

République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Mohamed El Bachir Elibrahimi – Bordj Bou Arreridj
Faculté des Sciences et de la Technologie
Département des Sciences de la Matière

جامعة محمد البشير الإبراهيمي « برج بوعريريج »
كلية العلوم والتكنولوجيا
قسم علوم المادة



Mémoire de fin d'études

PRESENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLOME DE: Master

Filière : Physique
Option : Physique des Matériaux

THÈME

**Transistor à effet de champ à grille oxydée (MOSFET)
de GaAs**

Préparé par :
Azzoug Ayoub

Soutenu le : 26/06/2022

Devant le jury :

Président : Dr. Mameri Samir
Rapporteur: Mr. Regaigui Elgasmî
Examineur : Pr. Latreche Abdelhakim

Année Universitaire 2021-2022

Remerciements

Je remercie Mr.Regaioui Elgasmi en tant que directeur de mémoire, il m'a guidé dans mon travail et m'a aidé à trouver des solutions pour avancer.

Je remercie les différents membres du jury pour avoir évalué ce travail de mémoire, Mr.Regaioui Elgasmi pour avoir accepté d'en être le rapporteur, Pr.Latreche Abdelhakim qui ont participé qu'examineur, ainsi que Dr.Maameri Samir présidé.

C'est bien pour mettre en relief mon immense gratitude que je terminerai en adressant mes remerciements à ma famille.

Dédicace

Je dédie cet ouvrage à ma maman qui m'a soutenu et encouragé durant ces années d'études.

Qu'elle trouve ici le témoignage de ma profonde reconnaissance.

A ceux qui ont partagé avec moi tous les moments d'émotion lors de la réalisation de ce travail.

Table des matières

Table des matières	i
Table des figures	ii
Listes des acronymes et abréviations	iii
Introduction	1
1 Physique des semiconducteurs	2
1.1 Structure cristalline des solides	2
1.2 Les semiconducteurs	5
1.3 Semiconducteurs en équilibre	7
1.4 Semiconducteurs hors équilibre	11
1.5 Jonction pn	14
1.6 Contact métal-semiconducteur	20
2 Transistor à effet du champ à grille oxydée (MOSFET)	23
2.1 Transistor à effet du champ	23
2.2 La structure MOS	23
2.3 Diagramme de bandes d'énergies	25
2.4 Le transistor MOSFET	28
2.5 Fonctionnement du MOSFET à canal n	30
3 MOSFET de <i>GaAs</i> et ses approximations	32
3.1 L'approximation d'un potentiel infini	32
3.2 Programme en Fortran tracé le graphe $E_n = f(l)$	34
3.3 L'effet du champ magnétique uniforme	35
3.4 La quantification de Landau	36
3.5 Programme en fortran tracé le graph ($E_{n,\nu} = f(B)$)	38
Conclusion	41
Bibliographie	42

Table des figures

1.1	(a)Structure de bandes d'énergie de GaAs, dans les directions de haute symétrie. Echelle des énergies en eV. (b)Représentation en niveaux des énergies de la BC, BV, et la bande interdite	4
1.2	Paramètre de la système cubique	4
1.3	La structure blende d'arséniure de gallium GaAs.	5
1.4	Position du niveau de Fermi dans les différents types de semiconducteur en équilibre thermodynamique.	9
1.5	La jonction pn	14
1.6	Représentation des longueurs dans un jonction pn avec la condition $N_a = N_d$.	16
2.1	La structure d'un MOS	24
2.2	Diagramme de bandes d'énergies d'un structure MOS	26
2.3	MOSFET d'un substrat p	29
2.4	Caractéristique courant-tension	31
3.1	La variation de l'énergie de l'état fondamentale (n=1) et le première état excité en fonction de la longueur de puits	35
3.2	La variation de l'énergie sous l'application d'un champ magnétique uniforme sur les électrons d'un MOSFET de GaAs	40

Listes des acronymes et abréviations

Abréviations

NF	Niveau de Fermi.	BC	Bande de conduction.
NV	Niveau de vide.	BV	Bande de valence.
ZCE	Zone charge d'espace.	SC	Semiconducteur.

MOSFET Metal Semiconductor Field Effect Transistor

Symboles

E_c	Énergie minimum de la BC.	ϕ_F	Potentiel de Fermi.
E_v	Énergie maximum de la BV.	ϕ_t	Potentiel thermique.
E_g	Énergie de gap.	ϕ_m	Travail de sortie de métal.
E_F	Énergie de Niveau de Fermi.	ϕ_s	Travail de sortie de SC.
N_c	Densité équivalent d'états du BC.	ϕ_{MS}	Travail de sortie de Métal-SC.
N_v	Densité équivalent d'états du BV.	χ	L'affinité électrique.
N_d	Densité d'atomes donneurs.	V_s	La tension de surface.
N_a	Densité d'atomes accepteurs.	V_{bulk}	La tension de SC en profondeur.
m_e	La masse d'électron libre.	V_{ox}	Potentiel de l'oxyde.
m_e^*	La masse effective d'électrons.	V_G	La tension appliquer.
k_B	Constante de Boltzmann.	V_{DS}	La tension drain-source.
k	nombre (vecteur) d'onde.	V_{GS}	La tension grille-source.
c	Vitesse de la lumière.	V_{FB}	La tension de bande plate.
\hbar	Constante de Planck.	V_{TH}	La tension de seuil.
e	La charge élémentaire.	$V_{DS_{sat}}$	La tension de saturation.
μ_B	Magnéton de Bohr.	ε_s	Permittivité de SC.
Q	Nombre de charge.	C_{ox}	La capacité d'oxyde.
W	La largeur du canal.	Q'	La charge par unité de surface.
L	La longueur du canal.		

Constantes

Quantité		SI	CGS
m_e	9.10933215	$\times 10^{-31} Kg$	$10^{-28} gm$
e	1.602176487	$\times 10^{-19} C$	-
k_B	1.3806504	$\times 10^{-23} J.K^{-1}$	$10^{-16} erg.K^{-1}$
\hbar	1.054571628	$\times 10^{-34} J.s$	$10^{-27} erg.s$
μ_B	9.27400949	$\times 10^{-24} J.T^{-1}$	$10^{-21} erg.G^{-1}$
c	3	$\times 10^8 m.s^{-1}$	$10^{10} cm.s^{-1}$

Introduction

Les électrons dans un solide ne peut prendre que des états électronique discrète, les courants dans ceux-ci est comprend lorsque on connu la population des ses états électronique, pour un semiconducteur les électrons de conduction sont dans la bande de conduction (libre dans le réseau), par contre les trous sont distribuée dans la bande de valence qui vérifié hamiltonien de Luttinger pour GaAs. Puis que le gap d'énergie du matériau GaAs est direct et moyen (1.42 eV), nous acceptons que l'interaction entre la bande de conduction et de valence est négligeable, par conséquent l'approximation parabolique pour la bande de conduction donne des bon résultats. Notre manuscrite divisé en trois partie(chapitre) :

Chapitre 01 permet de comprendre la population des électrons dans le réseau et sont comportement au courant dans un dispositif en régime de faible injection.

Chapitre 02 introduire la notion de transistor à effet de champ et la modalisation du courant d'un MOSFET à canal n.

Chapitre 03 étudie les états électroniques des électrons dans un MOSFET de base GaAs par l'approximation d'un puits infini sans et avec un champ magnétique uniforme appliquer. Nous allons utiliser l'approximation d'un puits triangulaire à un puits infini de largeur l.

Chapitre 1

Physique des semiconducteurs

Amorphe, polycristalline, monocristalline sont les trois groupes principale des solides[1] avec chaque à sont caractéristique, les monocristallines ont l'avantage dans leur propriété électrique, la connaissance des propriétés cristallographique permet à modulé sont comportement en différente états, précisément sur les semiconducteurs sont des solides dont son état en intermédiaire entre l'état conducteur et l'état isolant, ce sont la base de l'évolution moderne.

1.1 Structure cristalline des solides

1.1.1 Réseaux cristallins

Un réseau de Bravais est un ensemble infini de point discrets avec un arrangement et une orientation qui apparaît exactement la même lorsque elle est vue d'un point quelconque[2], un réseau de Bravais est représenté par un vecteur de réseau, c'est le vecteur qu'ils engendrent le réseau par translation en trois dimension

$$\vec{R} = n_1\vec{a} + n_2\vec{b} + n_3\vec{c}$$

avec $(\vec{a}, \vec{b}, \vec{c})$ sont les vecteurs fondamentale et n_i sont des entiers.

1.1.1.1 Nombre de coordination

C'est le nombre des points d'un réseau de Bravais qui sont le plus près d'un point donné, ou bien le plus près nombre des atomes à un atome donné.

1.1.1.2 Maille primitive

Un volume de l'espace qui translaté par tout les vecteurs d'un réseau de Bravais remplit complètement l'espace sans se recouvrir lui-même ou laisser de vide et obligatoirement contenir un point de réseau. Le volume de la maille primitive

$$V = |\vec{a} \cdot \vec{b} \times \vec{c}|$$

1.1.1.3 Maille conventionnelle

C'est une maille qui contient plus qu'un point de réseau ou bien plus qu'un motif, les constantes caractérisent la taille d'une maille appelés constante de réseau.

1.1.1.4 Maille primitive de Wigner-Seitz

C'est la maille d'un point ont la plus proche voisins, la maille de Wigner-Seitz est une maille primitive qui permet d'avoir le réseau réciproque.

1.1.1.5 Plans réticulaires

C'est un plan constituant le réseau de Bravais bidimensionnel, la famille de plans réticulaire forme un ensemble de plan parallèle, équidistant qui contiennent dans leur ensemble tous les points de réseau de Bravais, la famille de plans qui décompose le réseau de Bravais est unique.

Chaque famille de plan réticulaire est définit par les indices de Miller (h, k, l) qui soient l'inverse de l'intersection du plan sur les axes choisi de manière que sont les premiers entre eux.

1.1.2 Structure cristalline

Le réseau de Bravais est une notion mathématique, pour un cristal physique réel on utilise le terme structure cristalline qui est constituée des copies identiques de la même unité physique dit motif située sur tous les points de réseau de Bravais.

La plus par des semiconducteurs forme un réseau cubique face centré et se forment différentes structures

1. Structure diamant

C'est la structure de Silicium, Germanium. Deux réseaux de Bravais Cubique face centré (CFC) qui s'interpénètrent, l'un de réseau est décollé le long de diagonale du cube de l'autre d'un quart de la longueur de diagonale.

2. Structure de blende

C'est la structure d'arséniure de gallium (GaAs). Même comme la structure diamant mais avec espèces atomiques différentes.

1.1.3 Réseaux réciproque et première zone de Brillouin

Le réseau réciproque est l'image de réseau direct défini par les vecteurs[3]

$$\vec{A} = 2\pi \frac{\vec{b} \times \vec{c}}{\vec{b} \cdot \vec{c} \times \vec{a}} \quad \vec{B} = 2\pi \frac{\vec{c} \times \vec{a}}{\vec{b} \cdot \vec{c} \times \vec{a}} \quad \vec{C} = 2\pi \frac{\vec{a} \times \vec{b}}{\vec{c} \cdot \vec{a} \times \vec{b}}$$

La maille primitive du réseau réciproque appelle Première zone de Brillouin.

1.1.3.1 Densité d'états dans l'espace réciproque

La densité d'états dans l'espace réciproque par unité de volume de cristal :

$$g(\vec{k}) = \frac{2}{(2\pi)^3}$$

1.1.4 Les impuretés et les défauts cristallins

Dans les cristaux réels le réseau n'est pas parfait ou bien infini, elle contient des imperfections et des défauts influents les propriétés physiques [1,2], l'un de celle est les impuretés qui sont des atomes en substitution ce sont des atomes étrangers qui se place à un nœud du réseau cristallin.

1.1.5 Structure des bandes d'énergie

C'est une modélisation des valeurs d'énergie que peuvent prendre les électrons dans un solide[4], généralement les électrons n'ont la possibilité de prendre que des valeurs d'énergie comprise dans certains intervalles qui sont des bandes permises, la bande de valence (BV) et la bande de conduction (BC), lesquels sont séparés par des bandes d'énergie interdites.

On note E_v l'énergie maximum de la BV et E_c l'énergie minimum de la BC, $E_g = E_c - E_v$ est l'énergie de gap, chaque bandes permises sont caractérisé par une densité d'état.

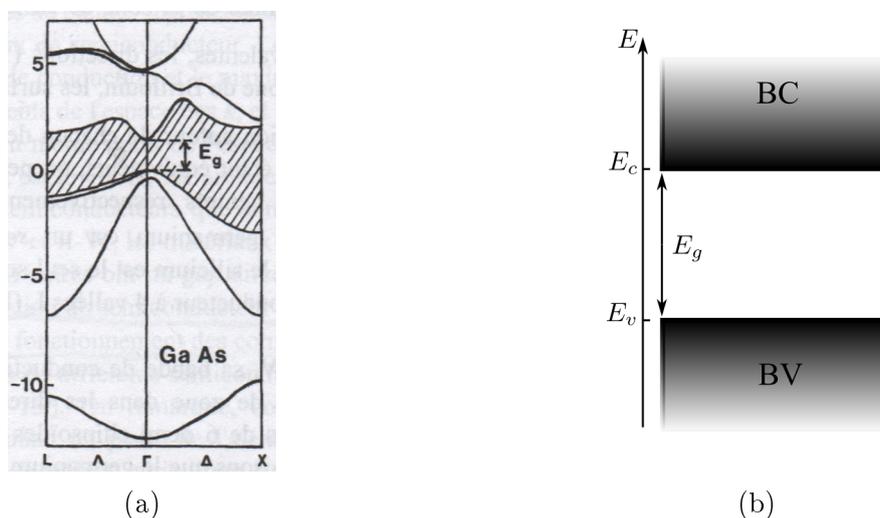


FIGURE 1.1 – (a)Structure de bandes d'énergie de GaAs, dans les directions de haute symétrie. Echelle des énergies en eV. (b)Représentation en niveaux des énergies de la BC, BV, et la bande interdite

1.1.6 Paramètres de la structure

Le réseau cubique représenté par les paramètres $a = b = c$ et les angles $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$

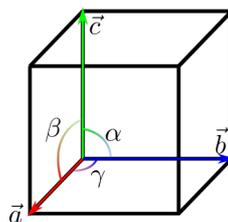


FIGURE 1.2 – Paramètre de la système cubique

L'arséniure de gallium GaAs c'est un semiconducteur univallé à gap direct, le minimum de la BC situé en k au point Γ [5], elle prend la structure blende.

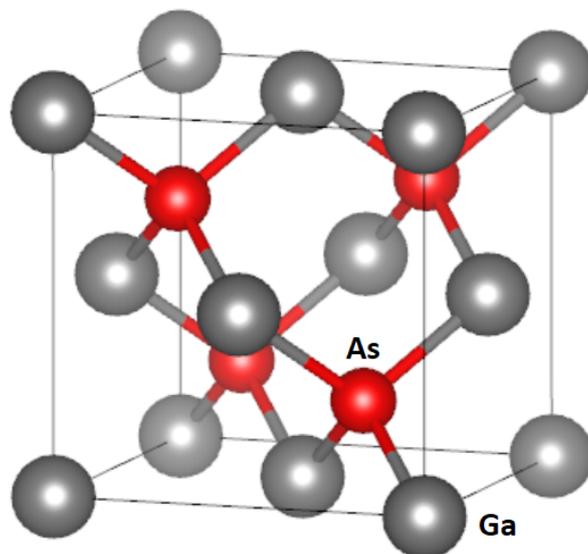


FIGURE 1.3 – La structure blende d'arséniure de gallium GaAs.

Paramètres de la structure de GaAs[6] :

Le groupe d'espace	F -4 3 m
Les paramètres de la maille	$a = b = c = 5.6537 \text{ \AA}$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
Le volume de la maille	180.717 \AA^3

1.2 Les semiconducteurs

Les semiconducteurs sont des matériaux quand leur conductivité situé entre l'état conducteur et l'état isolant, les éléments semiconducteurs trouvent dans le groupe IV du tableau périodique (Si, Ge,...), et les combinaisons entre les éléments de groupe III avec le groupe V, l'un des propriétés la plus intéressant est que sont résistivité (l'inverse de la conductivité) décroît en fonction de la température [7].

1.2.1 Concept de masse effective

La masse effective est la masse qui contient l'effet global du potentiel cristallin sur l'électron ou bien le trou[8].

1.2.1.1 Masse effective des électrons

Si le semiconducteur est à gap direct :

$$m_e^* = \frac{\hbar^2}{d^2 E / dk^2}$$

Si le semiconducteur est à gap indirect :

$$m_l^* = \frac{\hbar^2}{d^2 E / dk_{\parallel}^2} \quad \text{masse effective longitudinale}$$

$$m_t^* = \frac{\hbar^2}{d^2 E / dk_{\perp}^2} \quad \text{masse effective transversale}$$

1.2.1.2 Masse effective des trous

Comme la courbe de dispersion de la bande de valence est dégénérée en $k = 0$, on distingue deux types des trous, trou léger lh (light holes), trou lourd hh (heavy holes)

$$m_{lh}^* = \frac{m_e}{\gamma_1 + \bar{\gamma}}$$

$$m_{hh}^* = \frac{m_e}{\gamma_1 - \bar{\gamma}}$$

Avec $\bar{\gamma} = \sqrt{\gamma_2^2 + \gamma_3^2}$ et $(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$ sont des paramètres de bandes de valence.

1.2.2 Densité d'états dans les bandes permises

Le nombre d'états contenus dans la sphère de rayon k [2,3] est donné par

$$N = g(k)V_k = \frac{k^3}{3\pi^2}$$

Dans l'approximation des bandes paraboliques en trouve :

1. Densité d'états en fonction d'énergie dans la BC

$$N_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (1.1)$$

Avec m_c^* la masse effective

$$m_c^* = \begin{cases} m_e^* & \text{sc à gap direct} \\ (nm_l^{1/2} m_t)^{2/3} & \text{sc à gap indirect} \end{cases}$$

n est le nombre d'ellipsoïdes équivalente.

2. Densité d'états en fonction d'énergie dans la BV

$$N_v(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_v - E)^{1/2} \quad (1.2)$$

Avec

$$m_v = \left(m_{hh}^{3/2} + m_{lh}^{3/2} \right)^{2/3}$$

1.2.3 La probabilité d'occupation un niveau d'énergie

La probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie par un électron est donnée par la distribution de Fermi-Dirac[9] :

$$\begin{cases} f(E) = \frac{1}{1+e^{(E-E_F)/k_B T}} & \text{pour l'électron} \\ f_p(E) = 1 - f(E) = \frac{1}{1+e^{-(E-E_F)/k_B T}} & \text{pour le trou} \end{cases} \quad (1.3)$$

1. Densité de porteurs

Elle donne par les relations suivant :

$$\begin{aligned} n &= \int_{E_c}^{E_{cmax}} N_c(E) f(E) dE \\ p &= \int_{E_{vmin}}^{E_v} N_v(E) f_p(E) dE \end{aligned}$$

n la densité des électrons et p la densité des trous.

2. Niveau de Fermi (NF)

C'est le niveau qui sépare les états totalement remplie et vide à température 0K.

1.3 Semiconducteurs en équilibre

1.3.1 Semiconducteur intrinsèque

Si le cristal est si pur que les impuretés (impuretés résiduelles) donnent une contribution négligeable aux densités de porteurs de charge[2,5], le NF dans le cas non dégénéré est situé dans le milieu de la bande interdite, à température ambiante il y a une énergie thermique suffisante pour rompre les liaisons covalentes et créer des trous dans la BV et des électrons dans la BC, il en résulte que :

$$n = p = n_i \quad (1.4)$$

n, p sont la densité des électrons et des trous respectivement, n_i appelé densité de porteurs intrinsèques.

1.3.1.1 Densité de porteurs

Pour le cas d'un semiconducteur non dégénéré et dans le cadre de l'approximation de Boltzmann¹ :

$$E_c - E_F > 2k_B T \Rightarrow n = N_c e^{-(E_c - E_F)/k_B T} \quad (1.5)$$

$$E_F - E_v > 2k_B T \Rightarrow p = N_v e^{(E_v - E_F)/k_B T} \quad (1.6)$$

N_c, N_v appelés densités équivalents d'états, et k_B est le constant de Boltzmann, dans le cas d'un semi-infini bande d'énergie ça veut dire la BV prendre les valeurs d'un maximum de E_v jusqu'à

1. Pour un système dilué alors que $f(E) \ll 1$ on peut négliger le 1 devant l'exponentiel dans la distribution de Fermi-Dirac.

moins l'infini, et la BC d'un minimum E_c jusqu'à plus l'infini :

$$N_c = \int_{E_c}^{\infty} N_c(E) e^{-(E-E_c)/k_B T} dE$$

$$N_v = \int_{\infty}^{E_v} N_v(E) e^{(E_v-E)/k_B T} dE$$

On calcule l'intégrale précédente on trouve les densités équivalentes d'états N_c, N_v :

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2}$$

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_v^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2}$$

1.3.1.2 Niveau de Fermi

Elle donne à partir de la simplification de l'équation (1.4) :

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{1}{2} k_B T \ln \frac{N_v}{N_c} \quad (1.7)$$

À partir des équations (1.5), (1.6), et la condition $n = p$ on écrit la densité de porteurs intrinsèques sous la forme :

$$n_i = AT^{3/2} e^{E_g/2k_B T} \quad (1.8)$$

avec :

$$A = 2 \left(\frac{2\pi k_B}{h^2} \right)^{3/2} (m_e^* m_h^*)^{3/4}$$

1.3.2 Semiconducteur extrinsèque

Dans ce cas le cristal contient des impuretés, généralement si on dope avec des atomes ont un excédent d'électron on dit que les atomes sont de type donneur, l'électron excédent crée un niveau électronique E_d près de la BC avec une énergie de liaison $E_D = E_c - E_d$, en outre si les atomes manquent un électron on dit accepteur, l'électron manquant crée un niveau électronique E_a près de la BV avec une énergie de liaison $E_A = E_a - E_v$ [10].

Considérons un semiconducteur contenant une densité N_d de donneurs et N_a d'accepteurs. Soit N_d^+ le nombre de donneurs ionisés et N_a^- le nombre d'accepteurs ionisés, le matériau étant neutre si l'ensemble des charges positives est égale à l'ensemble des charges négatives, l'équation de neutralité électrique du matériau s'écrit :

$$n - N_d^+ = p - N_a^- \quad (1.9)$$

D'après l'équation (1.9) il existe en fait trois types de semi-conducteurs :

1. Semiconducteurs compensés - Semi-Isolant

Si $N_a = N_d$ alors $n = p$ et par conséquent $n = p = n_i$.

2. Semiconducteur de type n

Si $N_d > N_a$, on dit le semiconducteur est de type n, les électrons sont appelés porteurs majoritaires, les trous, porteurs minoritaires. La densité de porteurs est donné par :

$$n \approx N_d - N_a \quad (1.10)$$

$$p \approx \frac{n_i^2}{N_d - N_a} \quad (1.11)$$

3. Semiconducteur de type p

Si $N_a > N_d$, on dit le semiconducteur est de type p, les trous sont appelés porteurs majoritaires, les électrons, porteurs minoritaires. La densité de porteurs est donné par :

$$p \approx N_a - N_d \quad (1.12)$$

$$n \approx \frac{n_i^2}{N_a - N_d} \quad (1.13)$$

Les expressions du niveau de Fermi dans chaque type de semiconducteur

$$E_{Fn} = E_c - k_B T \ln(N_c / (N_d - N_a))$$

$$E_{Fp} = E_v + k_B T \ln(N_v / (N_a - N_d))$$

Il est souvent utile de définir la position du niveau de Fermi par sa distance au niveau de Fermi

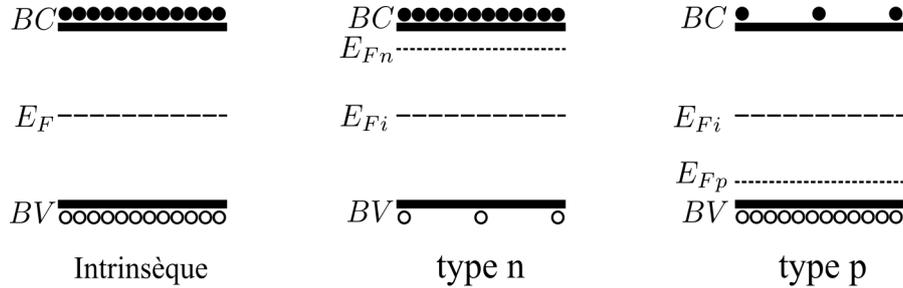


FIGURE 1.4 – Position du niveau de Fermi dans les différents types de semiconducteur en équilibre thermodynamique.

intrinsèque E_{Fi} du matériau, en pose $e\phi_{Fi} = E_F - E_{Fi}$, ϕ_F appeler potentiel de Fermi.

$$n = n_i e^{\phi_{Fi} / \phi_t} \quad (1.14)$$

$$p = n_i e^{-\phi_{Fi} / \phi_t} \quad (1.15)$$

$\phi_t = \left(\frac{k_B T}{e}\right)$ est le potentiel thermique.

Si $\phi_{Fi} > 0$ entraîne $n > n_i$ et $p < n_i$, le semiconducteur est de type n.

Si $\phi_{Fi} < 0$ entraîne $n < n_i$ et $p > n_i$, le semiconducteur est de type p.

1.3.3 Évolution avec la température

Considérons le cas d'un semiconducteur de type n, non dégénéré et dépourvu d'accepteurs, on définit le densité de donneurs neutre par

$$N_d^0 = N_d \frac{1}{1 + \frac{1}{2} e^{(E_d - E_F)/k_B T}} \quad (1.16)$$

et la densité de donneurs ionisé

$$N_d^+ = N_d - N_d^0 = \frac{1}{1 + 2e^{(E_F - E_d)/k_B T}} \quad (1.17)$$

1.3.3.1 Niveau de Fermi

Le Niveau de Fermi en fonction de la température est donné par la résoudre de l'équation de neutralité

$$E_F(T) = E_d + k_B T \left\{ \text{Ln} \left[\frac{1}{4} \left(-1 + \sqrt{1 + 8 \frac{N_d}{N_a} e^{(E_c - E_d)/k_B T}} \right) \right] \right\} \quad (1.18)$$

Dans la gamme de température définie par $k_B T < \frac{E_g}{10}$ il existe deux cas :

Cas : $k_B T \ll E_c - E_d$ (très basse température)

$$E_F = \frac{E_c + E_d}{2} + \frac{k_B}{2} \text{Ln} \left(\frac{N_d}{2N_c} \right)$$

Cas : $k_B T \gg E_c - E_d$ (haute température)

$$E_F = E_c + k_B T \text{Ln} \left(\frac{N_d}{N_c} \right)$$

A très haute température le semiconducteur est dans le régime intrinsèque le niveaux de Fermi est au milieu de gap (1.7)

1.3.3.2 Densité des porteurs

1. Température élevée $k_B T \gg \frac{E_g}{10}$

Le semiconducteur est dans le régime intrinsèque et la densité des électrons égale à densité de porteurs intrinsèques

$$n = p = n_i$$

2. Basse température

Dans cette température tous les atomes donneurs sont ionisés et la densité des électrons est égale à la densité des atomes donneurs

$$n = N_d$$

3. Très basse température

C'est le régime de gel l'ionisation thermique n'est pas suffisante pour excite les électrons de manière adéquat

$$n = \left(\frac{1}{2} N_d N_c \right)^{1/2} e^{(E_c - E_d)/2k_B T}$$

1.4 Semiconducteurs hors équilibre

1.4.1 Courants dans le semiconducteur

Il y a deux types de courant dans un semiconducteur selon le type de force agissent les porteurs de charge[5,10] : la courant de conduction, au de diffusion.

1.4.1.1 Courant de conduction

C'est le résultent d'une force électrique sur les porteurs de charge, le principe fondamentale de dynamique :

$$qE = m_* \frac{dv_i(t)}{dt}$$

en intégrant cette équation de 0 à τ le temps de relaxation on obtient :

$$v_i(\tau) = v = \frac{qE}{m_*} \tau \quad (1.19)$$

m_* la masse effective de conductivité, v est la vitesse dérive, et en appelle la quantité $\left(\frac{q\tau}{m_*}\right)$ la mobilité des porteurs μ , donc en définir la vitesse des électrons et des trous par :

$$\vec{v}_n = -\mu_n \vec{E} \quad (1.20)$$

$$\vec{v}_p = +\mu_p \vec{E} \quad (1.21)$$

On défini la densité de courant comme la quantité de charge qui traverse l'unité de surface pendant l'unité de temps, soit pour chaque type de porteurs :

$$\vec{j}_n = -ne\vec{v}_n = ne\mu_n \vec{E} \quad (1.22)$$

$$\vec{j}_p = +pe\vec{v}_p = pe\mu_p \vec{E} \quad (1.23)$$

Le courant résulte du déplacement des électrons et des trous sous l'action d'un champ électrique :

$$\vec{j}_c = \vec{j}_n + \vec{j}_p = \sigma \vec{E} \quad (1.24)$$

Avec :

$$\sigma = ne\mu_n + pe\mu_p$$

j_c appelé courant de conduction, σ est la conductivité du matériau.

1.4.1.2 Courant de diffusion

Lorsque les porteurs de charge ne sont pas distribués uniformément dans le semiconducteur sont soumis au processus générale de diffusion. Le flux de porteurs est, conformément à la loi de Fick, si on appelle n^d le nombre d'électrons qui diffusent par seconde à travers l'unité de surface :

$$\left. \begin{aligned} n^d &= -D_n \nabla n \\ p^d &= -D_p \nabla p \end{aligned} \right\} \quad \text{Loi de Fick}$$

D_n, D_p constant de diffusion.

Aux déplacements des porteurs de charge correspondent à des courants de diffusion, la densité de courant est donné :

$$\vec{j}_{dn} = +eD_n \vec{\nabla} n \quad (1.25)$$

$$\vec{j}_{dp} = -eD_p \vec{\nabla} p \quad (1.26)$$

Le courant total de diffusion s'écrit donc

$$\vec{j}_d = eD_n \vec{\nabla} n - eD_p \vec{\nabla} p \quad (1.27)$$

Alors le courant totale de chaque type de porteurs :

$$\vec{j}_n = ne\mu_n \vec{E} + eD_n \vec{\nabla} n \quad (1.28)$$

$$\vec{j}_p = pe\mu_p \vec{E} - eD_p \vec{\nabla} p \quad (1.29)$$

1.4.2 Relation d'Einstein

L'aptitude des porteurs à se déplacer dans un réseau cristallin sous l'action d'une force est définie par la constante de diffusion D et la mobilité μ , on introduire la relation d'Einstein qui relie ces deux quantités :

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{k_B T}{e} \quad (1.30)$$

1.4.3 Courant de déplacement

Ce courant est observé en régime alternatif et donné par :

$$\vec{j}_D = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.31)$$

\vec{D} est le vecteur de déplacement $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$, avec ε constant diélectrique du matériau.

1.4.4 Génération-Recombinaison

On défini la génération g' par le processus de création des porteurs par unité de volume dans le semiconducteur et la recombinaison r' par les porteurs qui disparaissent par unité de volume.

La variation du nombre de porteurs par unité de volume et de temps :

$$\left(\frac{dn}{dt} \right)_{gr} = g' - r' = g + g_{th} - r'$$

g_{th} est le taux de génération thermique, en représente $r' - g_{th}$ par le bilan entre les recombinaisons et les générations thermiques r donc :

$$\left(\frac{dn}{dt} \right)_{gr} = g - r \quad (1.32)$$

g et r sont respectivement appelés taux de génération et taux de recombinaison de porteurs.

La génération-recombinaison d'un électron avec un trou, dans le semiconducteur est fait par deux phénomènes :

1. Direct

L'électron passe directement de l'état libre à l'état liée et construire une liaison.

2. Par centres de recombinaison

La présence d'impuretés incontrôlées joue un rôle non négligeable dans le processus de recombinaison, une impureté piège un électron (trou) qui par attraction coulombienne attire un trou (électron), ce qui provoque la recombinaison de deux particules.

1.4.5 L'équation de continuité

L'équation de continuité régissent la condition d'équilibre dynamique de porteurs dans le semiconducteur, considérons dv un élément de volume d'un semiconducteur parcouru par un courant dans la direction ox , la variation du nombre de porteurs est la somme algébrique de nombres des porteurs qui entrent, j_x/q , et qui sortent, j_{x+dx}/q , soit pour les électrons et les trous à trois dimensions :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_n + g_n - r_n \quad (1.33)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_p + g_p - r_p \quad (1.34)$$

Dans un matériau dopé en régime de faible injection les équations de continuité s'écrivent, à une dimension :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = n\mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + g_n - \frac{n - n_0}{\tau_n} \quad (1.35)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -p\mu_p \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + g_p - \frac{p - p_0}{\tau_p} \quad (1.36)$$

τ_n, τ_p respectivement la durée du vie d'électrons et des trous, dépend de la processus de génération-recombinaison, et le matériau lui même.

1.4.6 Longueur de diffusion

Considérons un barreau semiconducteur de type p, excité en surface par un rayonnement peu pénétrant qui crée à la surface un excès Δn de paires électron-trou. Les électrons diffusent à l'intérieur du barreau et créent un courant de diffusion, l'évolution de la densité des électrons en un point quelconque du barreau est donné par l'équation :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + g_n - \frac{n - n_0}{\tau_n} \quad (1.37)$$

Dans la mesure où le rayonnement est peu pénétrant dans le volume du semiconducteur $g_n = 0$, et dans le régime stationnaire $\partial n / \partial t = 0$, l'équation (1.37) s'écrit :

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{(\Delta n)}{L_n^2} = 0 \quad (1.38)$$

avec $L_n^2 = D_n\tau_n$, l'intégration de l'équation (1.38) avec les conditions aux limites $\Delta n(x = 0) = \Delta n_0$ et $\Delta n(x \rightarrow \infty) = 0$, donne $\Delta n = \Delta n_0 e^{-\frac{x}{L_n}}$. La densité des porteurs en excès décroît exponentiellement avec une constante de temps L_n appelé longueur de diffusion des électrons, et L_p pour les trous dans un semiconducteur type n :

$$L_n = \sqrt{D_n\tau_n} \qquad L_p = \sqrt{D_p\tau_p}$$

1.4.7 Charge d'espace - Équation de Poisson

La charge d'espace donné par $\rho = e(N_d^+ - N_a^- + p - n)$ et l'équation de Poisson :

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho(x, y, z)}{\varepsilon} \qquad (1.39)$$

dont l'intégration permet de calculer la variation du potentiel à partir de la charge d'espace ρ .

1.5 Jonction pn

Une jonction pn est constituée par la juxtaposition de deux régions de types différents d'un même monocristal de semiconducteur, dans la fonction est de laisser passer le courant dans un seul sens[10,11].

1.5.1 Jonction abrupte à l'équilibre thermodynamique

Dans ce cas la différence $N_d - N_a$ passe brutalement dans le plan $x = 0$ (jonction métallurgique), d'une valeur négative dans la région de type p à une valeur positive dans la région de type n, la diffusion des porteurs fait apparaître une charge d'espace et par suit un champ électrique résultant de la présence des atomes donneurs et accepteurs ionisés.

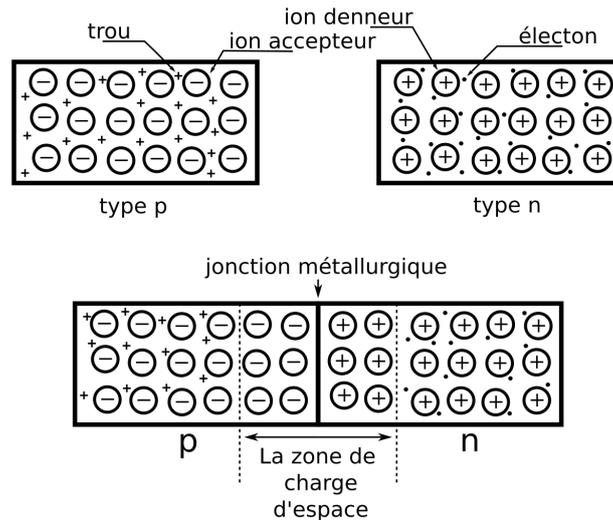


FIGURE 1.5 – La jonction pn

1.5.1.1 Tension de diffusion V_d

L'électron dans le BC dans la région n voit une barrière de potentiel qui appelée tension de diffusion $V_d = \frac{E_{cp} - E_{cn}}{e}$. À partir de la densité de porteurs dans chaque région on défini V_d comme suit :

$$V_d = \frac{k_B T}{e} \ln \left(\frac{N_d N_a}{n_i^2} \right) \quad (1.40)$$

1.5.1.2 Champ électrique \vec{E}

Pour déterminer le champ électrique de la zone de charge d'espace (ZCE) par l'intégration de l'équation de Poisson (1.39) à une dimension :

$$\frac{\partial E(x)}{\partial x} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} = -\frac{d^2 V(x)}{dx^2} \quad (1.41)$$

avec la densité de charge donnée par les équations :

$$\rho(x) = \begin{cases} eN_d & x_n > x > 0 \\ -eN_a & 0 > x > -x_p \end{cases}$$

Par l'intégration de l'équation (1.41) dans chaque région on trouve que :

$$E_n(x) = \frac{eN_d}{\epsilon_s} (x - x_n) \quad (1.42)$$

$$E_p(x) = -\frac{eN_a}{\epsilon_s} (x + x_p) \quad (1.43)$$

1.5.1.3 Potentiel électrique V

Le potentiel électrique est calculé à partir de la relation entre E et V :

$$\vec{E} = -\text{grad}V \iff dV = -E dx$$

par intégration on trouve :

$$V_n(x) = -\frac{eN_d}{\epsilon_s} \left(\frac{x^2}{2} - x x_n \right) + \frac{eN_a}{2\epsilon_s} x_p^2 \quad (1.44)$$

$$V_p(x) = \frac{eN_a}{2\epsilon_s} (x^2 + x_p^2) \quad (1.45)$$

1.5.1.4 Largeur de la zone de charge d'espace W

La continuité en $x = 0$, de la composante normale du vecteur déplacement $\vec{D} = \epsilon_s \vec{E}$, permet d'établir une relation entre x_n et x_p .

Écrivons $\epsilon_s E_{0-} = \epsilon_s E_{0+}$, soit que :

$$N_a W_p = N_d W_n \quad (1.46)$$

avec $W_p = -x_p$ et $W_n = x_n$, on utilise la définition de la tension de diffusion $V_d = V_n - V_p$ en prendre $V_p = 0$ comme un origine, et en remplace V_n par son relation (1.44) :

$$V_d = V_n(x = x_n) - 0 = \frac{e}{2\varepsilon_s}(N_d W_n^2 + N_a W_p^2) \quad (1.47)$$

À partir de la simplification de l'équation (1.46),(1.47) on trouve :

$$W_n = \left(\frac{2\varepsilon_s V_d}{e} \left(\frac{N_a}{N_d} \right) \left(\frac{1}{N_a + N_d} \right) \right)^{1/2} \quad (1.48)$$

$$W_p = \left(\frac{2\varepsilon_s V_d}{e} \left(\frac{N_d}{N_a} \right) \left(\frac{1}{N_a + N_d} \right) \right)^{1/2} \quad (1.49)$$

la largeur de la zone de charge d'espace est $W = W_n + W_p$:

$$W = \left(\frac{2\varepsilon_s V_d}{e} \left(\frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right) \right)^{1/2} \quad (1.50)$$

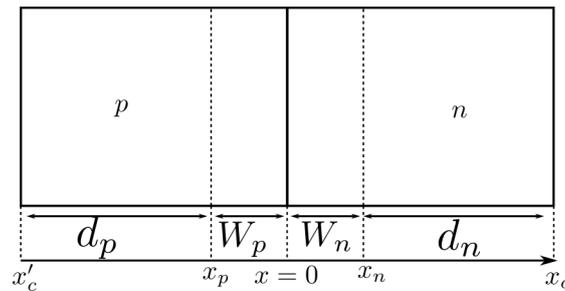


FIGURE 1.6 – Représentation des longueurs dans un jonction pn avec la condition $N_a = N_d$

Si la jonction est très dissymétrique, la zone de charge d'espace se développe essentiellement dans la région la moins dopée.

1.5.2 Jonction abrupte polarisée

La jonction est polarisé lorsque on applique une différence de potentiel entre la région n et p, la barrière de potentiel aura modifié, et par suite la diffusion des porteurs d'une région vers l'autre.

1.5.2.1 Jonction abrupte polarisée en direct

Si la tension de polarisation V est positive, alors $V_n - V_p = V_d - V$, et la hauteur de la barrière de potentiel devient $e(V_d - V)$ insuffisante pour arrêter la diffusion des porteurs majoritaires, le courant est au profit de le courant de diffusion.

1.5.2.2 Jonction abrupte polarisée en inverse

Si la tension de polarisation V est négative, alors $V_n - V_p = V_d + V$, et la hauteur de la barrière de potentiel devient $e(V_d + V)$ suffisante pour arrêter la diffusion des porteurs au profit

de la courant de conduction. Dans ce cas la jonction comporte comme un condensateur plan de capacité dynamique

$$C = \frac{dQ}{dV} = \frac{\varepsilon_s S}{W}$$

S représente la section de la jonction.

1.5.3 Distribution des porteurs

1.5.3.1 Densités de porteurs aux limites de la zone de charge d'espace

En régime de faible injection², les densités de porteurs majoritaires ne sont pas affectées, les densités de porteurs minoritaires aux frontières de la zone de charge d'espace sont données par

$$n_p = n_{p0} e^{(V/\phi_t)} \quad x = x_p \quad (1.51)$$

$$p_n = p_{n0} e^{(V/\phi_t)} \quad x = x_n \quad (1.52)$$

Le produit np en chacun des points x_n et x_p s'écrit donc

$$n_p p_n = n_i^2 e^{(V/\phi_t)} \quad (1.53)$$

1.5.3.2 Distribution de porteurs dans les régions neutres

Les porteurs majoritaires ne sont pas affectés. Les distributions des porteurs minoritaires sont régies par la solution des équations de continuité (1.35),(1.36), en régime stationnaire et en conditions aux limites donné par (1.51),(1.52) et

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_a} \quad x = x_c$$

$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{N_d} \quad x = x'_c$$

dans chaque région on trouve

$$p_n - p_{n0} = \frac{p_{n0}}{\text{sh}\left(\frac{d_n}{L_p}\right)} \left(e^{(V/\phi_t)} - 1\right) \text{sh}\left(\frac{x_c - x}{L_p}\right) \quad x \geq x_n \quad (1.54)$$

$$n_p - n_{p0} = \frac{n_{p0}}{\text{sh}\left(\frac{d_p}{L_n}\right)} \left(e^{(V/\phi_t)} - 1\right) \text{sh}\left(\frac{x - x'_c}{L_n}\right) \quad x \leq -x_p \quad (1.55)$$

d_n, d_p sont la longueur de chaque région neutre.

2. les porteurs majoritaires à l'équilibre thermodynamique restent majoritaires lorsque la jonction est polarisée.

1.5.4 Courants de porteurs minoritaire

Les courants des trous dans la région de type n et d'électrons dans la région de type p sont des courants de diffusion. Ils sont par conséquent donnés par les équations (1.25),(1.26), par simple dérivation on trouve

$$j_p(x) = \frac{eD_p n_i^2}{N_d L_p \text{sh}\left(\frac{d_n}{L_p}\right)} (e^{(V/\phi_t)} - 1) \text{ch}\left(\frac{x_c - x}{L_p}\right) \quad (1.56)$$

$$j_n(x) = \frac{eD_n n_i^2}{N_a L_n \text{sh}\left(\frac{d_p}{L_n}\right)} (e^{(V/\phi_t)} - 1) \text{ch}\left(\frac{x - x'_c}{L_n}\right) \quad (1.57)$$

1.5.5 Densité de courant - caractéristique

Le courant total traversant la jonction est la somme des courants d'électrons et de trous en un même point, on suppose que la zone de charge d'espace n'est le siège d'aucun mécanisme de génération-recombinaison, alors que

$$j_p(x_n) = j_p(x_p)$$

$$j_n(x_n) = j_n(x_p)$$

et comme le courant total est conservatif, c'est-à-dire indépendant de x on trouve que :

$$J = J_s (e^{(V/\phi_t)} - 1) \quad (1.58)$$

avec

$$J_s = \frac{eD_p n_i^2}{N_d L_p \text{th}\left(\frac{d_n}{L_p}\right)} + \frac{eD_n n_i^2}{N_a L_n \text{th}\left(\frac{d_p}{L_n}\right)}$$

J_s est appelé courant de saturation de la diode, en examiner le terme exponentielle de la relation (1.58) :

1. En polarisation inverse, $V < 0$, dès que $-V > \phi_t$, l'exponentielle négative devient négligeable devant 1 et le courant atteint une valeur constant

$$J = -J_s$$

2. En polarisation directe, $V > 0$, dès que $V > \phi_t$, l'exponentielle positive devient très supérieure à 1 et le courant s'écrit

$$J = J_s e^{(V/\phi_t)}$$

1.5.6 Jonction à profil de dopage quelconque

Considérons la région de type n dans l'hypothèse de faible injection $n(x) = N_d(x)$ et $p(x) \ll n(x)$, les courants dans cette région est donné par la somme des courants de conduction et de diffusion de chaque type de porteurs (les équations (1.28),(1.29)) :

$$j_n(x) = eD_n \left(n(x) \frac{e}{k_B T} E(x) + \frac{dn(x)}{dx} \right) \quad (1.59)$$

$$j_p(x) = eD_p \left(p(x) \frac{e}{k_B T} E(x) - \frac{dp(x)}{dx} \right) \quad (1.60)$$

on substrat les deux équations et dans l'hypothèse de faible injection on trouve l'équation différentiel des trous dans la région n au profile de dopage quelconque :

$$\frac{p(x)}{dx} + \frac{p(x)}{N_d(x)} \frac{dN_d(x)}{dx} = -\frac{j_p(x)}{eD_p} \quad (1.61)$$

la solution de cette équation est donnée :

$$p(x) = \frac{1}{N_d(x)} \left(K - \frac{j_p(x)}{eD_p} \int_{x_n}^x N_d(x) dx \right)$$

et par les conditions aux limites

$$x = x_n \begin{cases} p(x = x_n) = p(x_n) \\ N_d(x = x_n) = N_d(x_n) \end{cases}$$

on trouve $K = p(x_n)N_d(x_n)$ et par

$$x = x_c \begin{cases} p(x = x_c) = p(x_c) \\ N_d(x = x_c) = N_d(x_c) \end{cases}$$

on trouve

$$p(x_c) = \frac{1}{N_d(x_c)} \left(p(x_n)N_d(x_n) - \frac{j_p(x)}{eD_p} \int_{x_n}^{x_c} N_d(x) dx \right)$$

Donc le courant de trous dans la région n et à partir les équations (1.51),(1.52)

$$j_p(x) = \frac{eD_p n_i^2}{\int_{x_n}^{x_n+L_p th(d_n/L_p)} N_d(x) dx} (e^{(V/\phi_t)} - 1) \quad (1.62)$$

par analogie on trouve le courant d'électron dans la région p

$$j_n(x) = \frac{eD_n n_i^2}{\int_{x_p-L_n th(d_p/L_n)}^{x_p} N_a(x) dx} (e^{(V/\phi_t)} - 1) \quad (1.63)$$

Le courant total dans la jonction est conservatif alors

$$J = J_s (e^{(V/\phi_t)} - 1) \quad (1.64)$$

avec

$$J_s = \frac{eD_n n_i^2}{\int_{x_p-L_n th(d_p/L_n)}^{x_p} N_a(x) dx} + \frac{eD_p n_i^2}{\int_{x_n}^{x_n+L_p th(d_n/L_p)} N_d(x) dx}$$

1.5.7 Courant de génération-recombinaison

Dans le calcul du courant de diffusion les phénomènes de génération-recombinaison dans la ZCE ont été négligés. Compte tenue les phénomènes de génération-recombinaison dans la ZCE, le courant total traversant la jonction est donné par la relation :

$$J = J_s (e^{(V/\phi_t)} - 1) + J_{gr} \quad (1.65)$$

avec J_{gr} le courant de génération-recombinaison dans la ZCE :

1. Si $V < 0$, la jonction est polarisée en inverse, la contribution à la courant de conduction est donnée par

$$J_{gr} = -\frac{en_i}{2\tau_m}W$$

2. si $V > 0$, la jonction est polarisée en direct, la contribution à la courant de conduction est donnée par

$$J_{gr} = \frac{en_i}{2\tau_m}W e^{V/2\phi_t}$$

τ_m la durée de vie effective des porteurs minoritaires dans ZCE.

1.6 Contact métal-semiconducteur

1.6.1 Diagramme des bandes d'énergie

Lorsqu'un métal et un semiconducteur sont au contact, il existe à l'interface une barrière de potentiel[12] donnée par l'expression

$$E_b = e\phi_m - e\chi \quad (1.66)$$

où $e\phi_m$ représente le travail de sortie du métal et $e\chi$ l'affinité électronique du semiconducteur. On note ϕ_s le travail de sortie d'un semiconducteur et rappelons que les électrons passent d'un matériau à un autre si le travail de sortie du premier est inférieur à celui du deuxième, en examinant trois cas :

1. **Les travaux de sortie sont égaux** $\phi_m = \phi_s$

Lorsque le métal et le semiconducteur sont mis au contact, la distribution statistique des électrons dans ce système est alors représentée par un niveau de Fermi unique, le NF de métal et de SC s'aligne de sorte que l'équilibre thermodynamique est réalisé sans aucun échange d'électron.

2. **Travail de sortie du métal supérieur** $\phi_m > \phi_s$

Dans ce cas les électrons passent du semiconducteur dans le métal, est le système se stabilise à un régime d'équilibre défini par l'alignement des NF. le niveau de vide NV et les bandes d'énergie E_c, E_v présentent un courbure vers le haut.

- a) **Semiconducteur de type n**

Dans le semiconducteur une zone de déplétion positive se crée par les ions N_d^+ , d'autre part dans le métal une accumulation des électrons apparaît à l'interface. La structure Métal-SC(n) constitue donc un contact redresseur. C'est une diode Schottky.

- b) **Semiconducteur de type p**

Dans ce cas il apparaît une zone de charge d'espace négative dans le métal due à une accumulation d'électrons à la surface, positive dans le semiconducteur due par accumulation des trous à la surface. Le contact est une de type non redresseur (contact ohmique).

3. **Travail de sortie du métal inférieur**, $\phi_m < \phi_s$

Les électrons qui passent du métal dans le semiconducteur font apparaître dans le métal un déficit d'électrons localisé à la surface, qui résulte une courbure vers le bas des bandes d'énergie.

a) **Semiconducteur de type n**

Les électrons qui passent du métal dans le semiconducteur font apparaître dans le métal un déficit d'électrons localisé à la surface, et dans le semiconducteur une zone d'accumulation très peu étalée, dans ce cas le contact est non redresseur (contact ohmique).

b) **Semiconducteur de type p**

les électrons qui viennent du métal se recombinent avec les trous créant une ZCE due à la présence des ions N_a^- qui ne sont plus compensés par les trous, dans ce cas la hauteur de la barrière d'interface, que voient les trous pour passer du semiconducteur au métal, est alors donnée par

$$E_b = E_g - e\phi_m + e\chi \quad (1.67)$$

le contact Métal-SC(p) est redresseur, c'est une diode Schottky.

1.6.2 Caractéristique courant-tension

Le courant dans la structure est essentiellement dû aux porteurs majoritaires, à l'interface cette courant est conditionné par l'émission thermoélectronique par-dessus la barrière de potentiel, et dans la zone de charge d'espace du semiconducteur par les phénomènes de diffusion[11,12].

Dans le cas d'un contact Métal-SC(n) avec $\phi_m > \phi_s$, et en régime de pseudo-équilibre $n(x=0) = N_d e^{-E_b/k_B T}$

1.6.2.1 Courant thermoélectronique

Le courant d'émission thermoélectronique est donnée par

$$J_{m \rightarrow sc} = J_{sc \rightarrow m} = A^* T^2 e^{-E_b/k_B T} \quad (1.68)$$

$A^* = 4\pi e m_e k^2 / h^3$ la constante de Richardson, la barrière de potentiel donnée par

$$E_b = e\phi_m - e\chi = e\phi_b + e\phi_F$$

En explicitant E_b et A^* et en précisant le fait qu'en l'absence de polarisation $\phi_b = V_d$, on a le courant thermoélectronique

$$J_{m \rightarrow sc} = J_{sc \rightarrow m} = e N_d (k_B T / 2\pi m_e)^{1/2} e^{-V_d / \phi_t}$$

Lorsque en applique une tension positive $V_m - V_{sc} = V$, le courant $J_{m \rightarrow sc}$ est inchangé, et le courant $J_{sc \rightarrow m}$ est donné par

$$J_{sc \rightarrow m} = e N_d (k_B T / 2\pi m_e)^{1/2} e^{-(V_d - V) / \phi_t}$$

Le courant résultant est donné par $J = J_{sc \rightarrow m} - J_{m \rightarrow sc}$

$$J = J_{se} (e^{V/\phi_t} - 1) \quad (1.69)$$

soit J_{se} le courant de saturation thermoélectronique

$$J_{se} = e N_d (k_B T / 2\pi m_e)^{1/2} e^{-V_d / \phi_t} = e N_d v_e e^{-V_d / \phi_t}$$

v_e la vitesse thermoélectronique des électrons.

1.6.2.2 Courant de diffusion

Le calcul consiste à résoudre l'équation de diffusion des porteurs (1.59) dans la zone de charge d'espace du semiconducteur. Pour une polarisation direct $V > 0$ on trouve

$$J = J_{sd} (e^{V/\phi_t} - 1) \quad (1.70)$$

avec J_{sd} le courant de saturation de diffusion

$$J_{sd} = eN_d(e^2 N_d D_n / \varepsilon_s k_B T) W e^{-V_d/\phi_t} = eN_d v_d e^{-V_d/\phi_t}$$

v_d la vitesse de diffusion des électrons.

1.6.3 Combinaison des deux courants

La condition de raccordement consiste à écrire que ces courants sont égaux à l'interface, dans le modèle de la diffusion cette condition à l'interface est équivalente à l'introduction d'une vitesse de recombinaison à l'interface, sous une polarisation V la densité de porteur n'est pas constant $n(x=0) = n_s(V)$ alors le courant de diffusion est donné par

$$J_d = eN_d v_d e^{-(V_d-V)/\phi_t} - e v_d n_s(V)$$

et le courant d'émission thermoélectronique dont la condition $V \gg k_B T/e$

$$J_e = e n_s(V) v_e$$

par la condition raccordement $J = J_d = J_e$ alors on trouve

$$n_s(V) = N_d \frac{v_d}{v_d + v_e} e^{-(V_d-V)/\phi_t}$$

et on obtient le courant totale

$$J = eN_d \frac{v_d v_e}{v_d + v_e} e^{-(V_d-V)/\phi_t} \quad (1.71)$$

Chapitre 2

Transistor à effet du champ à grille oxydée (MOSFET)

Le transistor, dont l'invention en 1948 valut à J.Bardeen, W.Shockley le prix de Nobel (en 1956), est un dispositif semiconducteur : trois semiconducteurs lui sont connecté, un pour le courant d'entrée (émetteur), un pour le courant sortie (collecteur) et un pour la commande (base)[13].

Selon le fonctionnement elles sont classe en différent type :

1. Transistor bipolaire.
2. Transistor à effet de champ.
3. Transistor à unijonction.
4. Hybride.

2.1 Transistor à effet du champ

Un transistor à effet de champ est un transistor unipolaire¹, composant à trois broches : la Grille, le Drain et la Source, son fonctionnement est basé sur l'action d'un champ électrique pour contrôler la forme et donc la conductivité d'un « canal » dans un matériau semiconducteur[14].

Les transistors à effet du champ :

1. JEFT (Junction Field Effect Transistor).
2. MOSFET (Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor).
3. MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor).

2.2 La structure MOS

Le fonctionnement d'un transistor MOSFET est basé sur la structure de base MOS (Metal Oxyde Semiconductor), cette dispositif est donc un empilement de trois matériaux (Figure 2.1)

1. Fonctionnent avec un seul type de charges, les électrons ou bien les trous.

un semiconducteur dopé n ou p, isolant de faible épaisseur et une couche métallique c'est la grille[15].

À l'interface SC-Oxyde une fine couche de charge inhérente au processus de fabrication, alors les trous au niveau de surface de la zone p sont repoussés vers l'intérieur, donc une ZCE négative apparaît, en outre dans le contact SC-Métal(arrière) une autre ZCE apparaît.

Lors de l'application d'une tension positive sur la grille, les électrons dans le semiconducteur dopé p s'accumulent à l'interface de SC-Oxyde, cet effet appelé l'inversion de semiconducteur. C'est le phénomène de base du fonctionnement du transistor. D'une part la zone chargée d'espace augmente due au potentiel appliqué sur la grille la structure comporte comme un condensateur plan.

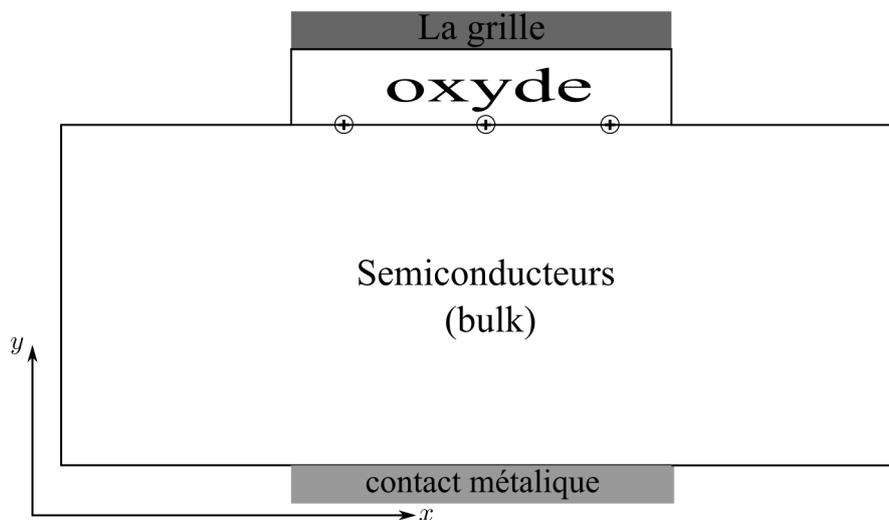


FIGURE 2.1 – La structure d'un MOS

La profondeur de la zone chargée en dessous d'Oxyde-SC est donnée par la loi de Poisson

$$y_b = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_s}{eN_a}} \quad (2.1)$$

V_s est différence de potentiel entre la surface et la volume de semiconducteur

$$V_s = -\frac{E_{F_{is}} - E_{F_{ib}}}{e}$$

avec $E_{F_{is}}$ l'énergie de niveau de Fermi au surface, et $E_{F_{ib}}$ l'énergie de niveau de Fermi au profondur.

2.2.1 Tension de seuil

La tension de seuil est la tension nécessaire pour franchir le point au nombre des électrons égale au tours ou niveau de surface[16], lorsque la tension appliqué est supérieur de la tension de seuil la ZCE atteint une valeur maximal.

2.2.2 La différence de potentiel extérieure

La différence de potentiel extérieure V_{ext} en fonction des différents potentiels présents dans le dispositif est

$$V_{ext} = (V_A - V_G) + (V_G - V_{bulk}) + (V_{bulk} - V_M) + (V_M - V_B)$$

Les potentiels par rapport au semiconducteur intrinsèque

$$V_{ext} = V_G - V_{bulk} + \phi_{MS}$$

avec

$$\phi_{MS} = \phi_{si} - \phi_G$$

ϕ_{si} pour le le semiconducteur, ϕ_G pour le matériau de grille.

La tension présente dans le dispositif dépend de la tension appliquée et des potentiels de Fermi du semiconducteur et du matériau de grille. Si on mesure le potentiel relativement au semiconducteur intrinsèque en note

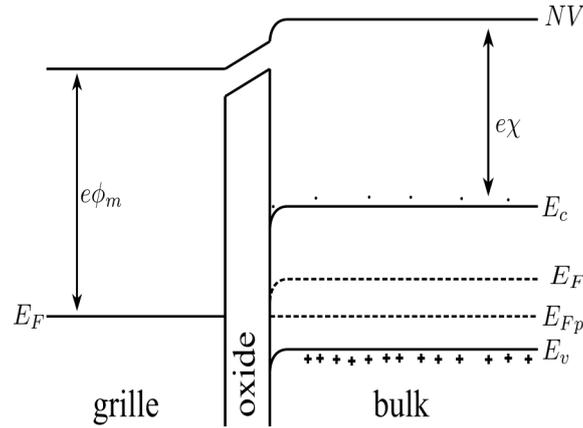
$$\begin{aligned} V_s &= V(0) - V_{bulk} \\ V_{ox} &= V_G - V(0) \end{aligned}$$

En note V_G la tension appliquée et alors on écrit donc

$$V_G = V_{ox} + V_s + \phi_{MS} \tag{2.2}$$

2.3 Diagramme de bandes d'énergies

Le diagramme de bandes d'énergies de la structure MOS représenté sur la figure 2.2



(a) Représentation des bandes d'énergie en équilibre avec la présence des états d'interface.

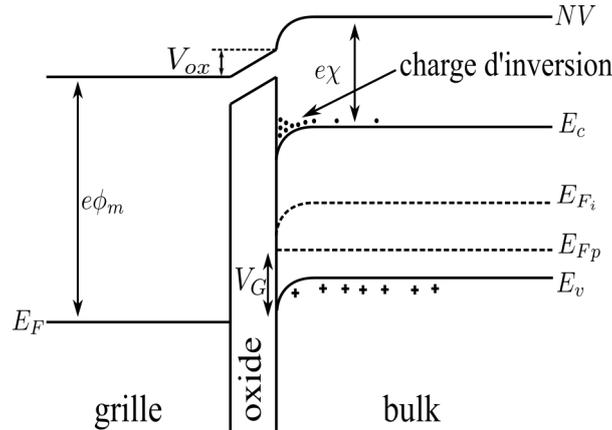

 (b) Les bandes d'énergie en polarisation positive V_G l'accumulation des électrons l'effet d'inversion.

FIGURE 2.2 – Diagramme de bandes d'énergies d'un structure MOS

2.3.1 La charge d'inversion en fonction de la tension appliquée pour un bulk de type p

La densité de porteurs dans la dispositif n'est pas constant elle varie en fonction de la tension appliquer dans la direction y , on définit la densité d'électrons et de trous

$$n(y) = n_b e^{V(y)/\phi_t} \quad (2.3)$$

$$p(y) = p_b e^{-V(y)/\phi_t} \quad (2.4)$$

n_b, p_b la densité d'électron et trou dans la profondeur de bulk, à partir de ces équation dès cas particulée peut être dérivée, la densité de électron en surface SC-Oxide $n_s = n(0)$ et aussi pour les trous $p_s = p(0)$.

Appliquons la loi de Poisson (1.39) sur cette problème avec $p_b = N_a \gg n_s$

$$\left(\frac{dV}{dy}\right)^2 = \frac{2eN_a}{\varepsilon_s} (\phi_t e^{-V(y)/\phi_t} + V(y) - \phi_t + e^{-2\phi_F/\phi_t} (\phi_t e^{V(y)/\phi_t} - V(y) - \phi_t)) \quad (2.5)$$

Examinons les différents type la charge dans dispositif :

1. Les charges positives Q'_G accumulées à la surface de la grille à l'interface avec l'oxyde, elle est reliée à la différence de potentiel V_{ox} par la relation des condensateurs plans

$$Q'_G = C'_{ox} V_{ox} \quad (2.6)$$

2. Les électrons minoritaires d'inversion Q_I , ou niveau de surface sont donné par

$$Q'_I = \int_0^{y_b} -en(y)dy \quad (2.7)$$

3. Les charges positives Q_0 , fixes, à l'interface entre l'oxyde et le semiconducteur.
4. Les ions dopants dépourvu de leurs trous Q_B dans la ZCE, elle donné en unité de surface par

$$Q'_B = \int_0^{y_b} -eN_a dy \quad (2.8)$$

La neutralité électrique implique que :

$$Q'_G + Q'_0 + Q'_I + Q'_B = 0 \quad (2.9)$$

2.3.1.1 Le régime de forte inversion

Dans ce cas ou $V_G \gg 0$, la charge par unité de surface présente en deux contribution, les électrons minoritaire d'inversion Q'_I , les ions accepteur de la ZCE Q'_B , le champ électrique E donné par

$$E = \left(-\frac{dV}{dy} \right)_{y=0} = \frac{Q'_I + Q'_B}{\epsilon_s} \quad (2.10)$$

Et l'équation (2.5) se simplifie par la condition $V_G \gg 0$ et alors $\phi_F/\phi_t \gg 1$

$$\left(\frac{dV}{dy} \right)_{y=0}^2 = \frac{2eN_a}{\epsilon_s} (V_s + \phi_t e^{(V_s - 2\phi_F)/\phi_t})$$

alors

$$\left(\frac{dV}{dy} \right)_{y=0} = \pm \left(\frac{2eN_a}{\epsilon_s} (V_s + \phi_t e^{(V_s - 2\phi_F)/\phi_t}) \right)^{1/2} \quad (2.11)$$

à partir de l'équation (2.8), (2.1), on trouve

$$Q'_B = -\sqrt{2eN_a\epsilon_s} \sqrt{V_s} \quad (2.12)$$

La charge d'inversion donc donné

$$Q'_I = -\sqrt{2eN_a\epsilon_s} \left(\sqrt{V_s + \phi_t e^{(V_s - 2\phi_F)/\phi_t}} - \sqrt{V_s} \right) \quad (2.13)$$

Et la relation entre la potentiel de surface et la tension appliqué

$$V_G = \phi_{MS} + V_s - \frac{Q'_0}{C'_{ox}} + \gamma \sqrt{V_s + \phi_t e^{(V_s - 2\phi_F)/\phi_t}} \quad (2.14)$$

avec $\gamma = \sqrt{2eN_a\epsilon_s}/C'_{ox}$

2.3.1.2 Le régime de faible inversion

Dans ce demain $V_G > 0$ de sorte que $2\phi_F > V_s > \phi_t$ alors

$$\begin{aligned} \text{Si } \xi &= \phi_t e^{(V_s - 2\phi_F)/\phi_t} \ll V_s \\ \Rightarrow Q'_I &= \sqrt{2eN_a\epsilon_s} \left(\sqrt{V_s + \xi} - \sqrt{V_s} \right) \end{aligned}$$

Un développement limité de la racine carrée permet d'écrire

$$Q'_I = -\sqrt{2eN_a\epsilon_s} \frac{\xi}{2\sqrt{V_s}} \quad (2.15)$$

En déduire la relation entre la potentiel de surface et la tension appliqué si on néglige Q'_I devant Q'_B

$$V_G = \phi_{MS} + V_s - \frac{Q'_0}{C'_{ox}} + \gamma\sqrt{V_s} \quad (2.16)$$

En défini l'idéalité n comme la dérive de la tension appliquée par rapport de la tension de surface

$$n = \frac{dV_G}{dV_s} = 1 + \frac{C'_{sc}}{C'_{ox}} \quad (2.17)$$

C'_{sc} la capacité de la zone de charge d'espace.

2.4 Le transistor MOSFET

Un transistor de type MOSFET (Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor) présente une grille métallique électriquement isolée du substrat par un oxyde, deux région fortement dopé au substrat l'un appeler Source et l'autre le Drain, on distingue deux types de ce transistor[16] :

1. MOSFET à appauvrissement

Il est constitué d'un canal de semiconducteur dopé et d'une grille se superposant exactement au canal. Cette grille est isolée du canal par une fine couche d'oxyde, on suppose, pour simplifier, que la face arrière du semiconducteur et la source sont reliées électriquement. Une tension positive V_{DS} entre drain et source a pour effet de faire passer un courant de conduction. Quand une tension négative est appliquée sur la grille, elle attire les trous du semiconducteur qui se recombinent aux électrons du canal si bien que la densité d'électrons de conduction diminue. En conséquence, le courant diminue.

2. MOSFET à enrichissement

Dans ce cas il n'y a plus de zone dopée servant de canal de conduction. Quand une tension positive est appliquée sur la grille, elle attire des électrons fournis par la source et le drain et un courant peut alors s'établir. Deux types de transistors à enrichissement, MOS canal n et MOS canal p, dans le cas d'un canal p un tension négative est appliquée sur la grille pour enrichir le canal, et les trous qui participent au conduction.

Ils est les plus utilisés du fait de leur non conduction en l'absence de polarisation, de leur forte capacité d'intégration ainsi que pour leur fabrication plus aisée.

2.4.1 Le fonctionnement d'un MOSFET

Le fonctionnement du transistor est compris quand on peut exprimer le courant sortant du drain en fonction des tensions appliquées.

Dans la structure MOS les électrons forment le canal (ZCE) viennent du substrat (bulk) et sont attiré par la grille, dans le transistor MOSFET les électrons sont fournis par la source, cette différence traduit par un différence de potentiel chimique[16].

On prend le point de contact source-bulk-oxyde (le point bleu de la Figure 2.3) comme une référence $x = 0, y = 0$, le potentiel au ce point est donné par

$$V(y) = V(0, y) - V_{SB} \quad (2.18)$$

V_{SB} est le différence de potentiel de Fermi des électrons au niveau de la surface de source et les trous de la profondeur de la dispositif, a même raisonnement dans la structure MOS en trouve la relation qui relié la potentiel appliqué V_{GB} avec le potentiel de surface $V_s(0)$

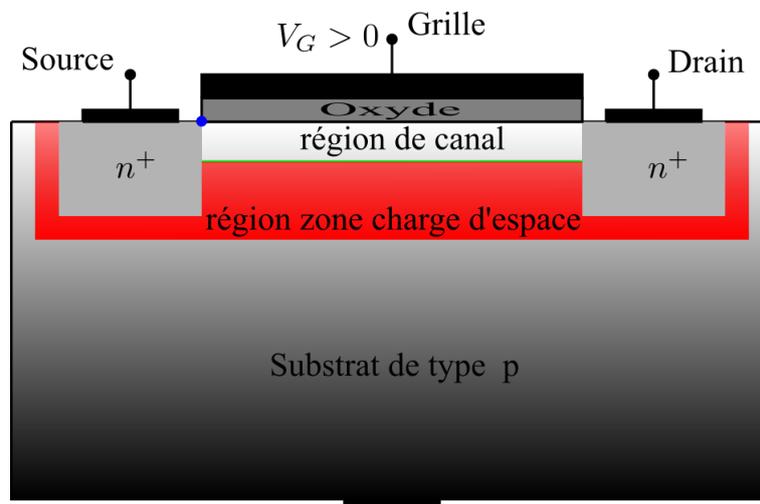


FIGURE 2.3 – MOSFET d'un substrat p

$$V_{GB} = \phi_{MS} + V_s(0) - \frac{Q'_0}{C'_{ox}} + \gamma \sqrt{V_s(0) + \phi_t e^{(V_s(0) - 2\phi_F - V_{SB})/\phi_t}} \quad (2.19)$$

et au niveau de drain en trouve

$$V(y) = V(L, y) - V_{DB} \quad (2.20)$$

et alors

$$V_{GB} = \phi_{MS} + V_s(L) - \frac{Q'_0}{C'_{ox}} + \gamma \sqrt{V_s(L) + \phi_t e^{(V_s(L) - 2\phi_F - V_{DB})/\phi_t}} \quad (2.21)$$

Le courant traversant le dispositif en régime continue et donné par

$$I_D = J_n S = -\mu_n (enS) \frac{dV_s}{dx} + \mu_n \phi_t \frac{(neS)}{dx}$$

on pose $enS = \rho S = WQ'_I$ en trouve

$$I_D = \mu_n W (-Q'_I) \frac{dV_s}{dx} + \mu_n \phi_t W \frac{Q'_I}{dx} \quad (2.22)$$

avec W la largeur de canal, et S la surface traversant par les électrons. Intégrant l'équation (2.22) de la source $x = 0$ au drain $x = L$, avec L la longueur de canal. on obtient alors

$$\int_0^L I_D dx = \mu_n W \int_{V_s(0)}^{V_s(L)} (-Q'_I) dV_s + \mu_n \phi_t W \int_{Q'_I(0)}^{Q'_I(L)} Q'_I = I_D L \quad (2.23)$$

cette équation permet à précisé la courant sortant de drain en différent régime et différent longueur de canal.

2.5 Fonctionnement du MOSFET à canal n

Le transistor est généralement constitué d'un substrat (GaAs) de type p, faiblement dopé, dans lequel on diffuse par épitaxie deux zones n^+ qui deviendront la source et le drain. Une couche d'oxyde au-dessus du canal est réréalisée aliser puis métallisé pour la grille, ce qui constitue une capacité entre la grille et le substrat.

Le courant source-drain est modulé par la tension de grille, pour le transistor à enrichissement, il faut appliquer une tension positive à la grille pour amener la capacité grille-substrat en inversion : le transistor conduit à partir d'un certain seuil.

2.5.1 La caractéristique courant-tension

Le courant au niveau de drain est donné par

$$I_{DS} = \beta \left((V_{GS} - V_{FB} - 2\phi_F) V_{DS} - \frac{1}{2} V_{DS}^2 - \frac{2}{3} \gamma ((V_s + V_{DS})^{3/2} - V_s^{3/2}) \right) \quad (2.24)$$

avec :

$$\beta = \frac{W}{L} \mu_m C_{ox}$$

W : largeur du canal.

L : longueur du canal.

V_{FB} le potentiel de bande plate ; $V_{FB} = \phi_{ms} - \frac{Q'_0}{C_{ox}}$.

V_s le potentiel de surface dans le canal ; $V_s = V_{SB} - 2\phi_F$.

V_{DS} la tension drain-source.

La courbe $I_{DS} = f(V_{DS})$ à un pente qui s'annule en fonction de l'augmentation de la tension, alors le courant sature pour un potentiel donné

$$V_{DS_{sat}} = V_{GS} - V_{FB} - 2\phi_F + \frac{\gamma^2}{2} - \gamma \sqrt{V_{GS} - V_{FB} + V_{SB} + \frac{\gamma^2}{4}} \quad (2.25)$$

Cette valeur de saturation correspondant à l'annulation de la charge inversion au niveau de drain.

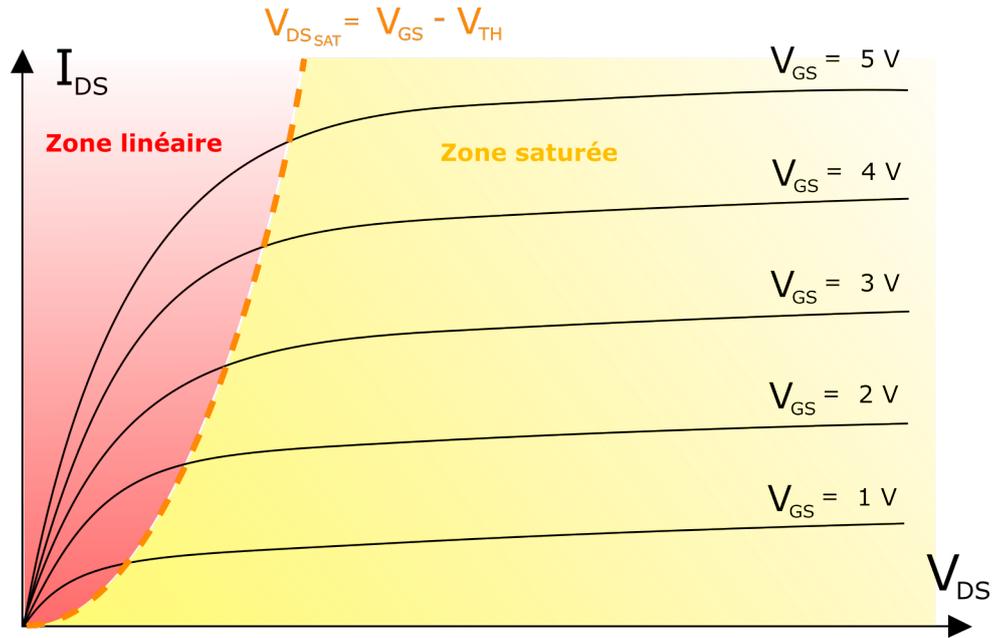


FIGURE 2.4 – Caractéristique courant-tension

Lors de augmentation de la polarisation entre le drain et la source le courant augmente (non linéairement). À partir d'une tension de drain supérieure à la tension de grille moins la tension de seuil, le champ électrostatique entre le substrat et la grille s'inverse localement au voisinage du drain créant la région de pincement (*pinch off*). Les électrons disparaissent à cet endroit, le courant sature.

Zone linéaire

$$I_{DS_{sat}} = \beta \left((V_{GS} - V_{TH})V_{DS} - \frac{1}{2}V_{DS}^2 \right) \quad (2.26)$$

Point de pincement

$$I_{DS_{sat}} = \frac{1}{2}\beta (V_{GS} - V_{TH})^2 \quad (2.27)$$

Zone saturée

$$I_{DS} = I_{DS_{sat}} \frac{L}{L - \lambda} \quad (2.28)$$

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 + \frac{V_{DS} - V_{DS_{sat}}}{V_{DS_{sat}}} \right) \quad (2.29)$$

$$\lambda_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_s}{\epsilon_{ox}} y_b T_{ox}} \quad (2.30)$$

ϵ_s permittivité du semiconducteur.

ϵ_{ox} permittivité de l'oxyde de grille.

T_{ox} épaisseur de l'oxyde de grille.

Chapitre 3

MOSFET de $GaAs$ et ses approximations

Dans un transistor MOSFET d'un canal de type n les électrons dans la BC prennent des états électroniques discrets, en connaissant ces états par la solution de l'équation de Schrödinger indépendante du temps[17].

$$H\psi = E\psi$$

3.1 L'approximation d'un potentiel infini

Les électrons d'inversion au niveau de la surface de contact SC-Oxyde voient un potentiel triangulaire due à la courbure de BC, dans ce cas l'équation de Schrödinger rend insoluble, on introduit une approximation d'un puits de potentiel infini V d'une longueur l ¹ pour résoudre ce problème :

$$V(z) = \begin{cases} 0 & 0 \leq z \leq l \\ +\infty & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (3.1)$$

avec les conditions aux limites :

$$\psi(z) = \begin{cases} 0 & z \geq l \\ 0 & z \leq 0 \end{cases} \quad (3.2)$$

Les électrons dans la BC ont une masse effective $m_e^* = 0.067m_e$ avec l'Hamiltonien² correspondant :

$$H = \frac{P^2}{2m_e^*}$$

P la quantité de mouvement, par le principe de correspondance[18] on trouve :

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \hbar\vec{k} \\ &= -i\hbar\vec{\nabla} = -i\hbar\frac{\partial}{\partial z} \\ \Rightarrow \vec{P}^2 &= -\hbar^2\frac{\partial^2}{\partial z^2} \end{aligned}$$

1. La longueur l de puits est correspondant à la profondeur de canal

2. $H=T(\text{énergie cinétique})+V(\text{énergie potentielle})$

L'équation de Schrödinger indépendante du temps devient :

$$\frac{\partial^2 \psi(z)}{\partial z^2} + k^2 E \psi(z) = 0 \quad (3.3)$$

Avec :

$$k = \sqrt{\frac{2m_e^* E}{\hbar^2}}$$

3.1.1 La solution de l'équation de Schrödinger

L'équation (3.3) est une équation différentielle d'ordre deux, dont l'équation caractéristique correspondant :

$$r^2 + k^2 = 0 \Rightarrow \Delta = -4k^2 < 0 \Rightarrow \begin{cases} r_1 = \alpha + i\beta & \alpha = \frac{b}{2a} = 0 \\ r_2 = \alpha - i\beta & \beta = \frac{\sqrt{-\Delta}}{2a} = k \end{cases}$$

Alors la solution est de la forme :

$$\psi(z) = [A \cos(kz) + B \sin(kz)]$$

A et B sont des constant non nul, pour trouvé A et B on utilise l'équation (3.2)

$$\begin{cases} \psi(0) = A \cos(k0) + B \sin(k0) = 0 & \Leftrightarrow A = 0 \\ \psi(l) = B \sin(kl) = 0 & \text{ssi } kl = n\pi \Leftrightarrow k = \frac{n\pi}{l} \end{cases}$$

Donc :

$$\psi(z) = B \sin(kl)$$

Pour déterminé B on va utiliser la condition de normalisation

$$\int_0^l \psi^*(z) \psi(z) dz = 1 \Leftrightarrow |B|^2 \int_0^l \sin^2(kz) dz = 1$$

on trouve que $B = \sqrt{\frac{2}{l}}$ et finalement :

$$\psi(z) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin(kz) \quad (3.4)$$

3.1.2 L'énergie d'un électron dans BC

On a :

$$E = \frac{P^2}{2m_e^*} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m_e^* l^2}$$

Alors que l'énergie dépend de n et l avec $n \in \mathbb{N}^*$:

$$E_n(l) = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m_e^* l^2} \quad (3.5)$$

Pour l'état fondamental $n = 1$ et l'état $n = 2$ d'une profondeur de longueur $l = 12nm$, on trouve :

$$\begin{aligned} E_1(12) &= 0.0389eV \\ E_2(12) &= 0.1556eV \end{aligned}$$

3.2 Programme en Fortran tracé le graphe $E_n = f(l)$

```
program puit
implicit none
integer, parameter :: dp = selected_real_kind(14,200)
integer :: n, i, lmax, lmin, ite
real (dp) :: dl
real (dp), allocatable :: l(:), En(:)
dl = 0.01
lmax =20
ite = lmax/dl
allocate (l(1 :ite),En(1 :ite))
do i=1, ite
    l(i) = dl*i
end do
open (7,file='output.dat',status='unknown',form='formatted')
    boucle : do
        write (*,'("n > ",$)')
        read (*,*) n
        if (n<=0) then
            deallocate(l,En)
            stop
            end if
        call Ener (n,l,En,ite)
        do i=100, ite
            write(7,*) l(i),En(i)
        end do
        write(7,*)
    end do boucle
end program puit
subroutine Ener (n,l,En,ite)
implicit none
integer, parameter :: dp = selected_real_kind(14,200)
integer, intent (in) :: n,ite
real (dp), intent (in) :: l(1 :ite)
real (dp), intent (out) :: En(1 :ite)
integer :: i
do i=1, ite
    En(i) = 5.613008237_dp* n**2/l(i)**2
enddo
return
end subroutine Ener
```

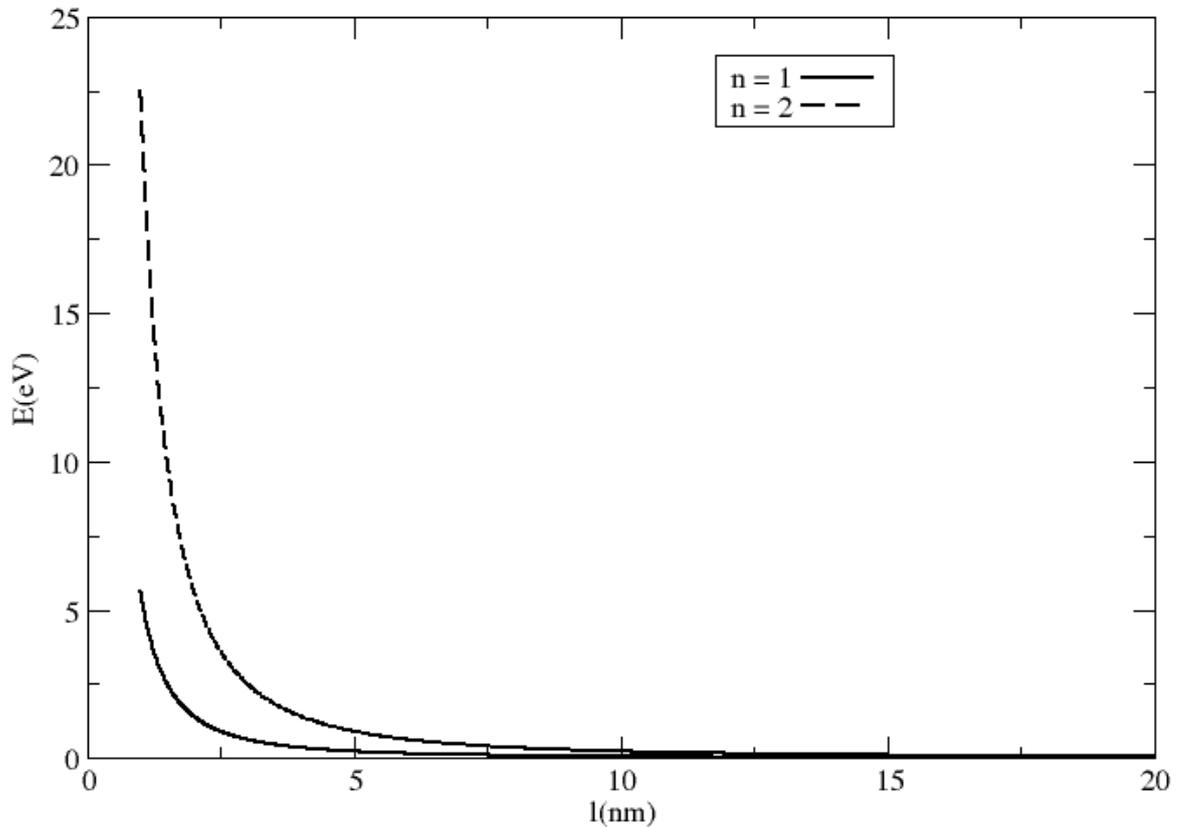


FIGURE 3.1 – La variation de l'énergie de l'état fondamentale ($n=1$) et le première état excité en fonction de la longueur de puits

Le graphe représente la variation de l'énergie de l'état fondamentale ($n=1$) et le première états excité en fonction de la longueur de puits. Nous notons que l'énergie décroissant en échelle logarithme en fonction de l'augmentation de la longueur de puits l , alors que la différence entre deux niveaux successive diminué aussi en fonction de l'augmentation de l .

3.3 L'effet du champ magnétique uniforme

L'électron dans la BC est caractérisé par un moment magnétique intrinsèque due au spin[18] et un masse effective :

$$\vec{M} = -g \frac{e}{2m_e^* c} \vec{S} \quad (\text{CGS})$$

e la charge élémentaire.

g est le facteur de Landé pour l'électron de GaAs : $g = -0.44$ [19]

m_e^* la masse effective de l'électron dans la BC pour GaAs : $m_e^* = 0.067m_e$

c la vitesse de la lumière.

\vec{S} moment cinétique de spin : $\vec{S} = \frac{\hbar}{2}\vec{\sigma}$
 $\vec{\sigma}$ la matrice de Pauli³.

Lorsque on applique un champ magnétique le moment magnétique \vec{M} tend à s'orienter suivant la direction du champ et une énergie potentielle magnétique[20]⁴ est attribuée à cette interaction :

$$\begin{aligned} E_M &= -\vec{M} \cdot \vec{B} \\ &= g \frac{e\hbar}{4m_e^*c} \vec{\sigma} \cdot \vec{B} \\ &= g \frac{m_e}{2m_e^*} \mu_B \vec{\sigma} \cdot \vec{B} \end{aligned}$$

avec μ_B magnéton de Bohr

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} \quad (\text{CGS})$$

3.4 La quantification de Landau

La quantification de Landau désigne la quantification des orbites cyclotroniques de particules chargées dans un champ magnétique. En conséquence, les particules chargées peuvent seulement occuper des orbitales d'énergie discrète (ou quantique), appelées niveaux de Landau[20].

Puisque que le gap de GaAs est direct et moyen, alors le champ magnétique est normal ou faible incliné par rapport à l'interface, par conséquent la vitesse des électrons est différent avec le cas sans champ magnétique extérieur. Pour résoudre ce problème on utilise la quantification de Landau pour écrire la nouvelle vitesse :

$$m_e^* \vec{v} = \vec{p}_\alpha + \frac{e\vec{A}_\alpha}{c} \quad \alpha = x, y, z \quad (\text{CGS}) \quad (3.6)$$

Le vecteur potentiel choisi par la jauge Landau :

$$\vec{A} = \begin{pmatrix} -B_z y \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

et l'Hamiltonien devient :

$$\begin{aligned} H &= \frac{P^2}{2m_e^*} + g \frac{m_e}{2m_e^*} \mu_B \sigma_z B_z \\ &= \frac{1}{2m_e^*} \left(\left(p_x - \frac{eBy}{c} \right)^2 + p_y^2 + p_z^2 \right) + g \frac{m_e}{2m_e^*} \mu_B \sigma_z B_z \\ &= \frac{1}{2m_e^*} \left((p_x - m_e \omega_c y)^2 + p_y^2 + p_z^2 \right) + g \frac{m_e}{2m_e^*} \mu_B \sigma_z B_z \end{aligned}$$

3. $\vec{\sigma} = \sigma_x \vec{u}_x + \sigma_y \vec{u}_y + \sigma_z \vec{u}_z$ avec $\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$

4. ou bien l'Hamiltonien d'un spin 1/2 soumis à un champ magnétique externe \vec{B}

Avec ω_c est la pulsation de cyclotron

$$\omega_c = \frac{eB}{m_e c} \quad (\text{CGS})$$

on peut réécrire l'Hamiltonien sous la forme suivant :

$$H = \frac{\Pi_x^2 + \Pi_y^2}{2m_e^*} + \frac{p_z^2}{2m_e^*} + g \frac{m_e}{2m_e^*} \mu_B \sigma_z B_z$$

avec l'opérateur de quantité de mouvement :

$$\Pi_\alpha = p_\alpha + \frac{e\vec{A}_\alpha}{c} \quad \alpha = x, y, z$$

la relation de commutation de l'opérateur de quantité de mouvement :

$$[\Pi_i, \Pi_j] = i\hbar \varepsilon_{ijk} B_k, \quad \forall i, j, k \in x, y, z$$

ε_{ijk} est le symbole de Lévi-Civita, et en introduire les opérateurs suivant :

$$a = \frac{\Pi_x + i\Pi_y}{\sqrt{2m_e \hbar \omega_c}} \quad ; \quad a^\dagger = \frac{\Pi_x - i\Pi_y}{\sqrt{2m_e \hbar \omega_c}} \quad (3.8)$$

Avec :

$$aa^\dagger = \frac{\Pi_x^2 + \Pi_y^2}{2m_e \hbar \omega_c} - \frac{1}{2}$$

Alors l'Hamiltonien devient :

$$H = \underbrace{\frac{m_e}{m_e^*} \hbar \omega_c \left(aa^\dagger + \frac{1}{2} \right)}_{H_1} + \underbrace{\frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_e^*}}_{H_2} + g \underbrace{\frac{m_e}{2m_e^*} \mu_B \sigma_z B_z}_{H_3} \quad (3.9)$$

H_1 est l'Hamiltonien de l'oscillateur harmonique.

H_2 l'énergie cinétique d'une particule libre à une dimension.

H_3 l'énergie potentielle magnétique.

3.4.1 L'Hamiltonien sous forme matriciel

on développe la matrice de pauli dans l'Hamiltonien H_3 et multiplié les termes H_1, H_2 par la matrice identité

$$\begin{aligned} H &= \frac{m_e}{m_e^*} \hbar \omega_c \left(aa^\dagger + \frac{1}{2} \right) \mathbb{1} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_e^*} \mathbb{1} + g \frac{m_e}{2m_e^*} \mu_B B_z \sigma_z \\ &= \begin{pmatrix} \frac{m_e}{m_e^*} \hbar \omega_c \left(aa^\dagger + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_e^*} + g \frac{m_e}{2m_e^*} \mu_B B_z & 0 \\ 0 & \frac{m_e}{m_e^*} \hbar \omega_c \left(aa^\dagger + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_e^*} - g \frac{m_e}{2m_e^*} \mu_B B_z \end{pmatrix} \end{aligned}$$

3.4.2 L'énergie propre

L'équation aux valeurs propres donne par :

$$H|\psi\rangle = E|\psi\rangle$$

Selon l'équation (3.9) la fonction d'onde propre dépende de (n, ν, m_i) , avec :

$$\begin{aligned} \langle\psi|\psi\rangle &= \\ &= \langle n_1\nu_1 \pm \frac{1}{2} | n_2\nu_2 \pm \frac{1}{2} \rangle \\ &= \delta_{n_1 n_2} \delta_{\nu_1 \nu_2} \end{aligned}$$

Alors l'énergie propre :

$$\begin{aligned} E_{n,\nu} &= \langle n_1\nu_1 \pm \frac{1}{2} | H | n_2\nu_2 \pm \frac{1}{2} \rangle \\ &= \langle n_1\nu_1 \pm \frac{1}{2} | \frac{m_e}{m_e^*} \hbar\omega_c \left(aa^\dagger + \frac{1}{2} \right) | n_2\nu_2 \pm \frac{1}{2} \rangle \\ &\quad + \langle n_1\nu_1 \pm \frac{1}{2} | g \frac{m_e}{2m_e^*} \mu_B B_z | n_2\nu_2 \pm \frac{1}{2} \rangle \\ &\quad + \langle n_1\nu_1 \pm \frac{1}{2} | \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_e^*} | n_2\nu_2 \pm \frac{1}{2} \rangle \\ &= \left(\frac{m_e}{m_e^*} \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) \pm g \frac{m_e}{m_e^*} \mu_B B_z + \frac{\hbar^2 \pi^2 \nu^2}{2m_e^* l^2} \right) \delta_{n_1 n_2} \delta_{\nu_1 \nu_2} \end{aligned}$$

Plus de simplification pour le cas $(n_1 = n_2)$ et $(\nu_1 = \nu_2)$

$$E_{n,\nu} = \frac{\mu_B}{0.067} (2n + 1 \pm g) B_z + \frac{\hbar^2 \pi^2 \nu^2}{2m_e^* l^2}$$

3.5 Programme en fortran tracé le graph ($E_{n,\nu} = f(B)$)

```

program magn
implicit none
integer, parameter :: dp = selected_real_kind(14,200)
integer :: n, v, i, j, lmax, Bmax, ite
real (dp) :: dB, l
real (dp), allocatable :: Env( : ), B( : )
l = 12
dB = 0.01
Bmax = 16
ite = Bmax/dB
allocate (B(1 :ite), Env(1 :ite))
do i=1, ite
    B(i) = dB*i
end do
open (7, file='output.dat', status='unknown', form='formatted')
    
```

```

    boucle : do
        write (*, ' ("n,v,j(+ ou - (1)) > ",$)')
        read (*,*) n,v,j
        if (v<=0) then
            deallocate(B,Env)
            stop
            end if
        call Ener_mag (n,v,j,l,B,Env,ite)
        do i=100, ite
            write(7,*) l(i),En(i)
        end do
        write(7,*)
    end do boucle
    close(7)
end program magn
subroutine Ener_mag (n,v,j,l,B,Env,ite)
implicit none
integer, parameter :: dp = selected_real_kind(14,200)
integer, intent (in) :: n,v,j,ite
real (dp), intent (in) :: B(1 :ite),l
real (dp), intent (out) :: Env(1 :ite)
integer :: i
do i=1, ite
    Env(i) =(8.640327529e-4_dp * (2*n + 1 + j*(-0.44_dp)) * B(i))
+ (5.613008237_dp * (v**2/l**2))
    enddo
return
end subroutine Ener_mag

```

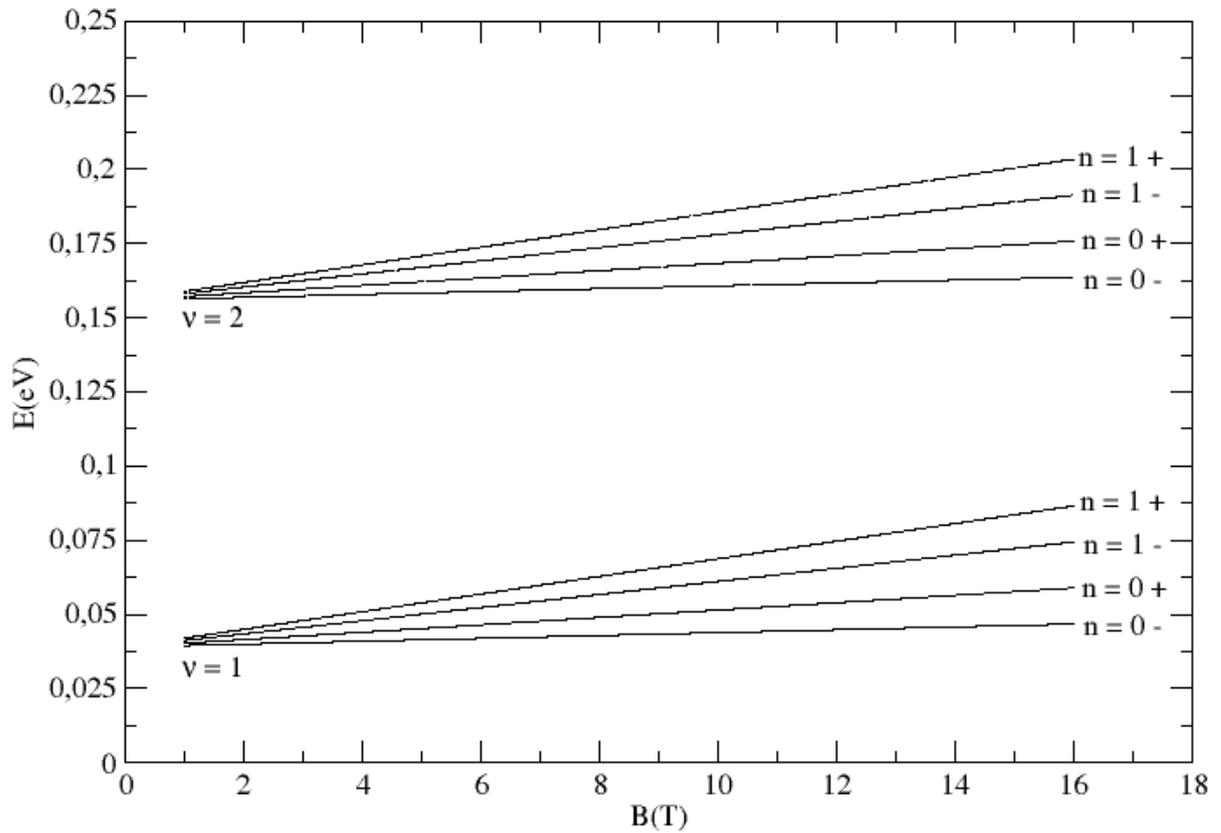


FIGURE 3.2 – La variation de l'énergie sous l'application d'un champ magnétique uniforme sur les électrons d'un MOSFET de GaAs

La figure 3.2 représente la variation de l'énergie sous l'application d'un champ magnétique uniforme sur les électrons d'un MOSFET de GaAs, nous notons que chaque niveau électronique dégénéré deux fois, et l'énergie croissant linéairement en fonction de l'augmentation du champ magnétique.

Conclusion

L'occupation des niveaux électroniques par électrons dans la BC obéit au principe d'exclusion de Pauli, à conséquence de la propriété intrinsèque des électrons chaque niveau électronique peut répartie par deux électrons en différent états quantique.

En l'absence du champ magnétique, l'énergie des électrons du MOSFET de GaAs est diminuée en fonction de l'augmentation de la longueur de profondeur du canal, l'électron prendre l'état fondamentale de l'énergie $E_1(12) = 0.0389\text{eV}$ dans une profondeur de 12nm.

En présence d'un champ magnétique uniforme, et comme chaque niveau présente deux électrons en différent état de spin l'un est de spin up l'autre et l'autre de spin down, l'effet de champ est de déviée les deux électrons l'un par rapport à l'autre d'un distance d'énergie de l'ordre de 0.2 eV pour un champ intense de 16 T et dans un profondeur du canal de longueur de 12nm, chaque niveau électronique dégénéré deux fois.

Bibliographie

- [1] Donald A. Neamen., Semiconductor physics and devices., fourth edition McGraw Hill 2012.
- [2] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin : Solid state physics, Saunders college., (1975).
- [3] C. Kittel : Physique de l'état solide., 7^e édition Dunod (1996).
- [4] L. Landau et E. Lifchitz : Mécanique quantique, Theorie non relativste, Mir. Moscou, (1980).
- [5] Henry Mathieu, Physique des semiconducteurs et des composants électronique., 5^e édition Dunod (2004).
- [6] Internet, Crystallography Open Database., Structure de GaAs. COD ID : 9008845.
- [7] S. M. Sze : Physics of semiconductor Devices, John Wiley & Sons., (1992).
- [8] A. Matulis, K. Piragas, Sov. Phys. Semicond., 9, 1432 (1976).
- [9] C. Ngô, H. Ngô, Physique statistique introduction., 3^e édition Dunod (2007).
- [10] P. Kiréev : La physique des semi-conducteurs, Mir. Moscou., (1980).
- [11] N. F. Gashimzade, E. L. Ivchenko, Sov. Phys.-Semicond., 25, 195 (1991).
- [12] N. G. Einpruch, W. R. Frensley : Heterostructures and quantum devices, Acadimic Press,Inc., (1996).
- [13] LAROUSSEN. L'encyclopédie nomade., (2006).
- [14] E. L. Ivchenko, A. V. Kavokin, Phys. Semicond., 25, 1070 (1991).
- [15] E. L. Ivchenko, G. E. Pikus : Superlattice and other heterostructures, Spring-Verlag Berlin Heidelberg., (1995).
- [16] H. Chu, Y. C. Chang, Phys. Rev. B., 40, 5497 (1989).
- [17] C. C. Tannoudji., Physique quantique.,2^e édition Hermann (1997).
- [18] J. Hladik, M. Chrysos, Mécanique quantique.,3^e édition Dunod (2006).
- [19] A. PANKRATOV, thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie., (2017).
- [20] L. Landau, E. Lifchitz : Electrodynamiques des milieux continus, Mir. Moscou., (1969).

Résumé

(Français)

Parmi les dispositifs semiconducteurs le MOSFET prend une grande part sur l'évolution électronique moderne, dans cette mémoire on discute la physique fondamentale des semi-conducteurs, et de MOSFET, puis on précise les états énergétiques des électrons dans la bande de conduction sans et sous l'application d'un champ magnétique dans l'approximation d'un puits infini pour un transistor de type MOSFET de l'arséniure de gallium (GaAs) à grille oxydée.

(Anglais)

Among the semiconductor devices the MOSFET take a large part on the modern electronic evolution, in this memory we discuss the fundamental physics of semiconductor, and MOSFET, then we specify the energy states of the electrons in the conduction band without and under the application of a magnetic field in the infinite well approximation for an oxidized gate gallium arsenide (GaAs) MOSFET transistor type.

(عربي)

من بين أجهزة أشباه الموصلات ، تأخذ MOSFET جزءًا كبيرًا من التطور الإلكتروني الحديث ، في هذه الذاكرة ناقش الفيزياء الأساسية لأشباه الموصلات ، و MOSFET ، ثم نحدد حالات طاقة الإلكترونات في نطاق التوصيل بدون وتحت تطبيق المجال المغناطيسي في تقريب البئر اللانهائي لبوابة مؤكسدة من (GaAs) ترانزستور MOSFET.