des utilisations spécifiques et seront d'un grand apport pour la conception assistée par ordinateur des circuits micro-ondes

Mots clés : MESFET, GaAs, Caractérisation, Modélisation.

## Abstract

For the conception and the simulation of the microwave integrated circuits, it's important to make up a sample theoretical model that takes into account all the effects which happen at the main constituting element of these circuits, which is the MESFET GaAs.

Within the contest of this thesis we present a computing model of the current-voltage (I-V) characteristics of a gallium arsenide Schottky barrier field effect transistor called GaAs MESFET wich play a paramount role in the conception and the simulation of the microwave integrated circuits.

This memory treats the simulation of the MESFET GaAs.that taken place in the first part, an analytical study of the static characteristics of the component based on the approximation of the gradual depletion area devoid of free charges .with a homogeneously doped channel, by holding account the influence of geometrical dimensions, thus the effect of mobility and the parasitic elements. the effect of the temperature in the behavior of the transistor MESFET GaAs.

The results obtained make it possible to determine the property of current inder effect of geometrical and physical parameters optimal component for an application of gain power microwaves.

A compromise is given between the various parameters as well as the choice of a law of mobility valid for gallium arsenide. These results allow the development of geometries of the component adapted of the specific uses, and will play a key role in the field of the CAO of microwave circuits.

Key Words: MESFET, GaAs, Characterisation, Modelling.

## ملخص

من أجل دراسة و تجريب الإدارات المكاملة فاتته من الضروري التيدا بوضع نظرية بسيطة و التي تأخذ بعين الاعتبار كل التأثيرات التي تقع على مستوى العنصر الرئيسي المكون لهاته الإدارات ألا و هو الترانزستور ذو الأثر الحقلي الستاتيكي MESFET GaAs.

في إطار هذه الأطروحة تقدم نموذج لحساب خصائص تيار- فرق الكهون لصمام عبور ذو الحقل و الحاجز شوتكي لزرنيخ الغاليوم MESFET GaAs هذه المذكرة تعالج الخواص السكونية للترانزستور MESFET GaAs يلعب دور أساسي في الدراسة و تجريب الدارات الميكر وموجية و المكاملة .

هذه المذكرة تعالج الخواص السكونية للترانزستور MESFET GaAs التي أنجزت في الجزء الأول دراسة تحليلية للخصائص السكونية للمركب باستخدام تقريبات التفوق التدريجي القارغ من الشحنة الحرة ذو قناة مطعمة بتجانس الوسائط الفيزيائية و الهندسية و تأثير الحركية للإلكترونات و المقاومات المشوشة و تأثير الحرارة على الترانزستور.

النتائج المتحصل عليها تسمح بتحديد الوسائط الهندسية و الفيزيائية التي تعطي أحسن الخصائص للمركب للتطبيق في مجال الميكر ومجي لتضخيم الاستطاعة. تنبؤية حددت يمين مختلف الوسائط مع اختيار لقانون الحركية ملائم لزرنيخ الغاليوم.

هذه النتائج تتيح بوضع مناسبات للمركب لابتداء معاملات متميزة و ذات إسهام كبير في الإدارات الموجات الدقيقة بواسطة الحاسوب.

كلمات مفتاح : صمام العبور، زرنيخ الغاليوم، محاكاة نمذجة.



**PDF**  
Complete

*Your complimentary  
use period has ended.  
Thank you for using  
PDF Complete.*

[Click Here to upgrade to  
Unlimited Pages and Expanded Features](#)