

DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR

ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

CENTRE UNIVERSITAIRE LARBI BEN M'HIDI - OUM EL BOUAGHI

INSTITUT DES SCIENCES EXACTES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre :

Série :

MEMOIRE

Présenté pour obtenir le diplôme de Magister en Physique

Filière : Physique

Option : Physique de la matière condensée

THEME

Phénomène de transport dans les semiconducteurs

Par

DJEBBARI Nahla

Soutenu le : / /

Devant le jury :

Président	C. AZIZI	Prof.	C. U. Larbi Ben M'Hidi.	O.E.Bouaghi
Rapporteur	A. BOUDINE	M.C.	C. U. Larbi Ben M'Hidi.	O.E.Bouaghi
Examineur	M.ZAABAT	M.C.	C. U. Larbi Ben M'Hidi.	O.E.Bouaghi
Examineur	Y.SAIDI	M. C.	U. Mentouri	Constantine

Remerciement

Tout d'abord, je remercie Dieu qui à donné force et volonté pour réaliser ce travail.

Je tiens à souligner l'excellent remerciement à Messieurs **A. BOUDINE**, mette de conférence à l'université de Oum El-Bouaghi pour l'honneur qu'il ma fait en proposant ce thème, m'encourageant et me dirigeant pour la bonne réalisation de ce domaine.

Je adresse mes sincères remerciements à Madame **C. AZIZI**, professeur au Centre Universitaire de Oum El bouaghi, pour l'intérêt qu'elle a porté a mon travail en me faisant l'honneur de présider le jury de ma soutenance..

Je tiens à remercier aussi Messieurs **M. ZAABAT**, mette de conférence à l'université de Oum El-Bouaghi, **Y. SAIDI**, mette de conférence à l'Université de Constantine, pour leur contribution à diriger ce travail efficacement. Ces quelques lignes sont insuffisantes pour exprimer ma reconnaissance pour la confiance qu'ils m'ont témoignée, pour leurs attentions jamais relâchées qu'ils ont portées à mon travail et pour m'avoir fait l'honneur d'accepter d'être examinateurs de ce travail.

A la fin, je tiens à remercier tout ceux qui m'ont aidée de près ou de loin, pour réaliser ce modeste mémoire.

Table Des Matieres

Liste des figures	i
Liste des tableaux	ii
Liste des symboles	iv
Introduction générale	01
Chapitre I. Généralité sur les semiconducteurs	
I. Introduction	03
I.1 .Isolants, semiconducteurs, conducteurs	03
I.2. Semiconducteurs	04
II. Transport de charge dans les semiconducteurs	05
II.1. Concentration de porteurs dans un semiconducteur	05
II.1.1. Concentration de donneurs- semiconducteurs dopés N (négativement)	09
II.1.2. Concentration d'accepteurs- Semiconducteurs dopés P (positivement)	10
II.1.3. Loi d'action de masse	10
II.2. Courant de conduction dans un semiconducteur	11
II.2.1.Densité de courant	11
II.2.2.Conductivité, résistivité et loi d'Ohm	12
III Matériaux semiconducteurs III-V	13
III.1 Introduction	13
III.2 Définition des semiconducteurs III-V	14
III.3. Composés binaires, ternaires et quaternaires des S/C III/V	14
III.3.1. Composés binaires	14
III.3.2. Composés ternaires et quaternaires	15
III.4. Structure cristalline	16
IV. Transistors à effet de champ FETs	17

Click Here to upgrade to
Unlimited Pages and Expanded Features

FETs	17
IV-1-1 JFET et le MOSFET (modulation de la section du canal)	18
IV-1-2 MOSFET et le HEMT	19
IV-2 Caractéristique de transfert de transistor HEMT	22

Chapitre II. La spintronique dans les semiconducteurs

I Spintronique dans les semiconducteurs	23
I-1 Introduction	23
I-2 Spintronique	23
II Transistor à effet de champ à rotation de spin	24
II-1 Introduction	24
II-2 Définition de spin-FET	24
II-2-1 Application potentielle	26
III Injection de courant polarisé	27
III-1 Etude expérimentale du transistor à rotation de spin	27
III-2 Injection de porteurs polarisés dans un matériau semiconducteur	28
III-2-1 Etablissement d'un courant polarisé dans un semiconducteur	28
III-3 Modèle pour le transport de spin dans les systèmes diffusifs	29
III-3-1 Application au transport à travers l'interface FM/SC	29
III-4 Solutions au problème de « Conductivity Mismatch »	32
IV. Spin-LEDs	33

Chapitre III. Transport polarisé de spin dans les semiconducteurs

I Transport de spin dans les semiconducteurs	34
I-1 Interaction spin-orbite	34
II Mécanismes modifiant l'orientation de spin	36
II-1 Mécanisme Elliot-Yafet (EY)	36
II-2 Mécanisme D'yakonov-Perel (DP)	37

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

s (BAP)	38
II-4 Estimation théorique	38
II-5 Couplage spin- orbite de Dresselhaus	39
II-6 Couplage spin- orbite de Rashba	39
II-6-1 Effet du mécanisme sur l'orientation de spin	41
II-6-1-1 Nature de la précession de spin	41
II-6-1-2 Précession de spin en gaz 1D	44
III- Description des gaz d'électrons	45
III-1 Description d'un gaz 3D	45
III-2 Description d'un gaz 1D	46
V Choix du matériau de canal	48
IV Résumé	50

Chapitre IV. Transistor spin FET confiné à canal 1D

I- Transport polarisé en spin confiné dans le canal 1D formé dans $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ d'un spin-FET.	52
I-1 Précession de spin cohérente	52
I-2 Variations du courant de drain	55
I-3 Influence du terme du Dresselhaus et Rashba	62
II Intérêt du spinofFET	64
III Etude de la transconductance	65
Conclusion générale	70
Référence	71

Introduction Générale

Le paradoxe des composants électroniques est qu'ils irriguent la vie économique et façonnent les comportements sociaux tout en ayant une existence quasi confidentielle. Peu d'objets sont aussi discrets qu'une puce de silicium. Pourtant depuis notre réveil par la radio jusqu'à l'extinction des lumières, nous sommes environnés d'objets dont les fonctionnalités n'existent que grâce aux composants électroniques. Cette abstraction nous amène à oublier que ces composants sont à la fois un condensé de science et de développement technologique de très haut niveau et, dans le même temps, un facteur de progrès socio-économique sans égal depuis la généralisation de l'électricité [1].

Les semiconducteurs sont omniprésents dans notre vie quotidienne et ont un poids décisif dans l'économie. Ils ont été à la source d'une révolution tranquille qui a porté une grande part de la croissance de l'économie mondiale depuis un demi-siècle, notamment grâce à l'invention du transistor.

L'idée de base de ce travail est une structure hybride ferromagnétique/semiconducteur qui a été proposée en 1990 par deux chercheurs américains, Datta et Das [2]. Il s'agit d'un transistor HEMT dans lequel les zones de contacts de source et de drain sont remplacées par des contacts ferromagnétiques. La viabilité de ce nouveau concept de transistor n'a pas encore été démontrée, mais cette idée a suscité récemment des travaux de recherche dans différents pays.

L'idée de Datta et Das consiste à moduler le courant de drain dans un HEMT non seulement par l'effet de champ classique, mais également par le contrôle par la grille de l'orientation de spin des électrons dans le canal de conduction du transistor à rotation de spin ou spin-FET. Pour cela, il est tout d'abord nécessaire de polariser l'orientation de spin des électrons injectés en début de canal. C'est le rôle de la source ferromagnétique, qui doit injecter préférentiellement des électrons de spin orienté selon l'axe source-drain. Ensuite, on souhaite pouvoir contrôler par la tension de grille la rotation de spin des électrons dans le canal du HEMT. Enfin, il faut analyser l'orientation de spin des électrons en fin de canal. C'est le rôle du drain ferromagnétique qui doit collecter préférentiellement des électrons de spin orienté selon l'axe source-drain.

Le principe de fonctionnement du spin-FET repose sur deux concepts, d'une part le transport polarisé en spin dans les hétérostructures semiconductrices III-V et d'autre part

L'injection/collection polarisée en spin dans les contacts entre métaux ferromagnétique et semiconducteurs.

Ce travail est organisé en quatre chapitres :

Dans le premier chapitre nous avons traité les généralités et les principes fondamentaux des semiconducteurs.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté les concepts de base de la spintronique et son application dans le cadre des dispositifs à semiconducteurs III-V c-à-d le spin-FET. Ensuite nous présentons une étude sur le phénomène d'injection/collection dans les contacts ferromagnétiques/semiconducteurs.

Le troisième chapitre est consacré à la modélisation du transport polarisé en spin dans les hétérostructures semiconductrices III-V. Pour ce la, nous avons passé en revue les différents mécanismes qui agissent sur la spintronique. Nous nous sommes intéressés ensuite à l'importance de couplage spin-orbite de Rashba dans cette structure.

Dans **le quatrième chapitre**, nous avons exposé les résultats obtenus dans le cas du transport en canal 1D. Nous avons mis tout d'abord une équation du transport polarisé en spin, puis nous avons étudié un modèle analytique simplifié pour décrire le fonctionnement du transistor.

Enfin, nous avons donné notre conclusion générale sur le contenu de Ce travail et les perspectives qu'en découlent.

I Généralité sur les semiconducteurs

1-1 Introduction

Ce chapitre, essentiellement descriptif, a pour objet de donner les principes fondamentaux des modèles simples de semiconducteurs intrinsèques et extrinsèques de type **N** et de type **P**. La connaissance de ces modèles permet, par la suite, de rendre compte du comportement des dispositifs à semiconducteurs tels que les diodes, les transistors bipolaires, les transistors à effet de champ, ... etc.

I-2 Isolants, semiconducteurs, conducteurs

On distingue isolants, semiconducteurs et conducteurs à partir de leur structure de bande d'énergie (figure I.1) [3]. E_c est la limite basse en énergie de la bande de conduction. E_v est la limite haute en énergie de la bande de valence. L'énergie s'exprime en électron-volt (eV). A la température 0°K , tous les électrons se trouvent dans la bande de valence pour les isolants et les semiconducteurs. Lorsque la température s'élève, l'énergie apportée aux électrons n'est pas suffisante pour les faire passer de la bande de valence à la bande de conduction pour un isolant ($E_g = 6 \text{ eV}$) tandis que pour un semiconducteur quelques électrons passeront de la bande de valence à la bande de conduction ($E_g = 1 \text{ à } 1,5 \text{ eV}$).

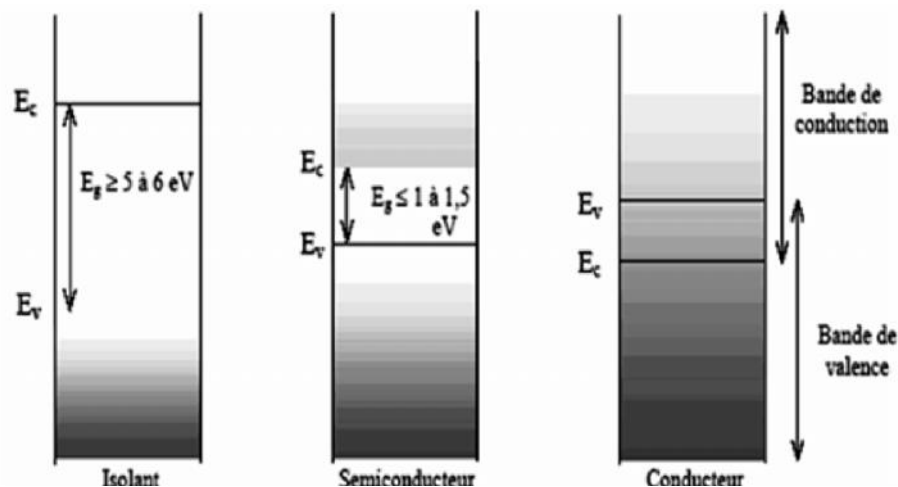


Figure I-1 Diagrammes des bandes d'énergies des différents types d'éléments. [3]

I-3 Semiconducteurs

Les principes fondamentaux de la physique des semiconducteurs reposent sur la théorie quantique des solides cristallins et sur la statistique de Fermi-Dirac. L'étude des propriétés électriques de ces matériaux semiconducteurs a révélé l'existence de deux bandes d'énergies caractéristiques (figure I-2) séparées par un "gap" ou bande interdite (B_i). Ces deux bandes sont définies respectivement pour la plus haute et la plus basse en énergie comme bande de valence (B_v) et bande de conduction (B_c) [3, 6-8].

Du point de vue de leur conductivité électrique (), les semiconducteurs occupent une place intermédiaire entre les métaux et les isolants, avec comme exemples typiques les valeurs rassemblées dans le tableau I-1. Ces valeurs peuvent changer :

- ✓ Nature et quantité des impuretés,
- ✓ Température,
- ✓ Champ électrique ou excitation par des photons.

En général, les semiconducteurs sont classés en deux groupes :

- ✓ Les semiconducteurs intrinsèques,
- ✓ Les semiconducteurs extrinsèques.

Tableau I-1 Conductivité électrique des métaux, des semiconducteurs et des isolants. [4]

Métaux	$= 10^6$ à 10^4 cm^{-1}
semiconducteurs	$= 10^2$ à 10^{-10} cm^{-1}
Isolants	$= 10^{-14}$ à 10^{-16} cm^{-1}

Les semiconducteurs intrinsèques [6-8] sont des matériaux, en principe, chimiquement purs et structurellement parfaits. Leur caractéristique principale est qu'à toute température, les concentrations d'électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence sont égales, figure 1.2 a.

Les semiconducteurs extrinsèques [6-8], au contraire sont des matériaux dopés par des impuretés, dont la nature et la concentration de ces impuretés provoquent un déplacement du niveau de Fermi. Selon le porteur de charge majoritaire nous aurons un semiconducteur de type :

- ✓ **N**, si ce sont des électrons (e) dans la bande de conduction (figure 1.2 **b**).
- ✓ **P**, si ce sont des trous (p) dans la bande de valence (figure 1.2 **c**).

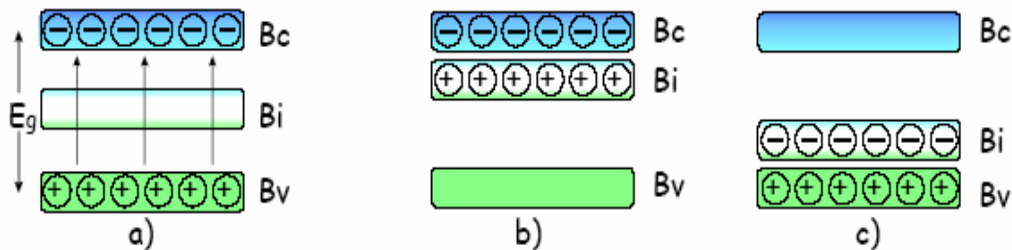


Figure1-2 Génération d'électrons et de trous libres pour un semiconducteur;(a) intrinsèque. Distribution des porteurs de charges dans le semiconducteur extrinsèque: (b) de type - N et (c) de type - P. B_C représente la bande de conduction et B_V la bande de valence.

[4]

II Transport de charge dans les semiconducteurs

II-1 Concentration de porteurs dans un semiconducteur

Lorsqu'un électron quitte la bande de valence pour se retrouver délocalisé dans la bande de conduction, l'atome possède ainsi un électron de moins sur sa couche externe, donc il est un porteur d'une charge électrique positive $q = +1.602 \cdot 10^{-19} C$. Un tel manque d'électron au niveau d'une liaison de covalence est appelé un trou. Son énergie se situe dans la bande de valence. La notion essentielle est que ce trou pourra participer à la conduction dans la bande de valence de la manière suivante: un électron d'une liaison voisine du trou pourra facilement se déplacer pour venir compléter cette liaison sous l'effet d'une faible énergie laissant par la même, un trou à son ancien emplacement. Tout se passe comme si le trou s'était déplacé dans la direction opposée à celle de l'électron.

Le courant total est donc issu du mouvement total des charges dans la bande de conduction et dans la bande de valence. Au sein de cette dernière bande remplie d'électrons, il est clair que seule une lacune d'électrons peu autoriser un mouvement des autres électrons. Par conséquent, seule la concentration de trous compte pour évaluer le courant de la bande de

valence [3, 6,8]. Les concentrations n et p de porteurs de charges dans les bandes peuvent être aisément évaluées [5] si en électrons :

- ✓ d'une part la densité de places disponibles dans les bandes,
- ✓ d'autre part la probabilité qu'un porteur occupe l'une de ces places.

La première grandeur est la densité effective d'état dans les bandes de valence et de conduction. Un raisonnement relativement simple [5] dans l'espace des fréquences spatiales

$k_i = \frac{2\pi}{a} i$ $i \equiv \{x, y, z\}$ utilisant la répartition périodique des atomes au sein du cristal, permet

de montrer que cette densité dépend de l'énergie et s'exprime différemment pour la bande de conduction (B_C) et de valence (B_V):

$$N_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad [\text{Nombre d'états possibles/eV/cm}^3] \quad (\text{I.1})$$

$$N_v(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_v}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_v - E)^{1/2} \quad [\text{Nombre d'états possibles/eV/cm}^3] \quad (\text{I.2})$$

Cette différence tient au fait que la masse du porteur de charge est modifiée -masse effective- par les forces de liaisons qui le lie dans le cristal. Elle contient l'inertie additionnelle que donne, au porteur, le potentiel cristallin généré par les atomes du cristal. Les masses varient donc d'une bande de potentiel à une autre. Le tableau I.2 présente les valeurs des masses effectives des électrons dans la B_C , m_c et des trous dans la B_V , m_v ainsi que les valeurs des densités d'états telles que définies en (I.7) pour les principaux matériaux semiconducteurs.

Tableau I-2 Tableau comparatif entre les différents paramètres des principaux semiconducteurs ($m_0 = 9.1 \times 10^{-31} \text{ Kg}$) [3]

	E_g (eV) à 300 K	n_i (cm ⁻³)	m_c / m_0	m_v / m_0	N_C (cm ⁻³)	N_V (cm ⁻³)
Si	1.12	1.45×10^{10}	1.06	0.59	2.7×10^{19}	1.1×10^{19}
Ge	0.66	2.4×10^{13}	0.55	0.36	1×10^{19}	0.5×10^{19}
GaP	2.25	1	0.78	0.83	1.7×10^{19}	1.9×10^{19}
GaAs	1.43	9×10^6	0.066	0.64	0.04×10^{19}	1.3×10^{19}
InP	1.27	3×10^7	0.073	0.87	0.05×10^{19}	2×10^{19}

La seconde grandeur est une fonction de distribution statistique représentant la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E par un électron, à une température donnée T . Cette occupation est régie par ce qu'on appelle la statistique de Fermi-Dirac:

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} \quad (\text{I.3})$$

Où le niveau de Fermi E_F est une caractéristique du cristal à l'équilibre thermodynamique. C'est un niveau d'énergie potentiel mathématique qui renseigne sur la répartition des électrons sur les niveaux d'énergies potentielles réelles dans le cristal.

- k_B : Constante de Boltzmann : $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J.k}^{-1}$
- T : Température (en Kelvin) : $0^\circ\text{K} \approx -273.15^\circ\text{C}$

La figure I.3 donne l'évolution de la statistique (une probabilité est toujours comprise entre 0 et 1) en fonction de l'écart en énergie par rapport au niveau de Fermi et pour différentes températures. Elle est également représentée à la température ambiante, l'évolution de la statistique donnant la probabilité pour qu'un état d'énergie E ne soit pas occupé par un électron: $1 - f_n$ cette fonction représente la fonction de distribution des trous du semiconducteurs.

On a:

$$f_p(E) = 1 - f_n(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} \quad (I.4)$$

La situation électrique d'un semiconducteur permet toujours de situer le niveau de Fermi au sein de la bande interdite. Quand de plus il se positionne à plus de 2 ou 3 fois l'énergie thermique¹ de E_c et de E_v , les statistiques de Fermi-Dirac peuvent alors s'approximer par des distributions de Boltzmann—en $\text{Exp}[\pm E/k_B T]$. Ce cas correspond à la situation normale d'un semiconducteur formant un dispositif électronique.

La concentration d'électrons dans la bande de conduction est donnée par le produit de la densité d'états par la fonction de distribution de Fermi-Dirac :

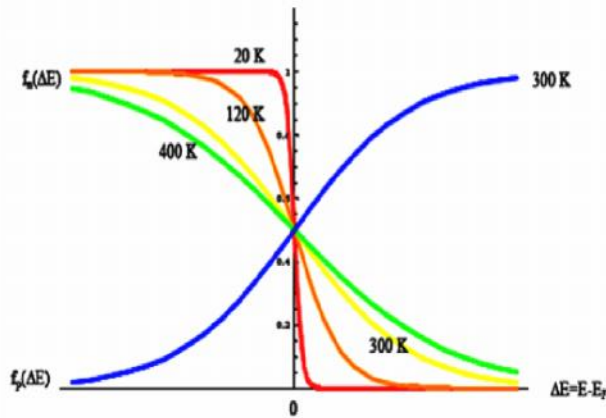


Figure I-3 Statistiques de Fermi-Dirac pour les électrons et pour les trous à différentes températures [3]

Nombre d'électrons ou de trous = Nombre de places × Probabilité d'occuper ces places

Ces nombres s'expriment par unité de volume et pour toute une bande. Il faut donc sommer sur toutes les énergies de la bande :

$$n = \int_{E_c}^{+\infty} N_C(E) f_n(E) dE \quad \text{et} \quad p = \int_{-\infty}^{E_v} N_v(E) f_p(E) dE \quad (I.5)$$

Ces intégrales n'admettent pas de solution analytique. Elles sont donc tabulées. Néanmoins,

¹ L'énergie thermique $k_B T$ vaut environ 26 meV à température ambiante.

dans le cas où les statistiques précédentes s'approximent par des distributions de Boltzmann, les intégrales précédentes peuvent se calculer analytiquement pour donner :

$$n = N_c e^{-\frac{(E_c - E_F)}{k_B T}} \quad \text{et} \quad p = N_v e^{-\frac{(E_F - E_v)}{k_B T}} \quad (\text{I.6})$$

avec :

$$N_c = 2 \left(\frac{2 m_c k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad \text{et} \quad N_v = 2 \left(\frac{2 m_v k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (\text{I.7})$$

N_c et N_v sont les densités effectives d'états données au tableau I.2.

Dans un semiconducteur pur, le nombre de trou est égal au nombre d'électron et on a :

$$n \times p = n_i^2 \quad (\text{I.8})$$

n_i est la concentration en porteurs du semiconducteur intrinsèque. Les formules (I.6) permettent aisément de montrer que:

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad [\text{cm}^{-3}] \quad (\text{I.9})$$

Dont la valeur est donnée dans le tableau I.2 pour les principaux semiconducteurs.

II-1-1 Concentration de donneurs–semiconducteur dopé N (négativement)

On dit qu'un semiconducteur est dopé ou extrinsèque lorsque l'on a diffusé des impuretés à l'intérieur de ce semiconducteur. Supposons que l'on introduise dans un semiconducteur **Si** ou **Ge** par exemple, des atomes appartenant au groupe V de la classification périodique (Azote **N**, Phosphore **P**, Arsenic **As**). Ces atomes ont 5 électrons sur leur couche périphérique. Etant insérés dans le cristal, 4 de ces électrons participeront aux liaisons covalentes tandis que le 5ème sera un électron quasi-libre pouvant participer à la conduction de l'électricité. En effet l'énergie requise pour le rendre libre dans la bande de conduction est de l'ordre de 0.01 eV pour **Ge** et de 0.05 eV pour **Si** [3-5].

A la température ambiante pratiquement tous ces atomes donneurs sont ionisés ($N_D^+ \approx N_D$) où la concentration totale en atomes donneurs est N_D atomes/cm³. La densité de porteurs libres du semiconducteur est alors :

$$n = n_0 + N_D \quad [\text{cm}^{-3}] \quad (\text{I.10})$$

Où n_0 est la densité d'électrons générés par le processus de rupture de liaisons de covalence qui engendre les paires électrons-trous du semiconducteur intrinsèque ($n_0 = n_i$ si le semiconducteur n'est pas soumis à une perturbation génératrice d'excès de porteurs: application d'un potentiel, éclairage, etc.). Les ordres de grandeurs habituels des densités de dopage N_D sont de l'ordre de 10^{14} à 10^{19} atomes par cm^3 .

On dit que l'on a affaire à un semiconducteur dopé en excès d'électrons donc négativement (**N**) [3, 6-8]

II-1-2 Concentration d'accepteurs- Semiconducteur dopé P (positivement)

Supposons que l'on introduise maintenant des atomes du groupe III (Bore **B**, Gallium **Ga**, Indium **In**). Ces atomes possèdent trois électrons sur leur couche de valence (couche de liaison). Ils vont donc former avec les atomes de **Ge** ou **Si** voisins des liaisons incomplètes que les électrons voisins viendront facilement compléter, en générant derrière eux des trous dans la bande de valence. A la température ambiante pratiquement tous ces atomes accepteurs sont ionisés ($N_A^- \approx N_A$) où la concentration totale en atomes accepteurs est N_A atomes/ cm^3 [3, 6-8].

On dit que le semiconducteur est dopé en excès de trous donc positivement (**P**) et à température ambiante il y a à peu près autant de trous que d'atomes accepteurs:

$$p = p_0 + N_A \quad [\text{cm}^{-3}] \quad (\text{I.11})$$

II-1-3 Loi d'action de masse

La loi d'action de masse (I.8) relie, à une température T , la densité de porteurs (électrons et trous) à la densité intrinsèque du semiconducteur, elle permet de déduire la concentration de porteurs minoritaires :

- ✓ Dans un semiconducteur dopé N par N_D donneurs ionisés, les porteurs minoritaires sont les trous en concentration :

$$p_N \cong \frac{n_i^2}{N_D} \quad (\text{I.12})$$

- ✓ Dans un semiconducteur dopé P par N_A accepteurs ionisés, les porteurs minoritaires sont les électrons en concentration :

$$n_p \cong \frac{n_i^2}{N_A} \quad (\text{I.13})$$

II-2 Courant de conduction dans un semiconducteur

A la température ambiante et en l'absence de champ électrique et d'accumulation localisée, les électrons sont animés de mouvements aléatoires dus aux collisions avec les atomes. Le déplacement moyen de l'ensemble des électrons est nul dans ce cas. Si l'on applique un champ électrique \vec{E} à l'intérieur du semiconducteur la vitesse moyenne des électrons sera non nulle et proportionnelle au champ électrique pour de faibles valeurs de celui-ci. On a alors:

pour les électrons :

$$\vec{v}_n = -\mu_n \cdot \vec{E} \quad (\text{I.14-a})$$

et pour les trous :

$$\vec{v}_p = +\mu_p \cdot \vec{E} \quad (\text{I.14-b})$$

μ_n (Resp. μ_p) est appelée la mobilité des électrons (des trous) de la bande de conduction (de valence) et s'exprime en m^2/Vs . Sa valeur, ainsi que celle des trous (qui est différente car ils ne se déplacent pas dans la même bande de transport) est donnée dans le tableau I.2 pour les principaux semiconducteurs. Ce déplacement d'électrons va engendrer un courant dit courant d'entraînement [6,8].

II-2-1 Densité de courant

Considérons un barreau de longueur L de section S contenant n électrons/ m^3 .

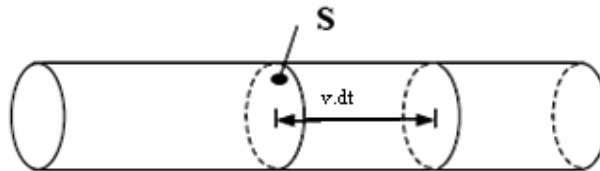


Figure I-4 *Cylindre des charges traversant la section S pendant le temps dt* [3]

Le courant d'électrons à l'intérieur du barreau est :

$$I_n = \frac{dQ_n}{dt} \quad (\text{I.15})$$

Où dQ_n est la charge traversant la section S pendant le temps dt . Cette charge est constituée par l'ensemble des charges qui peuvent atteindre la section S pendant le temps dt c-à-d. celles contenues dans le cylindre de longueur $v_n dt$ (figure I.4).

$$dQ_n = -q n v_n dt S \quad (\text{I.16})$$

La densité de courant d'électrons J_n est alors donnée par :

$$J_n = -n q v_n \quad (\text{I.17})$$

compte tenu de la relation (I.14-a) on obtient :

$$J_n = n q \mu_n E \quad [\text{A/cm}^2] \quad (\text{I.18})$$

un raisonnement similaire avec p trous/m³ dans la bande de valence conduit à :

$$J_p = p q \mu_p E \quad [\text{A/cm}^2] \quad (\text{I.19})$$

la densité totale de courant s'écrit :

$$J_{Total} = q (n\mu_n + p\mu_p) E \quad (\text{I.20})$$

II-2-2 Conductivité, résistivité et loi d'Ohm

Les densités de courants électroniques et de trous peuvent également se noter [3, 6-8] :

$$J_n = \sigma_n E \quad (\text{I.21})$$

$$J_p = \sigma_p E \quad (\text{I.22})$$

conduisant à une densité de courant total :

$$J_{Total} = (\sigma_n + \sigma_p) E = \sigma E \quad (\text{I.23})$$

Où σ [en $\text{ohm}^{-1}.\text{cm}^{-1}$] est la conductivité totale du semiconducteur. Cette grandeur permet de définir la résistivité du matériau:

$$\rho = 1/\sigma \quad [\text{ohm.cm}]$$

On vient de relier la densité de courant au champ électrique. C'est la loi d'Ohm sous sa forme générale. En effet, dans le cas d'une variation linéaire de potentiel entre deux points distant de

d , le champ électrique - défini par $\vec{E} = -\text{grad}\vec{d} \Big|_{3D} \equiv \frac{d}{dx} \Big|_{1D}$ - se réduit à: $E = -\frac{d}{dx}$ On retrouve alors la loi d'Ohm classique

$$= R \cdot I \quad \text{Où} \quad R = \frac{d}{s}$$

Le tableau suivant résume certains paramètres physiques des principaux semiconducteurs.

Tableau I-3 Paramètres généraux des principaux matériaux semiconducteurs [3]

à T=300 K	Si	Ge	GaAs
Concentration d'atomes (cm ⁻³)	5×10 ²²	4.42×10 ²²	2.21×10 ²²
μ _n (cm ² /V/s)	1350	3900	8600
μ _p (cm ² /V/s)	480	1900	250
Constantes diélectrique ε _r	11.7	16.3	12
Champ de claquage (V/m)	30×10 ⁶	8×10 ⁶	35×10 ⁶

III Matériaux semiconducteurs III-V

III-1 Introduction:

Après les spectaculaires résultats enregistrés dans la technologie silicium dans le domaine de la microélectronique, la recherche de composants électroniques présentant des propriétés de transport supérieures à celles du silicium, conduit la plupart des grands laboratoires de recherches à s'intéresser à des nouveaux matériaux et en particulier les composés semiconducteurs III-V.

C'est alors qu'une nouvelle classe de matériaux fait son apparition, basés sur la création d'un potentiel dans un cristal par:

- La modulation de dopage,
- La variation de composition d'un alliage,
- La combinaison des deux méthodes précédentes.

III-2 Définition des semiconducteurs III-V :

Les matériaux semiconducteurs III-V sont des corps composés formés à partir d'un élément de la III colonne et d'un élément de la V colonne de la classification périodique de Mendeliev. Le tableau I-4 regroupe un extrait de cette classification (les chiffres en haut et bas représentent respectivement le nombre atomique et la masse atomique). Ainsi de nombreux composés binaires peuvent être réalisés.

Tableau I-4. *Extrait de la classification périodique des éléments*

III	IV	V
$^{10.81}_{5}B$	$^{12.01}_{6}C$	$^{14.01}_{7}N$
$^{26.98}_{13}Al$	$^{28.09}_{14}Si$	$^{30.97}_{15}P$
$^{69.74}_{31}Ga$	$^{72.59}_{32}Ge$	$^{74.92}_{33}As$
$^{114.82}_{49}In$	$^{118.69}_{50}Sn$	$^{121.75}_{51}Sb$

III-3 Composés binaires, ternaires et quaternaires des semiconducteur III/V:**III-3-1 Composés binaires :**

Parmi tous les composés binaires possibles, tous n'ont pas le même intérêt potentiel. L'étude de leurs propriétés, et en particulier de la structure de bandes montre que les éléments les plus légers donnent des composés dont laquelle la bande interdite est large et indirecte, et dans laquelle la masse effective des électrons est élevée. Les composés contenant du bore, de l'aluminium ou de l'azote entrent dans cette catégorie; ils ont en général peu d'intérêt pour l'électronique rapide [9], qui demande des semiconducteurs à forte mobilité de porteurs ou pour l'optoélectronique ou une structure de bande directe est nécessaire pour que les transitions optiques soient efficaces [10]. A l'autre extrémité, les éléments lourds comme le thalium ou le bismuth donnent des composés à base de galium (GaAs, GaSb) ou d'indium (InP, InAs, InSb) dont les propriétés sont les plus intéressantes. Le tableau (I-5) résume quelques paramètres pour différents matériaux de la famille III-V.

Tableau I-5 Paramètres des principaux composés binaires III-V à 300⁰ K [5, 11]

Composé III-V	E_g (eV)	m^*/m_0	μ (cm ² /VS)	a (A°)
BN	7.5			3.6150
AIP	2.45			5.4510
AlAs	2.16			5.6605
AlSb	1.58	0.12	200	6.1355
BP	2			4.5380
GaN	3.36	0.19	380	a=3.189 b=5.185
GaP	2.26	0.82	110	5.4512
GaAs	1.42	0.067	8500	5.6533
GaSp	0.72	0.042	5000	6.0959
InP	1.35	0.077	4600	5.8686
InAs	0.36	0.023	33000	6.0584
InSp	0.17	0.0145	80000	6.4794

III-3-2 Composés ternaires et quaternaires :

L'intérêt pratique des semiconducteurs III-V est encore considérablement renforcé par la possibilité de réaliser des alliages par substitution partielle de l'un des éléments par un autre élément de la même colonne. On sait par exemple obtenir des alliages ternaires, ou quaternaires qui sont identifiés de la façon suivante :

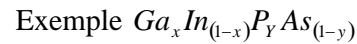
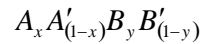
Ternaires : S'il y a substitution de 2 atomes sur l'un des sous réseaux, soit :

$A_x A'_{(1-x)} B$. Exemple: $Ga_x In_{(1-x)} P$ lorsque la composition exacte compte peu, on écrit tout court GaInP.

Quaternaires 1+3 : S'il y a substitution de 3 atomes sur des sous réseaux soit :

$A_x A'_y A''_{(1-x-y)} B$. Exemple $Ga_x In_y Al_{(1-x-y)} As$

Quaternaires 2+2 : S'il y a substitution de 2 atomes sur chacun des deux sous réseaux, soit



La plupart des solution solides ainsi réalisées sont complètes, la loi de Vegard (relation linéaire entre le paramètre de réseau et la composition) est approximativement suivie, et on observe une évolution progressive et régulière des propriétés (dont la bande interdite et les paramètres cristallins) en fonction du taux de substitution.

III-4 Structure cristalline :

La plupart des matériaux III-V se cristallisent dans la structure dite "Zinc Blende" présentée sur la figure (I-5). Cette structure, qui s'apparente à celle du diamant, est constituée de deux sous réseaux cubiques à faces centrées, l'un étant constitué des atomes de l'élément III, l'autre des atomes de l'élément V [10-13].

Ces deux sous réseaux sont décalés l'un par rapport à l'autre le long de la diagonale du cube, d'une quantité $(a_0/4, a_0/4, a_0/4)$, a_0 étant le paramètre cristallin, c'est-à-dire la longueur de l'arête du cube élémentaire.

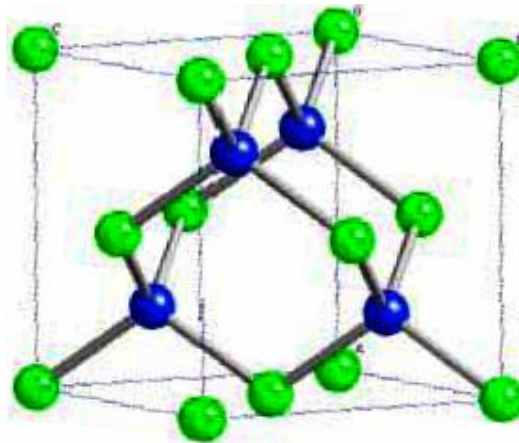


Figure I-5 Réseau cristallin dans la structure Zinc-blende [13]

De ce fait dans les matériaux III-V, les liaisons ne sont pas simplement covalentes comme dans le silicium. Elles reposent sur le transfert d'électrons des atomes du groupe V sur ceux du groupe III. Cette répartition est à l'origine du caractère partiellement covalent des liaisons (semiconducteur polaires). Cette composante ionique de la liaison est importante, elle se manifeste par la présence de moments dipolaires électriques qui interagissent avec le

rayonnement électromagnétique de grande longueur d'onde, au même titre qu'il y a interaction entre les cristaux ioniques et la lumière infrarouge [7].

IV Transistors à effet de champ FETs

Pour comprendre le rôle des transistors à effet de champ FETs dans les applications à basse température, nous allons présenter leur fonctionnement, ainsi que les bruits électriques qui peuvent intervenir.

IV-1 Principe de fonctionnement des FETs

Le concept de fonctionnement des FETs est basé sur la modulation du courant traversant le dispositif. Le courant circulant entre deux bornes (drain et source) est commandé par la tension appliquée par la troisième électrode (grille) (figure I-6). La source et le drain sont réalisés par des contacts Ohmiques, alors que la grille par un contact Schottky. En outre, puisque la mobilité des électrons est supérieure à celle des trous, le canal est souvent de type 'N'. La tension grille–source V_{GS} (dans ce qui suit, la source est prise comme un potentiel de référence) permet de faire varier la résistance drain–source R_{DS} ou de façon équivalente, la conductance g_{DS} du dipôle drain–source. Cette dernière est donnée par la relation $g_{DS} = \frac{S}{L} \times q \times n \times \mu$ où $q \times n \times \mu$ représente la conductivité du matériau, S et L est respectivement la section et la longueur du canal.

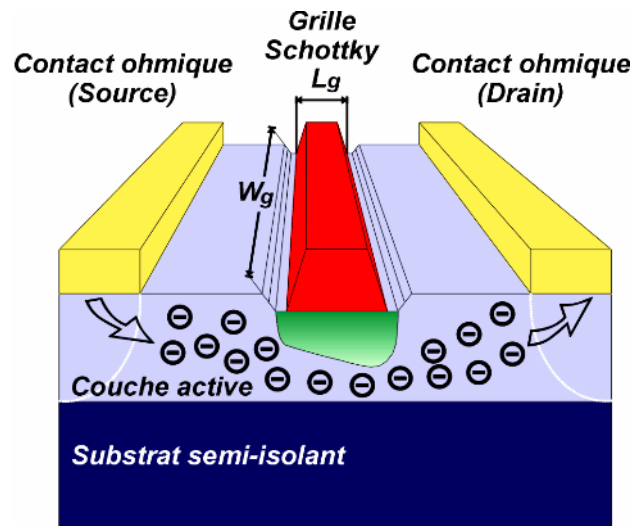


Figure I-6 : Schéma de principe d'un transistor à effet de champ. [14]

La variation de la conductance g_{DS} peut être obtenue par modulation de la section du canal ou par modulation de la densité des porteurs de charge. Les différents transistors à effet de champ diffèrent par la nature du paramètre modulé et par le processus mis en oeuvre dans cette modulation.

IV-1-1 JFET et le MESFET (modulation de la section du canal)

Dans le transistor à effet de champ à jonction, JFET (Junction Field Effect Transistor), l'électrode de commande est constituée d'une jonction 'P⁺N' latérale. La variation de la tension de polarisation permet la modulation de la largeur de la zone de charge d'espace de la jonction. Autrement dit, la variation de la polarisation module la variation de la section conductrice du canal. Dans le transistor à effet de champ à barrière Schottky, MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor), le processus mis en jeu est le même que précédemment mais la zone de désertion est obtenue par polarisation inverse d'un contact métal semiconducteur au lieu d'une jonction P⁺N.

Sans polarisation, il peut y avoir une zone de désertion sur une certaine profondeur dans le canal. La désertion est liée à différents paramètres tels que le matériau de la grille et les propriétés d'interface.

Pour une tension drain-source (V_{DS}) nulle, la variation de la tension grille (V_{GS}) module la profondeur de la zone de désertion, et donc la partie conductrice du canal. Pour une polarisation $V_{GS} < 0$ (et $V_{DS} \approx 0$ volt), la zone de désertion se développe plus profondément dans le canal, provoquant le rétrécissement de celui-ci et donc une augmentation de sa résistance. Pour une tension $V_{GS} = V_p$ (tension de pincement), la zone de charge d'espace occupe la totalité du canal. La résistance entre drain et source devient très élevée.

Pour une tension V_{DS} non nulle et une tension V_{GS} négative, on a un canal conducteur. Un courant I_{DS} circule entre le drain et la source. Si V_{DS} devient de plus en plus positive, le champ électrique à travers le canal augmente ainsi que la vitesse des électrons. La distribution de tension à travers le canal aura pour conséquence une différence de potentiel entre la grille et le canal sur la longueur de celui-ci. Ceci explique la différence observée pour la profondeur de la zone de désertion le long du canal, qui augmente vers le drain (figure I.6). Si la tension V_{DS} atteint la valeur V_{dsat} (tension de saturation), le régime de pincement apparaît. Le courant I_{DS} atteint sa valeur de saturation. L'augmentation de la tension V_{DS} au-delà de V_{dsat}

n'affecte pas l'évolution du courant I_{DS} qui garde une valeur relativement constante. Le modèle généralement utilisé pour décrire la saturation du courant I_{DS} dans les FETs est celui de la formation d'une zone de pincement dans le canal près du drain [1]. Dans cette zone, la densité de porteurs est très faible. L'augmentation de la tension V_{DS} au-delà de V_{dsat} fait déplacer le point de pincement dans le canal vers la source. Le courant est transporté par les porteurs qui circulent dans le canal entre la source et le point de pincement. Ces porteurs sont ensuite injectés dans la zone de charge d'espace où ils sont soumis à un champ électrique favorable qui les diffuse vers l'électrode drain.

IV-1-2 MOSFET et le HEMT (modulation de la densité de porteurs)

Le MOSFET (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) est constitué essentiellement d'un substrat, généralement de type 'P', dans lequel deux diffusions N^+ constituent des réservoirs à électrons appelés source et drain. Une capacité MOS est réalisée sur le substrat entre la source et le drain. L'électrode de commande de la capacité MOS constitue la grille du transistor. Le principe de fonctionnement de ce FET à grille isolée consiste à moduler, par la tension de grille, la conductivité du canal drain source résultant de la couche d'inversion créée à la surface du semiconducteur. En effet, quand la capacité MOS est en régime d'inversion, un canal N à la surface du semiconducteur relie la source et le drain.

Il en résulte qu'une polarisation drain-source V_{DS} donne naissance à un courant de drain important. Pour une tension V_{DS} donnée, le courant est important quand le régime d'inversion de la capacité est prononcé. On module donc le courant de drain par la tension de polarisation de la grille V_{GS} . Si la capacité MOS est en régime de forte inversion en l'absence de polarisation, le transistor est normalement conducteur. Le courant de drain peut alors être diminué par une tension grille de polarité convenable. On dit que le transistor fonctionne en régime d'appauvrissement. Si au contraire la couche d'inversion n'existe pas en l'absence de polarisation, très peu de courant circule entre la source et le drain (conduction sous le seuil).

La grille doit être polarisée par une tension supérieure à la tension de seuil $V_{GS} > V_{th}$ (où V_{th} est la tension à partir de laquelle apparaît le régime d'inversion : apparition du canal) pour que le courant drain circule, on dit alors que le transistor fonctionne en régime d'enrichissement.

Comme dans le cas du JFET et MESFET, deux régimes, séparés par le régime de pincement, peuvent être distingués. Pour des tensions V_{DS} faibles, la variation de la conductance du canal est négligeable. C'est le régime linéaire. Le courant varie proportionnellement à la tension V_{DS} . Quand la tension V_{DS} augmente, la conductance du canal diminue suite à la diminution de la variation de la densité des porteurs dans la couche d'inversion. Pour une certaine valeur de V_{DS} (V_{dsat} : tension de saturation), la capacité MOS n'est plus en régime d'inversion côté drain, la conductivité du canal s'annule au voisinage du drain, c'est le régime de pincement. Quand la tension drain continue à augmenter (au-delà de V_{dsat}), le point de pincement se déplace vers la source.

Fonctionnant lui aussi suivant le principe de la modulation de la densité de charge, le TEGFET (Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor), MODFET (Modulation Doped Field Effect Transistor), ou HFET (Heterojunction Field Effect Transistor) est souvent désigné par HEMT (High Electron Mobility Transistor). Ce transistor est apparu grâce au bon confinement des porteurs qui sont séparés de leurs donneurs et qui se trouvent dans un canal séparé de la grille et de la couche donneuse par une couche intrinsèque appelée espaceur. Le principe de base consiste à mettre à profit les propriétés de haute mobilité d'un gaz bidimensionnel d'électrons formé à l'interface d'une hétérojonction. L'idée de base est de séparer spatialement les électrons libres, des donneurs ionisés dont ils proviennent. Le HEMT se compose, comme le montre la figure I-7 d'un empilement de plusieurs couches semiconductrices. Le canal actif est formé à l'interface du GaAs et du AlGaAs (entre deux matériaux à petites et larges bandes interdites).

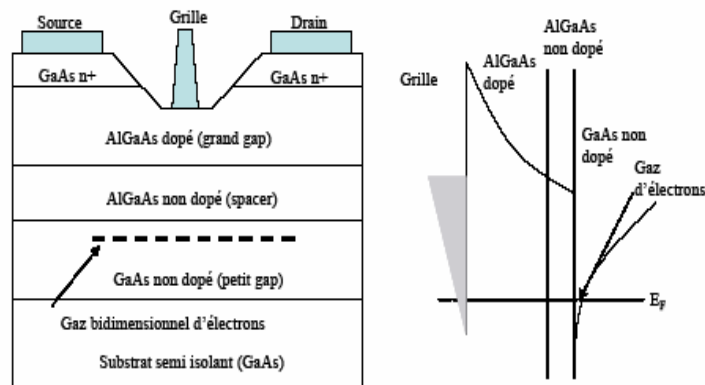


Figure I-7 : Structure de principe d'un HEMT classique associée à son diagramme de Bande d'énergie. [1]

La couche donneuse N-AlGaAs fournit des électrons de conduction au canal. Ces électrons libres tombent dans le plus bas état d'énergie disponible du côté GaAs de l'hétérojonction.

L'épaisseur de cette couche est de l'ordre de 100 Å. L'accumulation des électrons dans le canal GaAs et la présence des atomes donneurs ionisés dans la couche AlGaAs séparée du canal par l'espaceur crée un champ électrique transversal \vec{E}_T . La dispersion des électrons dans la couche GaAs est empêchée par l'action du champ \vec{E}_T qui ramène les électrons vers l'interface. La bande de conduction se courbe et devient un puits de potentiel dans lequel les électrons sont confinés. Ce système est connu sous le nom de gaz bidimensionnel d'électrons (gaz 2D). Les électrons se déplacent librement à l'interface de l'hétérojonction avec une énergie quantifiée selon la direction de la croissance. La présence d'une discontinuité de la bande de conduction E_c entre les deux matériaux AlGaAs et GaAs d'environ 237 meV lorsque le taux d'aluminium est de 30% forme une barrière de potentiel à l'interface de l'hétérojonction qui empêche le retour des électrons vers la couche donneuse [1].

La présence de l'espaceur réduit l'interaction Coulombienne entre les électrons et les donneurs. L'épaisseur de cette couche est choisie de telle sorte que la mobilité soit optimale tout en ayant une densité relativement importante de porteurs. La zone de confinement des électrons constitue le canal du transistor. Il est possible donc de contrôler la densité de ces porteurs par l'intermédiaire de la tension appliquée sur la grille. Lorsque la tension V_{GS} augmente, le puits de potentiel devient de plus en plus profond, permettant à un nombre plus grand d'électrons de diffuser dans le canal GaAs.

Comme pour les autres FETs, la tension V_{DS} crée un champ électrique dans le canal qui entraîne les électrons de la source vers le drain, formant ainsi un courant I_{DS} (drain-source). Pour des tensions de grille suffisamment négatives, la densité de porteurs dans le canal devient négligeable et aucun courant significatif ne circule entre la source et le drain. Le HEMT est alors considéré bloqué (très peu de courant circule entre le drain et la source). L'évolution du courant I_{DS} en fonction de la tension V_{DS} et pour différentes valeurs de la tension de grille est sensiblement la même que pour le MESFET. De plus, un effet de saturation de courant intervient également pour le HEMT. Il provient essentiellement de la saturation de la vitesse des porteurs. Lorsque V_{DS} est suffisamment élevée ou la longueur géométrique de la grille est suffisamment courte, la composante longitudinale (dans la direction drain-source) du champ électrique dans la zone de quasi-pincement peut être

suffisamment élevée pour que les porteurs atteignent leur vitesse de saturation. Le courant de saturation est dans ce cas un courant sous champ électrique (drift current) avec une vitesse maximale [1].

IV-2 Caractéristique de transfert de transistor HEMT

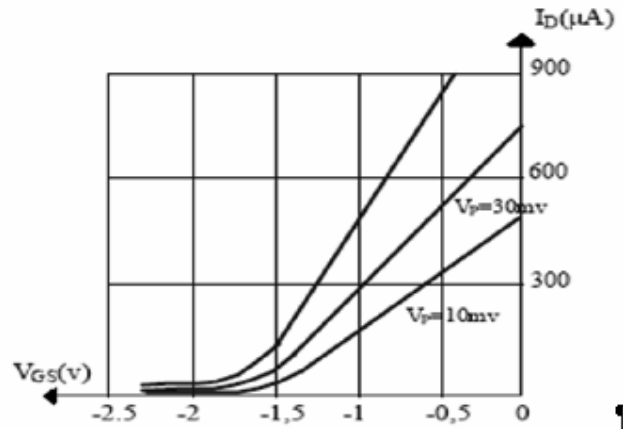


Figure I-8 Variation du courant de drain I_D en fonction de la tension de grille à faible tension drain-source [1].

La figure I-8 représente la caractéristique de transfert qui n'est autre que la variation du courant I_{DS} en fonction de la tension V_{GS} pour les valeurs constantes de V_{DS} , la pente de cette caractéristique qui permet de contrôler courant I_{DS} en agissant sur la tension V_{GS} avec V_{DS} laissée constante, est appelée pente du transistor ou transconductance est donnée par

$$g_m = \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{DS} \text{ constante}}$$

I-1 Introduction

Les électrons ne sont pas seulement caractérisés par leur charge électrique, mais aussi par leur moment magnétique de spin. Jusqu'à la fin des années 90, l'électronique avait quasiment ignoré le spin de l'électron (si ce n'est que deux électrons ne peuvent être dans le même état énergétique avec la même orientation de spin). Depuis, l'électronique de spin, ou magnétoélectronique [15], se développe de plus en plus rapidement.

Dans ce chapitre, nous verrons comment il est possible d'introduire les concepts de la magnétoélectronique dans le domaine des composants à semiconducteur, dans le cas des semiconducteurs.

I-2 Spintronique

L'électronique de spin ou "spintronique" [16,17] est une thématique de recherche apparue à la fin des années 80, sur la base notamment de travaux pionniers publiés dans les années 70 [17]. Les premières structures étudiées dans ce domaine utilisent toutes des couches ultra-minces de métaux ferromagnétiques et paramagnétiques. On trouve des multicouches magnétiques dans lesquelles l'effet de magnétorésistance géante a été découvert par le groupe d'Albert Fert, ou encore des structures constituées de jonctions tunnel magnétiques avec un isolant d'épaisseur nanométrique intercalé entre deux couches ferromagnétiques. Leurs principes de fonctionnement sont basés sur des propriétés de transport dépendant fortement du spin dans les métaux ferromagnétiques : les spins sont filtrés par les couches magnétiques en fonction de leur alignement avec le moment magnétique du matériau. La résistance des multicouches ou des jonctions tunnel magnétiques varie alors fortement en fonction du champ magnétique appliqué qui tend à modifier les orientations relatives des aimantations des films ferromagnétiques. De tels dispositifs sont déjà utilisés au niveau industriel en tant qu'éléments de tête de lecture pour disque dur [18], ou sont appelés à l'être très bientôt dans le cas des mémoires RAM magnétiques. Depuis 10 ans, des groupes travaillant dans le domaine des composants à semiconducteurs se sont également intéressés aux propriétés relatives au spin de l'électron. En effet, des études ont montré qu'il était envisageable d'agir sur le spin des porteurs de charge et d'utiliser cette grandeur pour modifier les propriétés électriques ou optiques de structures à semiconducteurs. Le spin électronique s'avère également un candidat naturel pour la manipulation de l'information quantique.

tation de spin

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

II-1 Introduction

Dans les semiconducteurs, le contrôle du spin des porteurs, en plus de leur charge, pourrait donner naissance à une nouvelle génération de dispositifs électroniques [16]. Cette idée est née d'un nouveau concept de dispositifs pouvant tirer profit de la manipulation du spin pour créer une nouvelle fonctionnalité. C'est le transistor de Datta et Das dont nous allons décrire brièvement le principe [2].

II-2 Définition de spin-FET

Ce concept a été proposé en 1990 et baptisé Spin-FET (Spin-dépendent Field Effect Transistor) ou encore « transistor à rotation de spin ». Il s'agit en fait d'un transistor à haute mobilité électronique (high electron mobility transistor, ou HEMT) dans lequel les zones fortement dopées de source et de drain sont remplacées par des contacts ferromagnétiques.

Décrivons dans un premier temps le fonctionnement d'un tel transistor. Une architecture classique de transistor HEMT est basée sur une hétérostructure composée de deux semiconducteurs III-V de largeurs différentes de bande interdite. Cette hétérostructure est de plus commandée par une électrode de grille de type Schottky.

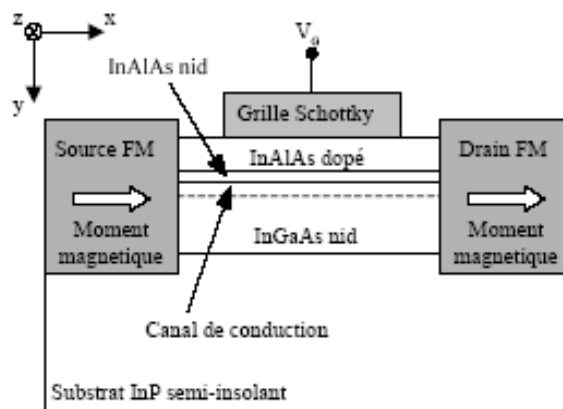


Figure II-1 Transistor à effet et à rotation de spin, ou Spin-FET [19].

La couche supérieure à large bande interdite (par exemple InAlAs, figure II-1) est caractérisée par un fort dopage N. Cette région est en fait complètement désertée en porteurs

chottky et il se produit un transfert de porteurs vers le puits de l'hétérostructure (soit InGaAs, figure II-1).

Suivant la valeur du potentiel de grille appliqué, on accumule ainsi une quantité plus ou moins importante d'électrons dans un canal de conduction formé à l'hétéro-interface. On module ainsi la conduction du canal. Aux deux extrémités du canal sont placées des zones N très dopées sur lesquelles sont déposés les contacts de source et de drain. Une différence de potentiel est appliquée entre ces deux électrodes afin de faire circuler un courant dans le canal.

Sur la figure II-1, on remarque la présence d'une couche à large bande interdite non intentionnellement dopée (nid) séparant la couche supérieure à large bande interdite fortement dopée et le semiconducteur à faible bande interdite, nid également, dans lequel se forme le canal de conduction. Cet "espaceur" permet de séparer les impuretés ionisées du canal de conduction, ce qui entraîne la diminution de l'efficacité de l'interaction Coulombienne. Comme enfin l'interface entre les deux semiconducteurs est en général de très bonne qualité, la mobilité des porteurs dans le canal peut être très grande.

Dans le cas des MTJ (Magnetic Tunnel Junction), le contact ferromagnétique constitue un polariseur de spin pour l'injection d'électrons et un analyseur de spin dans le cas de leur collection. Dans le spin-FET, les contacts ferromagnétiques de source et drain agissent respectivement comme un polariseur de spin et comme un analyseur de spin. Le contact de source injecte préférentiellement des électrons à spin orienté selon l'axe source drain, et le contact de drain collecte préférentiellement des électrons avec la même orientation de spin.

De plus, dans le canal de conduction formé sous l'influence de la tension de grille à l'interface entre les semiconducteurs de faibles et larges bandes interdites, il est possible de contrôler par cette tension de grille l'orientation de spin des électrons, c'est-à-dire leur précession de spin, grâce à un effet de couplage spin-orbite communément désigné comme étant le mécanisme de Rashba [20]. On peut en fait qualifier également le spin-FET de transistor à rotation, ou précession de spin.

Comme le contact de drain est sélectif en spin, le courant collecté au drain doit varier avec l'orientation de spin, contrôlée par la grille, des électrons atteignant ce contact. Le courant de drain est donc modulé par l'électrode de grille non seulement par l'effet de champ classique, mais aussi par effet "magnétique".

Si il existe une valeur V_{G1} de la tension de grille V_G telle que seuls des électrons (ou une majorité d'électrons) à spin up atteint le contact de drain, le courant de drain I_D passe par un maximum. Au contraire, s'il existe une valeur V_{G2} de V_G telle que seuls des électrons (ou une majorité d'électrons) à spin down atteint le contact de drain, I_D passe par un minimum. Si V_{G2} est supérieur à V_{G1} , on obtient un effet de transconductance différentielle négative pour V_G compris entre V_{G1} et V_{G2} : la dérivée g de I_D par rapport à V_G devient en effet négative pour V_G variant dans cette zone (figure II-2).

Les effets introduisant des non linéarités dans les caractéristiques des composants sont intéressants pour l'électronique rapide. La possibilité d'obtenir un fort effet de conductance différentielle négative (dérivée du courant traversant une structure par rapport à la tension imposée à ces bornes) dans les diodes tunnels résonnantes à double hétérostructure III-V a induit par exemple un effort important de recherche sur ce type de dispositifs [21].

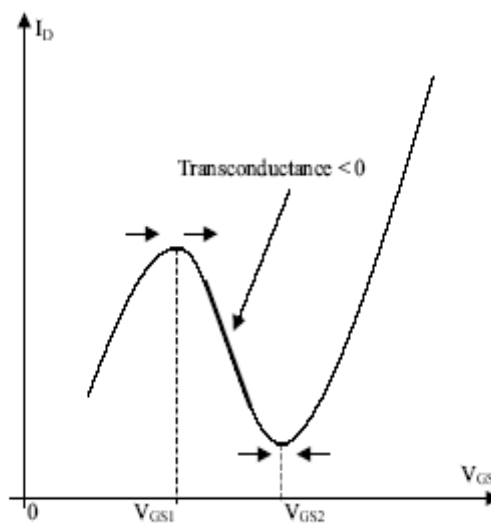


Figure II-2 Effet de transconductance différentielle négative dans un spin-FET, illustré sur l'allure de la caractéristique du courant de drain I_D en fonction de la tension V_{GS} entre grille et source. Les flèches présentes sur le schéma correspondent aux orientations de spin des électrons au niveau de la source et au niveau du drain pour $V_{GS} = V_{GS1}$ et $V_{GS} = V_{GS2}$. [19]

ou d'une transconductance différentielle négative permet de concevoir des circuits analogiques ou numériques, en réduisant le nombre de composants nécessaires [19].

En résumé, ce concept de transistor à spin est basé sur :

- 1/ une injection de courant polarisé en spin dans un semiconducteur ;
- 2/ une propagation cohérente des spins ;
- 3/ un contrôle de la précession des spins ;
- 4/ une collection sélective en spin.

III Injection de courant polarisé

III-1 Etude expérimentale du transistor à rotation de spin

Suite à la proposition théorique de Datta et Das, un nombre important de tentatives de démonstration expérimentale du concept de transistor à rotation de spin a été fait. Citons par exemple les travaux de Monzon [22] qui ont portés sur l'injection de spin à partir d'un métal ferromagnétique (P_y^1 , Co ou Ni) vers un canal de InAs d'un MODFET. La mise en évidence de l'injection et de la collection sélective en spin est basée dans ces travaux sur l'observation d'un changement de la résistance dans le canal du MODFET lorsque les aimantations des deux électrodes passent de l'état parallèle à l'état antiparallèle.

Un certain nombre de groupes a ainsi rapporté l'observation de phénomènes de magnéto-résistance (MR), pouvant indiquer une injection de spin dans un semiconducteur. Cependant, la démonstration de phénomènes d'injection électrique de spin dans des dispositifs à partir de contacts Ohmiques métal ferromagnétique/semiconducteur reste peu concluante et très controversée [23]. En effet, l'amplitude du signal de MR observée reste inférieure à 1 %, ce qui pourrait être attribuée à un effet Hall local plutôt qu'à une injection de spin [22].

¹ On utilise P_y pour désigner le Permalloy c'est-à-dire l'alliage $Ni_{80}Fe_{20}$.

...s dans un matériau semiconducteur

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

Avant d'être manipulés, détectés, ou de donner lieu à une recombinaison radiative, les porteurs doivent être injectés de manière sélective dans le semiconducteur. Il est a priori difficile d'obtenir des courants polarisés dans ces matériaux, car ils ne sont pas magnétiques à l'équilibre ; de plus, si l'on essaye simplement d'injecter des porteurs polarisés d'un matériau ferromagnétique dans lequel la différence de densité d'états en fonction du spin est grande vers le semiconducteur, l'on se heurte à un problème fondamental de différence de conductivité entre les deux matériaux. Ce phénomène, combiné au fait que le temps de relaxation de spin par interaction d'échange est très court dans les métaux, est à l'origine d'un prompt rétablissement de l'équilibre des populations de spin dans le semiconducteur, annulant ainsi la polarisation.

III-2-1 Etablissement d'un courant polarisé dans un semiconducteur

L'établissement du contact entre un matériau ferromagnétique et un semiconducteur donne successivement lieu aux phénomènes schématisés dans la figure II-3. Dans un premier temps, les porteurs évacuent ce qui constitue une zone déplétive près de l'interface du semiconducteur (a) ; elle se repeuple par l'établissement d'un courant polarisé en spin de porteurs majoritaires quittant le ferromagnétique (b). Enfin, la différence de densité d'états est telle que le potentiel chimique des porteurs au spin majoritaire devient supérieur à celui des porteurs au spin minoritaire (c). Les populations de spin s'équilibrent par l'établissement d'un courant de porteurs minoritaires, et la polarisation dans le semiconducteur s'annule.

Ces phénomènes ont été décrits par Schmidt et al. [24].

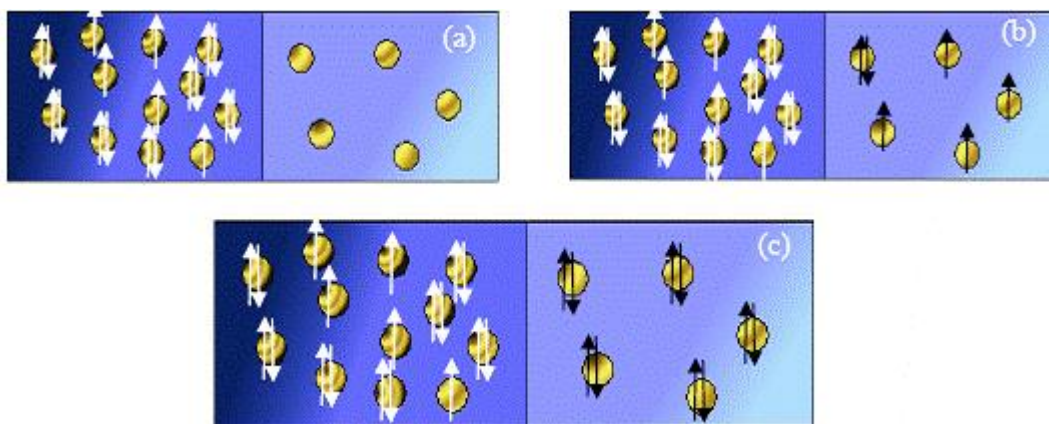


Figure II-3 Etablissement d'un contact entre un ferromagnétique et un semiconducteur [24]

III-3-1 Application au transport à travers l'interface FM/SC

Face à cet échec expérimental, différents groupes de recherche se sont employés à étudier les mécanismes de transport de spin dans les systèmes FM/SC. G. Schmidt et al. [23,24] ont décrit l'injection électrique de spin d'un métal ferromagnétique dans un semiconducteur, cas particulier du « métal normal », en terme de deux courants électriques, un courant de « spin up » et un courant de « spin down ». Dans la suite, le formalisme du modèle à deux courants de spin sera introduit et puis appliqué au système FM/SC.

Le modèle suppose que l'on peut définir en tout point de la structure deux potentiels chimiques $U_{c\uparrow}$ et $U_{c\downarrow}$ et deux courants I_{\uparrow} et I_{\downarrow} associés aux spins up et down (cas des systèmes diffusifs). Le courant circule dans la direction x . Les potentiels chimiques sont reliés aux courants via la conductivité σ , le coefficient de diffusion D et le temps de spin-flip τ_{sf} par la loi d'Ohm et l'équation de la diffusion :

$$\frac{\partial U_{c\uparrow,\downarrow}}{\partial x} = \frac{qI_{\uparrow,\downarrow}}{\sigma_{\uparrow,\downarrow}} \text{ (Loi d'Ohm) et } \frac{U_{c\uparrow} - U_{c\downarrow}}{\tau_{sf}} = \frac{D \partial^2 (U_{c\uparrow} - U_{c\downarrow})}{\partial x^2} \text{ (équation de la diffusion)}$$

Avec q la valeur absolue de la charge de l'électron. σ_{\uparrow} et σ_{\downarrow} représentent les conductivités des spins up et down respectivement. Ces conductivités sont différentes dans le cas du métal ferromagnétique et identiques dans un métal normal. τ_{sf} est la durée moyenne pour faire changer l'orientation d'un spin up en spin down et vice-versa.

D est la moyenne pondérée des coefficients de diffusion des spins up D_{\uparrow} et des spins down D_{\downarrow} :

$$D = \frac{D_{\uparrow} D_{\downarrow} (N_{\uparrow} + N_{\downarrow})}{(N_{\uparrow} D_{\uparrow} + N_{\downarrow} D_{\downarrow})}$$

Avec N_{\uparrow} et N_{\downarrow} les densités d'états des électrons au niveau de Fermi pour les deux orientations de spin.

La solution générale aux équations précédentes pour un métal ferromagnétique ou métal normal unidimensionnel (le semiconducteur) est [23]:

$$\exp\left(\frac{x}{\lambda_{sf}}\right) \text{ et } U_{c\downarrow} = a + bx + \frac{c}{\sigma_{\downarrow}} \exp\left(-\frac{x}{\lambda_{sf}}\right) + \frac{d}{\sigma_{\downarrow}} \exp\left(\frac{x}{\lambda_{sf}}\right)$$

Avec λ_{sf} la longueur de diffusion du spin associée à τ_{sf} . λ_{sf} s'écrit alors $\lambda_{sf} = \sqrt{D\tau_{sf}}$ on notera λ_{fm} la longueur de diffusion dans le métal ferromagnétique et λ_{sc} la longueur de diffusion dans le semiconducteur. Dans un semiconducteur, λ_{sc} peut excéder λ_{fm} de plusieurs ordres de grandeur.

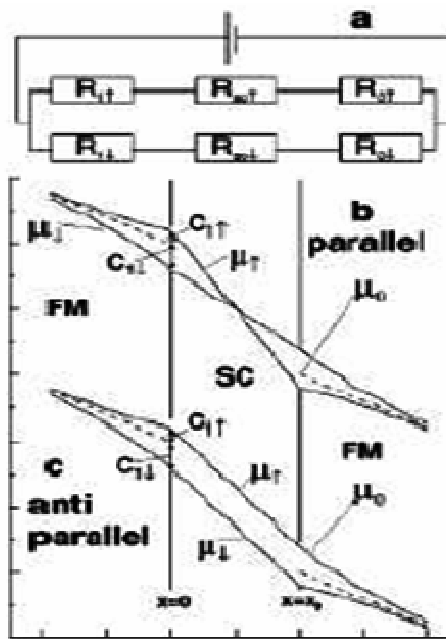


Figure II-4 (a) Modèle de résistance simplifié pour un dispositif composé d'un semiconducteur (SC) avec deux contacts ferromagnétiques (FM), 1 et 3. Les deux canaux de spin indépendants sont représentés par des résistances $R_{1\uparrow,\downarrow}$, $R_{SC\uparrow,\downarrow}$ et $R_{3\uparrow,\downarrow}$. (b) et (c) montrent les potentiels électrochimiques dans les trois régions pour le cas où les aimantations sont parallèles (b) et anti-parallèles (c) [23].

On applique ce modèle au système unidimensionnel dans lequel on a un métal ferromagnétique (index $i = 1$) qui s'étend de $x = -\infty$ à $x = 0$. Ce dernier est en contact avec un semiconducteur (index $i = 2$, $0 < x < x_0$) lequel est en contact avec un deuxième métal ferromagnétique (index $i = 3$, $x_0 \leq x \leq +\infty$). x_0 correspond à l'épaisseur du semiconducteur. Ce système est décrit par la figure II.4 et peut être représenté d'un point de vue électrique par un réseau de résistances $R_{1\uparrow,\downarrow}$, $R_{SC\uparrow,\downarrow}$ et $R_{3\uparrow,\downarrow}$, représentant les deux canaux de spin indépendants pour chacune des régions.

la polarisation de spin du flux de courant normal, les
ferromagnétiques pour les deux orientations de spin sont
exprimés par :

$$U_{c\uparrow,\downarrow} = U_c^0 + U_{c\uparrow,\downarrow}^*$$

Où U_c^0 est le potentiel chimique sans effet du spin. Pour chaque partie ($i = 1, 3$),
l'équation de la diffusion est appliquée et donne [23] :

$$U_{c i \uparrow, \downarrow} = U_{c i}^0 + U_{i \uparrow, \downarrow}^* = U_{c i}^0 + c_{i \uparrow, \downarrow} \exp \pm \left(\frac{(x - x_i)}{\lambda_{fm}} \right)$$

pour $i=1,3$ avec $x_1 = 0$, $x_3 = x_0$.

Dans le semiconducteur, on suppose que τ_{sf} est infini et que λ_{sc} est plusieurs ordres de
grandeurs plus grand que λ_{fm} et beaucoup plus important que l'épaisseur x_0 du
semiconducteur. On obtient alors pour le potentiel chimique dans le semiconducteur :

$$U_{c 2 \uparrow, \downarrow}(x) = U_{c 1 \uparrow, \downarrow}(0) + \gamma_{\uparrow, \downarrow} x, \quad \gamma_{\uparrow, \downarrow} = \text{une constante.}$$

En l'absence de diffusion de spin aux interfaces FM/SC, les conditions aux limites aux
interfaces sont :

- ✓ la continuité des potentiels chimiques
- ✓ la conservation des courants de spins up et down.

En prenant en compte les conditions aux limites du système, G. Schmidt et al. [23,24]
dédussent une expression de la polarisation P du courant d'électrons injectés du métal
ferromagnétique dans le semiconducteur

$$P = \frac{I_{\uparrow} - I_{\downarrow}}{I_{\uparrow} + I_{\downarrow}} = \beta \frac{\lambda_{fm} \sigma_{sc}}{\sigma_{fm} x_0} \frac{2}{\left(2 \frac{\lambda_{fm} \sigma_{sc}}{x_0 \sigma_{fm}} + 1 \right) - \beta^2}$$

Où P est évalué à l'interface FM/SC et constant à travers le semiconducteur car il est
supposé que τ_{sf} est infini. β est la polarisation du métal ferromagnétique loin de l'interface
FM/SC (polarisation du massif). D'après le modèle de Jullière [23,24], β est définie par
l'expression suivante :

$$\beta = \frac{\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}}{\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}} = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}$$

Avec N_{\uparrow} et N_{\downarrow} les densités d'états des électrons au niveau de Fermi pour les deux orientations de spin. β peut atteindre plusieurs 10 % [25].

Pour des valeurs typiques, $\beta = 60 \%$, $x_0 = 1 \mu\text{m}$ et $\sigma_{fm} = 10^4 \sigma_{sc}$, on obtient $P=0.002\%$ ce qui est très faible. P a une valeur maximale égale à la polarisation du métal ferromagnétique β . Cependant, cette valeur maximale de P ne peut être obtenue que pour β proche de 1, ce qui correspond à un ferromagnétique demi-métallique.

Pour un système tout métal (c'est-à-dire si le semiconducteur est remplacé par un métal normal), on a $\sigma_{fm} \approx \sigma_{sc}$ et P tend vers β à l'interface métal ferromagnétique/métal normal [23]. On en conclut qu'en raison de la différence de conductivité entre le métal ferromagnétique et le semiconducteur, on réduit très fortement l'efficacité d'injection de courants polarisés en spin dans le semiconducteur. Ce phénomène est connu sous le terme de « *Conductivity Mismatch* ».

III-4-Solutions au problème de « *Conductivity Mismatch* »

Deux solutions pour obtenir une injection efficace de spin dans un semiconducteur découlent directement de la théorie rappelée ci-dessus. La première consiste à utiliser un semiconducteur magnétique comme source de spin à la place du FM afin d'avoir $\sigma_{fm} \approx \sigma_{sc}$. La deuxième consiste à utiliser un ferromagnétique demi-métallique pour avoir β proche de 1 [23].

Des travaux de recherche ont en effet montré que les semiconducteurs tels que le composé paramagnétique $Be_xMn_yZn_{1-x-y}Se$ et le composé ferromagnétique $GaMnAs$ peuvent permettre d'injecter des spins dans un semiconducteur non magnétique. Toutefois, le ferromagnétisme disparaît en dessous d'une centaine de Kelvin et l'utilisation du semiconducteur paramagnétique nécessite l'application d'un champ magnétique élevé (de l'ordre du Tesla). Ceci rend impossible toute application pratique basée sur ces systèmes.

L'utilisation d'un métal ferromagnétique en tant que polariseur de spin reste donc à ce jour la seule possibilité pouvant conduire à l'élaboration de dispositifs fonctionnant à température ambiante. Afin de contourner l'obstacle fondamental lié à la différence de conductivité entre le métal ferromagnétique et le semiconducteur, une idée a été avancée par

intercaler une barrière tunnel isolante entre le métal et le semiconducteur [23].

IV. Spin-LEDs

Le but premier de la spin-LED (spin light-emitting diode, diode luminescente) est de qualifier l'injection de spin dans le matériau semiconducteur. D'autres techniques sont utilisées pour ce faire, mais elles présentent chacune leur défaut. La technique la plus courante est toute électrique ; elle repose sur le principe de la GMR, l'injection et la détection se faisant au travers de deux contacts ferromagnétiques. La résistance globale du système dépend de l'orientation relative des domaines magnétiques des contacts, parallèles ou antiparallèles. Cette technique a plusieurs défauts ; si l'on ne prend pas garde à la géométrie des électrodes d'injection et de détection en effet, les lignes de champ magnétique égarées peuvent induire un effet Hall local, et ainsi perturber la mesure. Les défauts de cette technique seront approfondis lors de l'étude du spin-FET dans le chapitre suivant. La majorité des défauts sont résolus par la méthode de caractérisation optique.

Le fonctionnement de la spin-LED est a priori simple : les porteurs polarisés sont injectés d'un contact ferromagnétique dans la structure semiconductrice, puis acheminés vers la zone active où ils se recombinaient en photons polarisés ; la polarisation circulaire de ces photons permet de remonter au taux de polarisation des porteurs injectés [24].

Certains points sont cependant à éclaircir ; notamment, le fait que l'on impose un champ magnétique pour orienter les domaines magnétiques des contacts, ou encore le parcours des porteurs et des photons dans la structure peuvent induire des facteurs correctifs sur le rendement global de la structure.

I- Transport de spin dans les semiconducteurs

La réalisation d'un dispositif spintronique suppose, outre une injection et une collection de spin, un transport cohérent en spin au sein du semiconducteur. Dans un régime de transport diffusif, la polarisation du courant de spin injecté décroît exponentiellement au sein du semiconducteur. La longueur caractéristique de cette décroissance est la longueur de diffusion τ_{sc} . Pour comprendre le transport des spins, il est intéressant de connaître les différents mécanismes impliqués dans la relaxation de spin dans les semiconducteurs. Commençons par introduire le concept fondamental de couplage (ou interaction) spin-orbite, nécessaire à la compréhension de ces mécanismes.

I-1 Interaction spin-orbite

L'interaction spin-orbite est un effet relativiste qui a lieu quand une particule possédant un spin non-nul se déplace dans une région où règne un champ électrique.

Quand un électron se déplace avec une vitesse \vec{v} dans un champ électrique extérieur \vec{E} , il voit dans son référentiel propre un champ magnétique \vec{B}_{eff} dont l'expression (III.1) est :

$$\vec{B}_{eff} = -\frac{1}{c^2} \vec{v} \times \vec{E} \quad (\text{III.1})$$

Où c est la vitesse de la lumière.

La présence d'un champ magnétique effectif, que les électrons ressentent dans leur référentiel, affecte à la fois la dynamique du spin de l'électron et son énergie totale. Cette interaction est appelée interaction spin-orbite.

Il faut garder à l'esprit que la seule interaction aboutissant à une modification de l'orientation de spin est celle avec un champ magnétique. La source de ce champ magnétique peut être un champ magnétique extérieure ou un champ magnétique effectif généré par l'interaction spin-orbite. Le champ électrique statique à l'origine de l'interaction spin-orbite peut avoir différentes origines physiques, par exemple le champ électrique des noyaux des atomes ou celui est relié au cristal ou à la structure de bande du solide.

Si l'on tient compte de l'interaction spin-orbite, l'équation de Schrödinger d'un électron se déplaçant dans un cristal est donné par :

$$\left[\frac{p^2}{2m_0} - qU(\mathbf{r}) - \frac{q\hbar}{4m_0c^2} (\vec{\nabla}U \times \vec{p}) \cdot \vec{A} \right] = E \quad (\text{III.2})$$

Avec

- m_0 la masse de l'électron libre,
- $U(\mathbf{r})$ le potentiel périodique,
- \vec{p} la quantité de mouvement de l'électron et,
- \vec{A} les matrices de Pauli.

Le troisième terme de l'hamiltonien est le terme de l'interaction spin-orbite [19].

La résolution de l'équation de Schrödinger permet le calcul de la structure de bande électronique des cristaux en présence du terme de couplage spin-orbite [26].

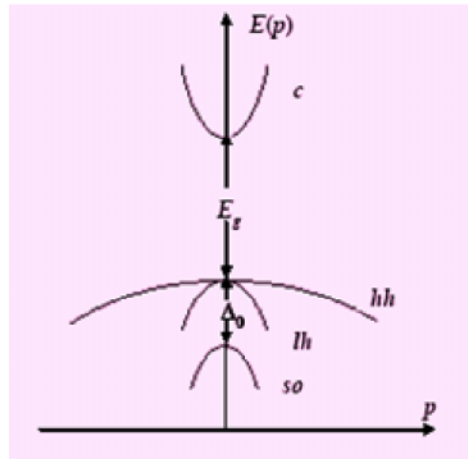


Figure III-1 Bandes d'énergie du GaAs près de $\vec{p} = \vec{0}$ c-bande de conduction, E_g gap du semiconducteur, h-bande des trous lourds, lh-bande des trous légers, so-bande «split-off» [27].

La Figure III.1 présente l'allure simplifiée des bandes d'énergie au centre de la zone de Brillouin ($\vec{p} = \vec{0}$) d'un semiconducteur III-V à bande interdite directe comme le GaAs. L'interaction spin-orbite est responsable du clivage de la bande de valence. L'écart énergétique entre les deux bandes clivées est noté Δ_0 . Typiquement, Δ_0 varie de 0.1 à 1 eV. Le GaAs présente une bande interdite directe et est caractérisé par un couplage spin-orbite de 0.34 eV, largement inférieur à la largeur de la bande interdite E_g de 1.4 eV. Par contre, le

silicium présente une bande interdite indirecte et est caractérisé par un faible couplage spin-orbite : le clivage de la bande de valence Δ_0 du silicium n'est que d'environ 0.04 eV c'est-à-dire quasiment 10 fois plus faible que dans le GaAs [19].

Nous nous focaliserons ici sur les mécanismes de relaxation des électrons de conduction. Les trois principaux mécanismes aboutissant à une perte de l'orientation des spins dans un semiconducteur sont le mécanisme Elliot–Yafet (EY), le mécanisme D'yakonov Perel' et le mécanisme Bir–Aronov Pikus.

II Mécanismes modifiant l'orientation de spin

II-1 Mécanisme Elliot–Yafet (EY)

L'origine physique du mécanisme Elliot–Yafet est le potentiel de perturbation U dû soit aux impuretés ionisées soit aux vibrations du réseau (les phonons). L'interaction spin-orbite relative à ce potentiel de perturbation U aboutit à des transitions entre états de la bande de conduction d'orientations de spins opposés.

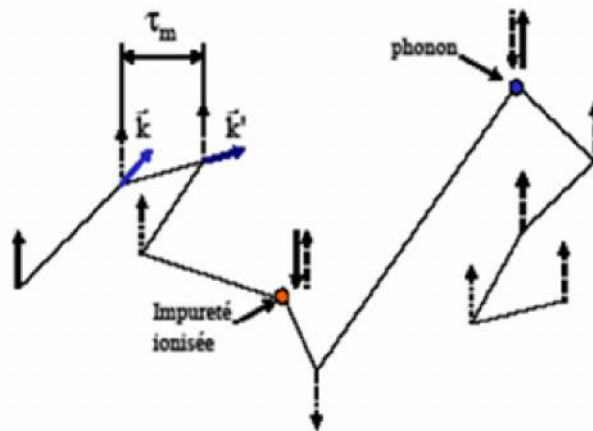


Figure III-2 : Représentation du mécanisme Elliot–Yafet. Ce mécanisme est dû à l'interaction des électrons avec les impuretés ionisées ou les phonons. [23]

Le temps de relaxation de spin d'électrons τ_{sf} correspondant à la combinaison de ces effets est donné par [23] :

$$\frac{I}{sf} = A \left(\frac{\epsilon}{E_g + \epsilon} \right)^2 \left(\frac{e}{E_g} \right)^2 \frac{I}{m} \quad (\text{III.3})$$

Où

- A : est une constante.
- τ_m : est la durée entre deux collisions aboutissant à un changement de moment \vec{k} initial à \vec{k}' final.
- ϵ : l'énergie cinétique de l'électron.
- E_g le gap du semiconducteur.

Ce type d'interaction avec retournement simultané de l'orientation de spin a été introduit par Elliot dans le cas de l'interaction Coulombienne avec les impuretés ionisées [26] et par Yafet [28] dans le cas de l'interaction porteur/phonon. La figure III.2 illustre ce mécanisme.

II-2 Mécanisme D'Yakonov-Perel' (DP)

L'origine physique du mécanisme D'Yakonov-Perel' est le champ électrique cristallin \vec{E}_{cris} , non-nul dans les cristaux sans centre d'inversion tels que les semiconducteurs III-V comme le GaAs. Donc ce mécanisme n'existe pas dans le silicium qui est centro-symétrique ($\vec{E}_{cris} = 0$). Le champ cristallin correspond à un champ magnétique effectif \vec{B}_{eff} agissant sur le spin, l'amplitude et la direction de ce champ dépendant de l'amplitude et la direction du moment de l'électron [29]. $\vec{B}_{eff}(\vec{k})$ cause une précession du spin de l'électron à la fréquence .

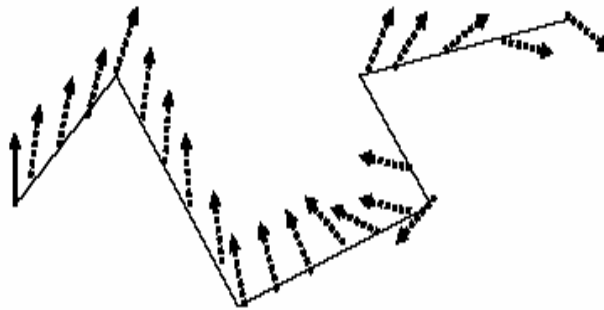


Figure III-3 Représentation du mécanisme D'Yakonov-Perel'. Ce mécanisme est dû au champ cristallin. [23]

Le changement du moment de l'électron suite à une diffusion mène à un changement de \vec{B}_{eff} et, par la suite, de l'axe de précession. Donc, l'orientation initiale du spin change au fur et à mesure des diffusions (voir la figure III.3. Dans le cas des électrons thermalisés, entre deux collisions, le spin de l'électron n'a pas le temps de dévier considérablement de sa direction initiale. Il est montré que le temps de relaxation de spin lié au mécanisme DP suit l'expression suivante [23] :

$$\frac{1}{\tau_{sf}} = B \frac{(k_B T)^3}{\hbar^2 E_g} m \quad (III.4)$$

Où

- τ_m est la durée entre deux collisions aboutissant à un changement de moment de l'électron,
- B est une constante qui caractérise la structure de la bande de conduction du semiconducteur.

II-3 Mécanisme Bir, Aronov et Pikus (BAP)

Le mécanisme BAP résulte de l'existence de l'interaction d'échange entre le spin des électrons de la bande de conduction et le moment cinétique des trous [30]. L'hamiltonien d'interaction d'échange électron - trou a pour expression :

$$H_{éch} = A_{éch} \mathbf{V} \vec{M}_c \cdot \vec{S} f(\vec{r}_e - \vec{r}_h) \quad (III.5)$$

Où

- \vec{M}_c est le moment cinétique angulaire des trous.
- \vec{r}_e Et \vec{r}_h repèrent les positions respectives des électrons et des trous.
- \vec{S} le spin de l'électron
- f la fonction de Dirac.

Le temps de relaxation de spin τ_{sf} est inversement proportionnel à la densité N_A des accepteurs du semiconducteur dopé P [31] : $\tau_{sf} \propto \frac{1}{N_A}$ Le mécanisme BAP est responsable

d'une précession du spin des électrons autour d'un axe instantané, analogue au mécanisme D'yakonov Perel'.

D'autres mécanismes contribuent à la décohérence des spins tels que l'interaction hyperfine (interaction entre le spin des électrons de conduction et le spin nucléaire) et l'interaction entre électrons [32].

II-4 Estimation théorique

Les estimations théoriques prédisent les gammes de température et de densité d'accepteurs pour lesquelles chacun des mécanismes est dominant. Les résultats indiquent que pour une large gamme de densités d'accepteurs dans le GaAs et le GaSb, les mécanismes de DP et EY sont dominants à basses densités d'accepteurs et hautes températures tandis que le mécanisme de BAP est plus important à hautes densités d'accepteurs et à basses températures [33]. La figure III.4 montre l'importance relative des mécanismes DP et BAP dans le GaAs

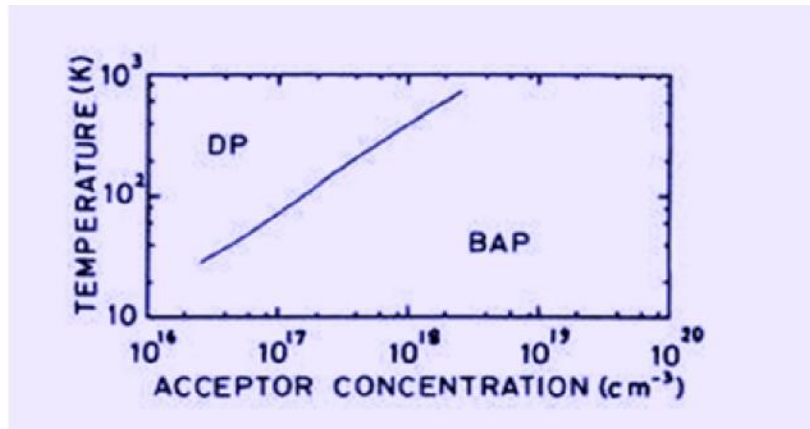


Figure III-4 Rôle relatif joué par les mécanismes BAP et DP dans le GaAs [33]. La courbe sépare les régions pour lesquelles les mécanismes prédominent en fonction de la température et de la concentration en dopant.

II-5 Couplage spin-orbite de Dresselhaus

L'existence du couplage spin-orbite de Dresselhaus [19; 34] est due à l'absence de centre de symétrie d'inversion dans la structure cristalline *zinc-blende*. Dans un matériau massif du type GaAs, le vecteur de précession de spin associé à ce couplage s'écrit sous la forme [34] :

$$\vec{\omega} = \frac{2a_{42}}{\hbar} \left(k_x (k_y^2 - k_z^2) \vec{u}_x + k_y (k_z^2 - k_x^2) \vec{u}_y + k_z (k_x^2 - k_y^2) \vec{u}_z \right) \quad (\text{III.6})$$

Où a_{42} est un paramètre dépendant de la structure de bande électronique du semiconducteur et k_i la composante du vecteur d'onde \vec{k} de l'électron dans la direction i repérée par le vecteur unitaire \vec{u}_i . Ce vecteur de précession de spin n'est pas facilement contrôlable par une voie externe, néanmoins il induit un mécanisme de relaxation de spin dit de D'yakonov-Perel' [29].

II-6 Couplage spin- orbite de Rashba

L'interaction Rashba est un cas particulier d'interaction de type spin-orbite [19, 20, 34], Elle est importante seulement dans les systèmes bidimensionnels dans lesquels un champ électrique uniforme est présent, perpendiculaire au plan dans lequel les électrons se déplacent. Le fort champ perpendiculaire est présent dans les systèmes dans lesquels les électrons sont confinés dans un puits de potentiel asymétrique. Ce champ électrique interfacial existe par exemple à l'intérieur d'une hétérojonction à modulation de dopage comme l'hétérojonction InGaAs/InAlAs proposée et étudiée par Datta et Das, [2].

La figure III.5 présente le schéma de la bande de conduction à l'interface d'une hétérostructure constituée du semiconducteur InAlAs (large bande interdite) et du semiconducteur InGaAs (faible bande interdite).

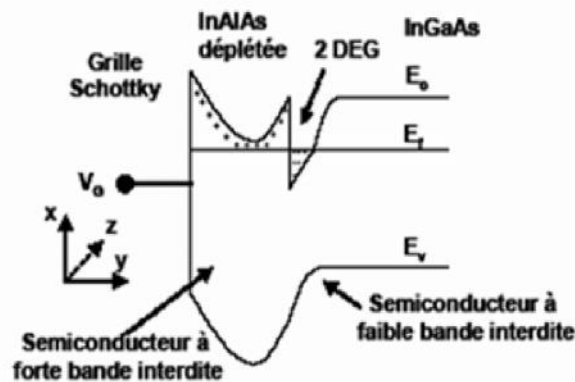


Figure III-5 Allure de la bande de conduction à l'interface d'une hétérostructure à modulation de dopage [19, 23,34]

Les électrons sont repoussés du contact Schottky ; il se forme une zone déplétée dans le semiconducteur. Les électrons sont alors confinés dans un puits de potentiel bidimensionnel et forment un gaz d'électrons. Bidimensionnel (2 DEG). La forme du puits asymétrique se rapproche de celle d'un puits triangulaire. Cette forme de potentiel U de confinement est la

source d'un champ électrique \vec{E} uniforme ($\vec{E} = -\vec{\nabla}U$). Tout se passe comme si les porteurs dans ce puits quantique évoluaient dans un champ magnétique \vec{B}_R appelé champ de Rashba. Ce dernier peut induire une précession du spin et changer ainsi son orientation au cours de sa progression dans le canal. L'amplitude de la précession induite par le champ de Rashba est modulable via une tension appliquée sur une grille laquelle sert à modifier le potentiel de confinement préexistant.

L'hamiltonien de Rashba est habituellement écrit comme suit [19] :

$$\mathbf{H}_R = b \left[\vec{A} \times \vec{k} \right] \cdot \vec{u}_y \quad (\text{III.7})$$

Où

- b est le paramètre de l'interaction spin-orbite qui dépend linéairement du champ électrique normal à la surface E_y et est fonction du gap du semiconducteur et de la masse effective,
- \vec{A} représente la matrice de Pauli,
- y la direction du champ électrique appliqué via la grille et \vec{k} Le vecteur d'onde de l'électron.

L'hamiltonien total en supposant que l'effet Rashba domine tous les autres facteurs de couplage avec le spin est :

$$\mathbf{H}_{tot} = \epsilon_e + \mathbf{H}_R$$

Où

- ϵ_e est l'énergie cinétique de l'électron.

Les valeurs propres des spins up E_{\uparrow} ou down E_{\downarrow} sont alors :

$$E_{\uparrow,\downarrow} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \pm b |\vec{k}| \quad (\text{III.8})$$

Où le signe + (-) se réfère respectivement au spin up et down et m_e^* est la masse effective de l'électron. On en déduit l'énergie de «splitting» de la bande de conduction qui est $E_R = \pm b k_F$ à champ nul et au niveau de Fermi.

Dans la couche d'accumulation d'une hétérojonction [19], \mathbf{b} s'écrit $\mathbf{b} = a_{46} \mathbf{E}_y$ où le champ électrique normal à la surface \mathbf{E}_y dérive du potentiel appliqué U , soit: $\mathbf{E}_y \cdot \vec{\mu}_y = -\vec{\nabla}U$ Lommer [23] en donne une expression théorique qui dépend des paramètres caractéristiques des bandes d'énergie des matériaux. D'après cette expression, a_{46} varie comme le rapport $\frac{\Delta_0}{E_g^3}$, avec Δ_0 l'écart énergétique du fait de l'interaction spin-orbite qui clive la bande de valence et E_g la largeur de la bande interdite. Il est donc d'autant plus grand que Δ_0 est grand et E_g faible. Pour augmenter l'intensité du couplage spin-orbite de Rashba, un semiconducteur à faible bande interdite est donc préférable.

II-6-1 Effet du mécanisme sur l'orientation de spin

II-6-1-1 Nature de la précession de spin

L'interaction de type spin-orbite correspond en fait à un couplage entre une induction magnétique \mathbf{B}' et le moment magnétique associé au spin $M_S = \gamma S$. Dans le cas d'une hétérojonction, l'induction \mathbf{B}_R liée à l'Hamiltonien de Rashba ($H_R = -M_S \cdot \mathbf{B}_R = \mathbf{b}(\mathbf{k} \times \mathbf{u}_n)$) et $\mathbf{b} = a_{46} \mathbf{E}_y$ est due à la forte asymétrie de la bande de conduction et son expression est :

$$\mathbf{B}_R = \frac{2a_{46} E_y}{\hbar} (k_z \mathbf{u}_x - k_x \mathbf{u}_z) \quad (\text{III.9})$$

Le spin de l'électron est alors soumis à un vecteur de précession de spin $\vec{\omega}_R = -\mathbf{B}_R$ induit par l'induction magnétique. D'après (III.9), $\vec{\omega}_R$ est donné par :

$$\vec{\omega}_R = \frac{2a_{46} E_y}{\hbar} (-k_z \mathbf{u}_x + k_x \mathbf{u}_z) \quad (\text{III.10})$$

D'après (III.10) le vecteur de précession de spin $\vec{\omega}_R$ associé au terme de Rashba est dans le plan Oxz du canal 2D et est normal au vecteur d'onde \mathbf{k} de l'électron ($\vec{\omega}_R \cdot \mathbf{k} = 0$), c'est-à-dire perpendiculaire à la trajectoire de l'électron dans le cas d'une bande énergétique parabolique.

Quand on modélise le transport des porteurs de charge dans un semiconducteur, on considère généralement que les interactions entre les porteurs et les défauts du réseau

crystallin (vibrations, impuretés ionisées ...) se produisent de manière instantanée. Cette hypothèse est justifiée par le fait que les temps d'interaction sont d'au moins un ordre de grandeur plus faibles que les temps de vol libre des porteurs de charge, c'est-à-dire plus faibles que les temps au cours desquels les porteurs se déplacent sous l'influence du seul champ électrique sans perturbation de la part du réseau cristallin. Dans ce cas, il est possible de calculer les fréquences d'interaction entre porteurs et réseau cristallin grâce à la règle d'or de Fermi.

Pour savoir si la précession de Rashba doit être traitée comme un phénomène de collision instantané ou d'une autre manière pendant les vols libres des électrons, il nous faut calculer l'ordre de grandeur des temps d'interaction liés au terme de Rashba.

Pour cela, nous définissons le temps T_{rR} [19] tel que la précession de spin associée au terme de Rashba conduise à un retournement du spin électronique. La vitesse de rotation du spin est donnée par la norme du vecteur de précession, nous avons donc d'après (III.10) :

$$T_{rR} = \frac{\hbar^2}{|R|} = \frac{\hbar^2}{2a_{46} E_y \sqrt{2m^*_e}} \quad (III.11)$$

Où nous avons introduit l'énergie cinétique de l'électron donnée dans le cas d'une bande parabolique par $\epsilon = \hbar k^2 / 2m^*$. Nous avons ensuite à comparer ce temps à la durée moyenne $\langle t_v \rangle$ des temps de vol libre des électrons. Deux cas se présentent suivant le résultat de cette comparaison :

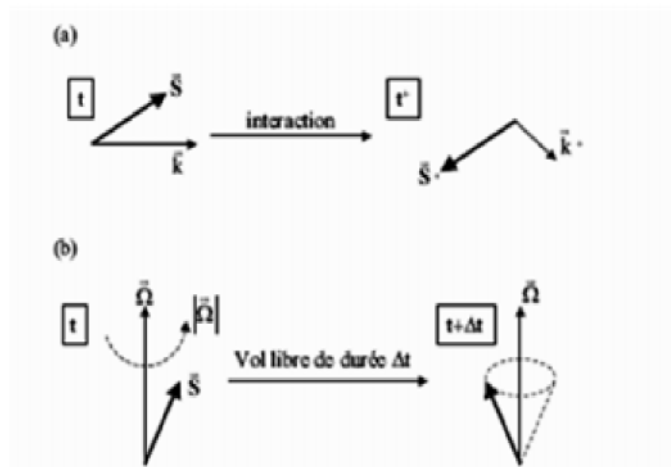


Figure III-6 Mécanisme agissant sur l'orientation de spin. (a) précession de spin « rapide », (b) précession de spin « lente ». [19].

- si T_{rR} est très faible devant $\langle t_v \rangle$, on a le cas d'une précession « rapide », illustrée sur la figure III-6a : le mécanisme de précession conduit à des variations très importantes de l'orientation de spin pendant des durées de l'ordre des temps de vol libres de l'électron. On peut alors considérer que l'orientation de spin est renversée lors d'une seule collision instantanée et qu'elle est devenue complètement aléatoire après quelques collisions. Le calcul du temps de relaxation de spin correspondant s'effectue alors en utilisant la règle d'or de ferme ;

- si T_{rR} est supérieur à $\langle t_v \rangle$ ou de son ordre de grandeur, on a le cas d'une précession « lente », illustrée sur la figure III-6 b : le mécanisme de précession correspond à des variations finies de l'orientation de spin pendant des durées de l'ordre des temps de vols libres de l'électron. On ne peut plus considérer que le retournement du spin de l'électron est un phénomène instantané. Ce type de phénomène doit donc être traité comme une précession continue du spin de l'électron pendant tout le temps qui sépare deux collisions instantanées avec le réseau cristallin.

L'orientation de spin de l'électron tourne donc continûment pendant les vols libres de l'électron autour d'une direction définie par le vecteur de précession et avec une fréquence angulaire de rotation égale à la norme de .

Dans $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ pour des électrons thermiques à 300^0 K présents dans un 2DEG formé dans un puits de confinement avec un champ effectif E_y égal à 100 kV/cm, $|R|$ vaut $1.4 \times 10^{12} \text{rd s}^{-1}$ et le temps T_{rR} défini par l'expression (III.11) est égal à 2.2 ps. La durée moyenne des temps de vol libre $\langle t_v \rangle$ est de l'ordre de 0.1 ps dans ce matériau et à cette température, elle est donc largement inférieure à T_{rR} . Dans les mêmes conditions à 77^0 K, T_{rR} est égal à 4.4 ps alors que $\langle t_v \rangle$ est de l'ordre 1 ps. Dans GaAs, le paramètre a_{46} est plus faible et donc les temps T_{rR} sont plus grands que dans $In_{0,53}Ga_{0,47}As$, alors que les durées moyennes des temps de vol libre sont du même ordre de grandeur que ceux donnés précédemment.

Le terme de couplage spin-orbite de Rashba correspond donc à un mécanisme de précession lente. Cette remarque a également été faite par les auteurs qui se sont intéressés à la précession de Rashba dans InAs [35] ou plus généralement dans des alliages $In_xGa_{1-x}As$ [19].

II-6-1-2 Précession de spin en gaz 1D

D'après Datta et Das [2], le contrôle magnétique du courant de drain dans un transistor à rotation de spin ne serait efficace que si les électrons sont confinés dans un canal 1D, et non 2D comme dans les structures de HEMT habituelles. Examinons la précession de Rashba dans le cas 1D de confinement, qui est illustrés sur la figure III-7 (sur laquelle nous avons rappelé l'expression [III.10] du vecteur de précession \mathbf{k}_R)

Le cas le plus simple est celui du canal 1D. La composante k_z du vecteur d'onde est alors égale à zéro, et les électrons se déplacent de la source vers le drain selon une trajectoire rectiligne suivant l'axe des x . Bien que le mouvement des électrons soit entrecoupé par des interactions modifiant instantanément la valeur algébrique $k = k_x$ de leur vecteur d'onde, la direction du vecteur de précession $\mathbf{k}_R = \frac{2a_{46} E_y}{\hbar} (-k_z \mathbf{u}_x + k_x \mathbf{u}_z)$ reste toujours parallèle à l'axe z .

Les électrons sont injectés dans le gaz 1D par la source ferromagnétique avec une orientation de spin selon l'axe des x . Leur orientation de spin ne tourne alors sous l'influence de \mathbf{k}_R que dans le plan Oxy , avec une vitesse de rotation proportionnelle à leur vecteur d'onde \mathbf{k} . Dans ce cas, le terme de Rashba conduit à une précession de spin cohérente, c'est-à-dire sans relaxation de spin. La vitesse de rotation du spin électronique est de plus commandée par E_y .

Si le terme proportionnel à k_x , le seul existant dans un canal 1D, apporte une information dans la polarisation de spin, le terme supplémentaire proportionnel à k_z apparaissant dans un gaz 2D est perturbateur pour l'orientation de spin : son existence entraîne une possible relaxation de la polarisation de spin. Ce phénomène de relaxation est de nature assez différente de celui correspondant à une interaction de type instantané. Il est lié au fait que le vecteur de précession \mathbf{k}_R dépend fortement du vecteur d'onde \mathbf{k} de l'électron.

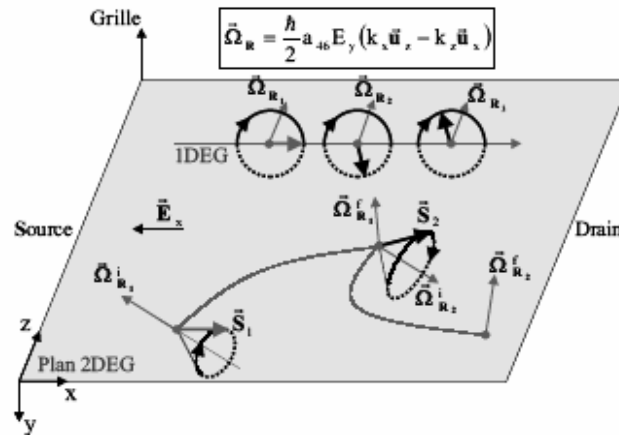


Figure III-7 Précession de Rashba en gaz d'électrons 1D et 2D [19].

III- Description des gaz d'électrons

III-1 Description d'un gaz 3D

Pour réaliser l'étude de la conduction dans un dispositif électronique, il est nécessaire de résoudre d'une part l'équation de Poisson qui lie le potentiel électrostatique à la densité de charge et d'autre part l'équation de Boltzmann qui régit le transport des porteurs de charges électriques. Les différentes méthodes utilisées pour effectuer cette résolution se distinguent par la manière dont est traitée l'équation de Boltzmann :

-On peut résoudre de façon déterministe l'équation de Boltzmann. En effet, la connaissance de la fonction de distribution $f(\mathbf{r}; \mathbf{k}; t; T; \dots)$ permet de déterminer entièrement l'état du système étudié. La résolution de l'équation de Boltzmann dans le cas général est cependant une tâche ardue et lourde, voire impossible à gérer dans un dispositif ;

-Une autre méthode consiste à résoudre non pas l'équation de Boltzmann elle-même mais plutôt une équation approchée, et donc simplifiée, s'en déduisant. C'est le cas dans les modèles dits hydrodynamiques ou les modèles dits « dérive-diffusion ». Il est cependant parfois difficile de prendre en compte certains phénomènes physiques importants avec ce type de modèle (voir le problème du transport non stationnaire par exemple dans les modèles de « dérive-diffusion » ou d'en interpréter physiquement les résultats ;

- enfin, la dernière approche revient à diviser le problème de la résolution globale de l'équation de Boltzmann en l'étude d'une multitude de cas particuliers beaucoup plus simples. Pour cela, on s'applique à suivre à tout instant l'évolution de chaque porteur du système dans l'espace réel et dans l'espace réciproque. On parle alors de modèle de transport particulaire.

Les modèles de transport particulaire permettent assez facilement de reconstruire la fonction de distribution du système. On obtient également assez aisément par ce type de méthode la valeur des diverses grandeurs macroscopiques qui caractérisent les propriétés de la structure.

Grâce à leur grande souplesse, ces modèles permettent également beaucoup plus facilement de passer à l'étude d'un composant qu'un modèle basé sur la résolution déterministe de l'équation de Boltzmann.

Enfin, cette méthode constitue un « super microscope » : elle permet de donner un grand sens physique aux simulations.

Tout modèle de transport particulaire est basé sur l'utilisation des lois de l'électrodynamique et l'étude des échanges d'énergie entre les porteurs et le réseau cristallin. L'ensemble de ces lois permet théoriquement de connaître la totalité des paramètres caractéristiques de chaque électron.

III-2 Description d'un gaz 1D

Grâce aux progrès récents accomplis dans la technologie des semiconducteurs (lithographie électronique notamment), on peut envisager d'améliorer encore la mobilité en imposant au gaz d'électrons dans le canal d'un HEMT une nouvelle direction de confinement, c'est-à-dire envisager le transport en fils quantiques 1D, puisque la réduction du nombre de degrés de liberté pour les porteurs de charge semble être un avantage [36]. Du fait de la très grande réduction du nombre d'états possibles dans l'espace réciproque dans une structure 1D, on peut espérer une importante diminution de l'efficacité des interactions, et donc une amélioration de la mobilité [19].

Si le confinement supplémentaire est réalisé grâce à une géométrie particulière de la grille du transistor, il est également possible d'améliorer l'efficacité de la commande. Avec des canaux conducteurs de type méso, on peut déposer l'électrode de grille non seulement sur le dessus du semiconducteur à grande bande interdite, mais aussi sur les flancs de la zone active du transistor (figure.III-8). Les électrons sont donc confinés verticalement (suivant la direction y normale à l'hétéro-interface) et latéralement (suivant la direction z) sous l'influence du potentiel de grille.

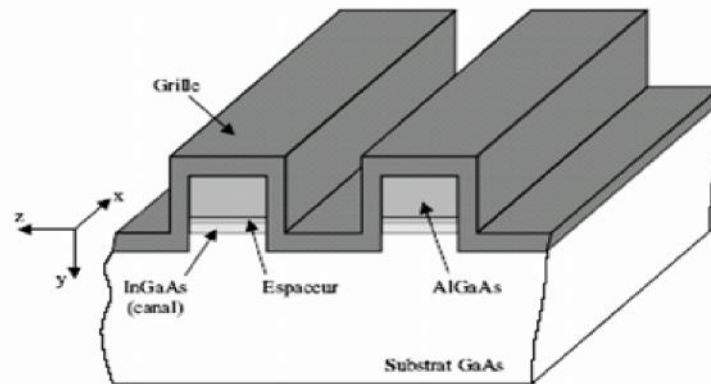


Figure III-8 Représentation schématique d'un (SCHEMT). [19]

On peut alors commander par la tension de grille la densité de porteurs libres sur trois des côtés du canal et non plus sur un seul. Une étude de ce type de structure (Striped Channel HEMT ou SCHEMT) a montré qu'une variation de la tension de grille entraîne une plus forte variation de la densité de porteurs accumulés dans le canal dans un SCHEMT, autrement dit une plus forte transconductance, que dans une structure HEMT classique [37].

Dans les structures de transistors à fils quantiques proposées jusqu'à présent, ce second confinement résulte d'une géométrie particulière de la zone active du transistor, qui est de ce fait limitée à une largeur latérale W de l'ordre de 10 nm. Dans ces conditions, il est tout à fait raisonnable de choisir comme modélisation de ce confinement un puits rectangulaire. Pour pouvoir continuer à supposer que les électrons sont parfaitement confinés dans le puits, nous considérons de plus que le confinement en z est constitué par un puits infini (de $z = 0$ à $z = W$) figure III-9 [19].

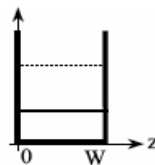


Figure III-9. Puits quantique rectangulaire infini

Dans un puits rectangulaire infini, la résolution de l'équation de Schrödinger

Donne les niveaux d'énergie ϵ_l (pour le niveau d'indice l , l entier strictement positif) et les fonctions d'onde $f_l(z)$ correspondantes :

$$\begin{cases} z_l = \frac{(l \hbar)^2}{2m^* W^2} \\ f_l(z) = \sqrt{\frac{2}{W}} \sin\left(\frac{l z}{W}\right) \end{cases} \quad (\text{III.12})$$

On a dans ce cas une structure où les électrons, libres de se déplacer selon la direction x , sont confinés dans un puits semi-triangulaire selon y et selon un puits rectangulaire selon z . Cette configuration correspond assez bien à celle du transistor à fils quantiques proposé par Sakaki en 1980 [19]. Il faut cependant remarquer que dans ce dispositif le matériau intermédiaire entre la zone active et le métal de grille est un isolant et non un semiconducteur III-V.

V Choix du matériau de canal

Les résultats de Knap et al. mettent en évidence la large prédominance de la précession due au terme de Rashba sur celle liée au terme de Dresselhaus. Ceux de Schapers et al. tendent à prouver que le seul terme de Rashba permet d'expliquer entièrement les phénomènes de levée de dégénérescence de spin observés par voies diverses dans les hétérostructures III-V à modulation de dopage, dégénérescence qui détermine la valeur de l'induction magnétique due aux termes de couplage spin-orbite [19].

Quant aux mécanismes EY et BAP ils paraissent dans le cas du canal d'un HEMT tout à fait négligeables par rapport à ceux liés aux termes de Rashba et de Dresselhaus.

Parmi tous les mécanismes agissant sur le spin dans le canal d'un HEMT, nous pouvons donc dans un premier temps ne prendre en compte que l'influence du terme de Rashba. Dans un deuxième temps, nous quantifierons l'influence du terme de Dresselhaus par rapport aux résultats issus d'un modèle ne prenant en compte que le terme de Rashba.

Afin d'augmenter la rapidité de la précession de Rashba, il semble d'ailleurs préférable d'utiliser $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$, voire InAs, plutôt que GaAs comme matériau de canal, puisque la valeur de a_{46} qui est déterminante pour le retournement de spin associé à ce mécanisme augmente fortement lorsque l'on passe de GaAs à $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ou de $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ à InAs. Nous allons voir cependant qu'à cause des termes de couplage spin-orbite le choix d' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ est peut-être le meilleur.

Un transistor HEMT peut être réalisé sur la base d'une hétérostructure dans laquelle les deux semiconducteurs III-V utilisés sont en accord de maille, comme dans le cas des

hétérostructures $\text{Al}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}/\text{GaAs}$ réalisées sur substrat GaAs (filère GaAs) ou $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ réalisées sur substrat InP (filère InP). Dans ces conditions, on n'a évidemment pas à se préoccuper de la possibilité de levée de dégénérescence de spin sous l'effet d'une asymétrie « d'interface », ces deux types d'hétérostructures possédant des « atomes communs ».

En revanche, si l'on veut utiliser InAs comme matériau de canal, l'effet des contraintes est à considérer. Pour obtenir une telle structure on insère généralement une fine couche d'InAs (10nm ou moins) dans une hétérostructure à modulation de dopage $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}/\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$. L'intérêt de la couche d'InAs réside dans l'accroissement du confinement quantique des porteurs dans le canal, ce qui permet de tirer parti des excellentes propriétés de transport d'InAs [38]. Cette couche est cependant fortement contrainte dans une telle structure. Dans ces conditions, un terme supplémentaire de couplage spin-orbite apparaît et il est possible que l'intensité de ce couplage devienne plus grande que celle du terme de Rashba. Enfin, il n'est peut-être pas évident que le champ perpendiculaire présent dans la couche InAs soit aussi important que celui présent dans $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ce qui diminuerait l'intensité du terme Rashba.

IV Résumé

Pour conclure cette partie, rappelons les divers mécanismes que nous venons de décrire et qui peuvent modifier le spin électronique dans les hétérostructures III-V à modulation de dopage. Ces mécanismes appartiennent à deux catégories.

Il s'agit tout d'abord de termes de couplage spin-orbite apparaissant dans l'hamiltonien de masse effective des électrons de conduction. Ces couplages trouvent leur origine dans une absence de symétrie de la structure cristalline (terme de Dresselhaus, effet des contraintes ou symétrie d'interface) ou des bandes d'énergie (terme de Rashba). À ces phénomènes sont associées des inductions magnétiques qui font précesser continûment le spin des électrons entre deux chocs avec le réseau cristallin. Enfin, si les interactions entre les électrons et le réseau modifient de façon aléatoire l'orientation de ces inductions magnétiques au cours du déplacement des porteurs, la polarisation de spin est relaxée suivant un mécanisme dit de D'yakonov-perel' (ou DP).

La deuxième catégorie de mécanismes concerne des événements de type « interaction instantanée ». Lorsque ceux-ci sont accompagnés d'un renversement simultané du spin électronique. Il s'agit du mécanisme Elliott-Yafet (EY) dans le cas de l'interaction

coulombienne et de l'interaction porteur/phonon, et du mécanisme (BAP) dans le cas de l'interaction électron/trou.

spin- FET.

Dans ce chapitre on va étudier la physique du transport polarisé en spin dans des hétérostructures III-V à modulation de dopage. Notre intérêt portera en particulier sur le transistor à rotation de spin ou spin-FET on établira en particulier l'expression de la transconductance de ce transistor lié particulièrement aux effets d'injection et collection polarisés en spin et la rotation ou précession du spin contrôlée par la tension de la grille. Car ce type de transistor est prédit pour être intéressant dans le domaine électrique des hyperfréquences.

Par analogie au HEMT classique, la source envoie des électrons qui se propagent dans le canal unidimensionnel 1D vers le drain. Dans le cas du spin-FET, la source et le drain ont pour rôles respectifs d'injecter et de détecter les électrons polarisés en spin par l'intermédiaire de leurs aimantations. Sous réserve de conservation du spin dans le canal, le courant entre la source et le drain est important quand les aimantations respectives de la source et du drain sont parallèles et faible dans le cas contraire. L'idée est donc de commuter le dispositif entre les deux régimes en renversant le spin, par couplage spin-orbite dit de «Rashba» [20], grâce à la tension grille. Ainsi, en absence de tension empêche le passage des électrons : le transistor est bloqué la polarisation de la grille, entraîne la rotation de spin le long du canal et retournement pour une tension déterminée sur la grille : les électrons peuvent désormais passer dans le drain et le transistor est passant.

Le modèle dit transport qu'on peut considérer dans ce cas comme une première façon de décrire le phénomène de transport dans de tel dispositif est le modèle dit transport en fil quantique, c'est-à-dire considérer un effet d'un champ perpendiculaire. E_y et un champ faible E_x de telle façon à produire un puit confinant de largeur W et un canal 1D de longueur L .

I-1 Précession de spin cohérente

Nous avons vu que la précession Rashba conduit dans un canal 1D à des variations cohérentes de l'orientation de spin: le spin tourne uniquement dans le plan Oxy normal à la direction Ox du canal, sous l'influence du vecteur de précession de spin Ω_R dont la direction est toujours parallèle à l'axe z . Voyons maintenant comment mettre en équations cette rotation cohérente de spin.

du vecteur de précession se réduit à :

$$\boldsymbol{\Omega}_R = \frac{2a_{46}E_y}{\hbar} k u_z \quad (IV-1)$$

Où $\mathbf{k} = k u_x$ est le vecteur d'onde de l'électron. Si nous repérons le spin \mathbf{S} par son angle polaire φ dans le plan Oxy , la vitesse de variation de φ est donné par u_z , $\boldsymbol{\Omega}_R$ soit :

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{2a_{46}E_y}{\hbar} k \quad (IV-2)$$

Or, nous nous sommes placés dans des conditions telles que la non parabolicité de la bande de conduction est négligeable. Dans ce cas, la vitesse de déplacement dx/dt de l'électron est proportionnelle au vecteur d'onde :

$$\mathbf{P} = m^* \cdot \mathbf{v} = \hbar \cdot \mathbf{k} \Rightarrow \mathbf{v} = \frac{\hbar \cdot \mathbf{k}}{m^*}$$

$$\mathbf{v} = \frac{dx}{dt} = \frac{\hbar}{m^*} k \quad (IV-3)$$

Si nous comparons les expressions (IV-2, IV-3).

$$\left\{ \begin{array}{l} k = \frac{m^*}{\hbar} \frac{dx}{dt} \\ k = \frac{\hbar}{2a_{46}E_y} \frac{d\varphi}{dt} \end{array} \right. \Rightarrow \frac{\hbar}{2a_{46}E_y} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{m^*}{\hbar} \frac{dx}{dt}$$

Nous en déduisons que les variations Δx et $\Delta \varphi$ lors d'un vol libre de durée Δt sont liées par la relation de proportionnalité suivante :

$$\Delta \varphi = \frac{2a_{46}E_y m^*}{\hbar^2} \Delta x \quad (IV-4)$$

Ainsi, l'angle polaire du spin d'un électron varie linéairement avec la distance x parcourue :

$$\varphi = \frac{2a_{46}E_y m^*}{\hbar^2} x + \varphi_i \quad (IV-5)$$

Pour un électron injecté en $x = 0$ avec une orientation de spin définie par l'angle polaire φ_i .

La valeur de la polarisation de spin P en fonction de la distance selon x , c'est-à-dire la valeur moyenne particulière de $\cos(\varphi)$ pour l'ensemble des électrons présents au point d'abscisse x , est alors donnée par :

$$P(x) = \left\langle \cos \left(\frac{2a_{46}E_y m^*}{\hbar^2} x + \varphi_i \right) \right\rangle \quad (IV-6)$$

Soit encore,

$$\frac{\hbar^2 m^*}{2} x) - \langle \sin(\varphi_i) \rangle \sin\left(\frac{2a_{46} E_y m^*}{\hbar^2} x\right) \quad (IV-7)$$

Si le contact ferromagnétique impose l'injection d'électrons de spin dirigé selon l'axe x (soit $\varphi_i = 0$ pour une orientation spin up ou π pour une orientation spin down) avec une certaine polarisation P_0 , on a :

$$\begin{cases} \langle \cos(\varphi_i) \rangle = P_0 \\ \langle \sin(\varphi_i) \rangle = 0 \end{cases} \quad (IV-8)$$

La polarisation de long du canal a donc l'expression analytique suivante dans le cas d'une bande parabolique :

$$P_{1D}(x; E_y) = P_0 \cos\left(\frac{E_y x}{V_R}\right) \quad (IV-9)$$

Où P_0 est la polarisation de spin imposée par le contact ferromagnétique de source et V_R un paramètre homogène à une tension défini par :

$$V_R = \frac{\hbar^2}{2m^* a_{46}} \quad (IV-10)$$

La fonction $P_{1D}(x)$ est une loi sinusoïdale dont la période spatiale est fixée par le champ perpendiculaire E_y et par le matériau dans lequel est constitué le canal à travers la constante V_R . Si nous utilisons les valeurs de a_{46} données dans le tableau VI-1 pour calculer le paramètre V_R , nous obtenons que ce dernier est égal à 10 V dans GaAs, 3.4 V dans $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ et 0.9 V dans InAs.

Tableaux VI-1 Paramètres caractérisant les couplages spin-orbite de Rashba (a_{46}) et de Dresselhaus (a_{42}). [19]

	GaAs	$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	InAs
a_{46} (Cm ²)	9.0×10^{-39}	4.4×10^{-38}	2.5×10^{-37}
a_{42} (eVm ³)	2.9×10^{-29}	4.2×10^{-29}	3.2×10^{-29}

Nous pouvons aller un peu plus loin que le transport polarisé en spin dans le cas d'un canal 1D. En supposant que les phénomènes d'injection/collection polarisés en spin conduisent à la même valeur de polarisation de spin P_0 au contact de source et au contact de drain, nous pouvons développer un petit modèle pour évaluer les variations du courant de drain dans un spinofFET en fonction du champ électrique perpendiculaire E_y et à faible champ longitudinal E_x .

Nous notons $n_{tot}(x)$ la densité linéique totale d'électrons accumulés dans le canal à l'abscisse x , dont une partie $n_{\uparrow}(x)$ est polarisée en spin up suivant x et une autre $n_{\downarrow}(x)$ polarisée en spin down suivant x . Nous avons évidemment $n_{tot}(x) = n_{\uparrow}(x) + n_{\downarrow}(x)$.

À l'injection en $x = 0$, la polarisation de spin est imposée par le contact ferromagnétique, nous pouvons alors écrire :

$$P(0) = \frac{n_{\uparrow}(0) - n_{\downarrow}(0)}{n_{tot}} = P_0 \quad (IV-11)$$

Soit encore :

$$n_{\downarrow} = n_{tot} - n_{\uparrow}$$

où

$$n_{\uparrow}(0) = n_{tot}P_0 + n_{\downarrow}(0)$$

et

$$n_{\uparrow}(0) = n_{tot}P_0 + n_{tot} - n_{\uparrow}(0)$$

ainsi on a :

$$n_{\uparrow}(0) = \frac{1 + P_0}{2} n_{tot}$$

de même

$$n_{\downarrow}(0) = n_{\uparrow}(0) - n_{tot}P_0$$

et

$$n_{\downarrow}(0) = n_{tot} - n_{\uparrow}(0) - n_{tot}P_0$$

on obtient alors ;

$$n_{\downarrow}(0) = \frac{1 - P_0}{2} n_{tot}$$

c'est-à-dire

$$\begin{cases} n_{\uparrow}(0) = \frac{1 + P_0}{2} n_{tot} \\ n_{\downarrow}(0) = \frac{1 - P_0}{2} n_{tot} \end{cases} \quad (IV-12)$$

à un endroit quelconque sous la grille ($0 < x < L$), la polarisation de spin est modulée par le mécanisme de Rashba, suivant la loi (IV-9), c'est-à-dire :

$$P(x) = \frac{n_{\uparrow}(x) - n_{\downarrow}(x)}{n_{tot}} = P_0 \cos\left(\frac{E_y x}{V_R}\right) \quad (IV-13)$$

d'où :

$$\begin{cases} n_{\uparrow}(x) = \frac{1 + P_0 \cos\left(\frac{E_y x}{V_R}\right)}{2} n_{tot} \\ n_{\downarrow}(x) = \frac{1 - P_0 \cos\left(\frac{E_y x}{V_R}\right)}{2} n_{tot} \end{cases} \quad (IV-14)$$

au niveau du drain en $x = L$ où L est la longueur de canal, la polarisation du courant est également imposée par le contact ferromagnétique, soit :

$$P_0 = \frac{I_{\uparrow} - I_{\downarrow}}{I_{tot}} \quad (IV-15)$$

et donc, pour $P_0 \neq -1$ (si $P_0 = 1$ il ne faut plus considérer le courant des électrons a spin up mais celui des électrons a spin down)

$$I_{tot} = \frac{I_{\uparrow} - I_{\downarrow}}{P_0}$$

et comme

$$I_{tot} = I_{\uparrow} + I_{\downarrow} \Rightarrow I_{\downarrow} = I_{tot} - I_{\uparrow}$$

en remplaçant on aura

$$P_0 I_{tot} = 2I_{\uparrow} - I_{tot} \Rightarrow (1 + P_0) I_{tot} = 2I_{\uparrow}$$

d'où alors;

$$I_{tot} = \frac{2}{1 + P_0} I_{\uparrow} \quad (IV-16)$$

or le courant dans un canal 1D est donné par l'expression :

$$= -qn_{\uparrow}(L)\mu E_x \quad (IV-17)$$

d'autre part en première approche [19], nous pouvons considérer que :

$$n_{tot} = \frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_{SC}}{q} E_y W \quad (IV-18)$$

Où W est la largeur du puits quantique rectangulaire formé dans la direction z . L'expression (IV-19) se déduit facilement, dans le cas où la densité d'impuretés ionisées présentes dans le canal est négligeable devant n_{tot} .

$$I_{\uparrow} = -q \left(\frac{1 + P_0 \cos\left(\frac{E_y L}{V_R}\right)}{2} \right) \frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_{SC} W}{q} E_y \mu(E_y) E_x$$

où
$$V_C = \frac{q}{2\varepsilon_0 \varepsilon_{SC} W}$$

et comme au niveau du drain nous avons

$$I_D = \frac{2}{1 + P_0} I_{\uparrow}$$

nous obtenons finalement :

$$I_D = q \frac{E_y}{V_C} \mu(E_y) E_x \frac{1 + P_0 \cos(E_y L/V_R)}{1 + P_0} \quad (IV-19)$$

$$I_D = q \frac{E_y}{V_C} \mu(E_y) E_x \frac{1 + P_{ID}(E_y; L)}{1 + P_0} \quad (IV-20)$$

Où le paramètre V_C , égal à $q/(2\varepsilon_0 \varepsilon_{SC} W)$ est homogène à une tension et

$\mu(E_y) = \frac{\mu_0}{(1 + (E_y/E_0).n)}$ où μ_0, E_0, n paramètres ajustables permettant de reproduire les variations mesurées expérimentalement [19].

On peut remarquer que dans cette expression le terme en E_y/V_C représente la densité contrôlée par la grille d'électrons accumulés dans le canal. Le paramètre μ désigne la mobilité électronique et donc μE_x représente la vitesse des électrons. La mobilité μ varie avec l'intensité du confinement dans le canal, c'est-à-dire avec le champ E_y . Enfin le rapport $(1 + P_0 \cos(E_y L/V_R))/(1 + P_0)$ traduit l'analyse de spin au niveau du drain. Ce rapport varie

son période $E_{y0} = 2\pi V_R/L$. Son amplitude dépend de la

Sur la figure (IV.1) nous avons représenté les variations du courant de drain avec le champ perpendiculaire E_y , obtenue dans un spin-FET pour $P_0 = 0\%$, c'est-à-dire sans injection/collection polarisé en spin dans un intervalle de variation du champ E_y [30,300] en kV/cm pour une longueur du canal $L = 1.4 \mu m$ et une largeur du puit de confinement $W = 13.5 nm$ avec le champ $E_x = 0.5 kV/cm$. On remarque une certaine linéarité de l'évolution du courant, mais pour une polarisation $P_0 = 15\%$ une modulation du courant du drain apparaît dans la courbe représentée dans figure IV.2 à partir de 160 kV/cm, et elle est plus nuancée pour la valeur $P_0 = 35\%$ dans l'intervalle [160, 230] en kV/cm figure IV.3.

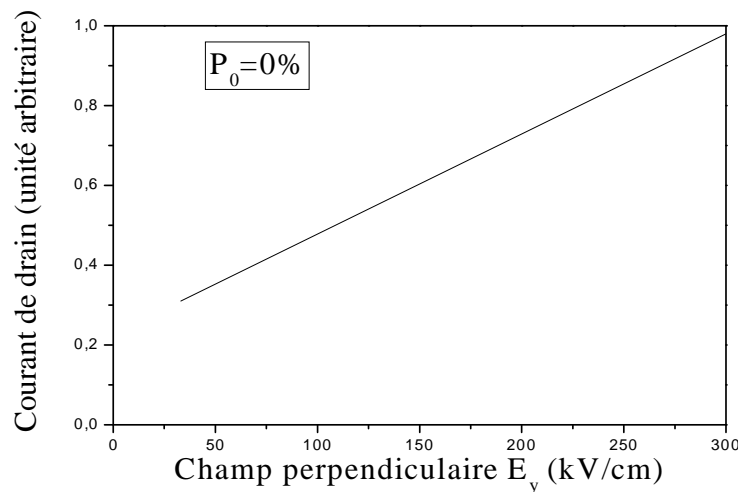


Figure IV-1 Courant de drain en fonction du champ perpendiculaire dans spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour $P_0 = 0\%$ imposée par les contacts de source et drain. Longueur de canal $L = 1.4 \mu m$, largeur du puits rectangulaire suivant la direction latérale z , $W = 13.5 nm$, $E_x = 0.5 kV/cm$

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

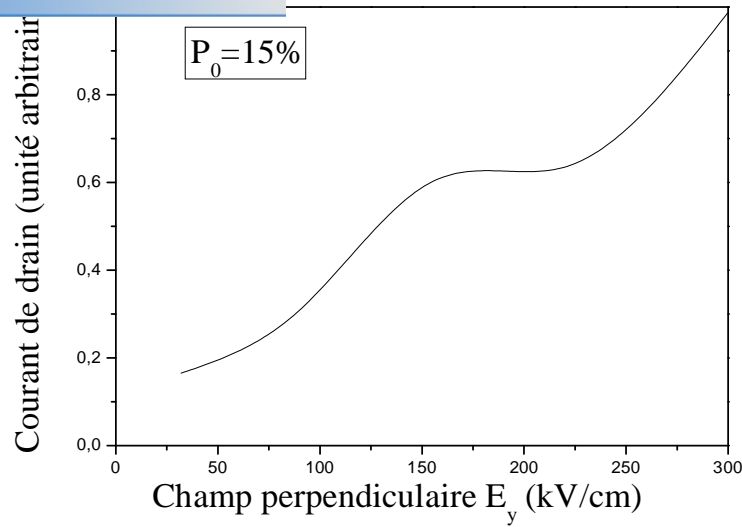


Figure IV-2 Courant de drain en fonction du champ perpendiculaire dans spin-FET à fil quantique $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ pour $P_0 = 15\%$ imposée par les contacts de source et drain. Longueur de canal $L = 1.4 \mu\text{m}$, largeur du puits rectangulaire suivant la direction latérale z , $W = 13.5\text{nm}$, $E_x = 0.5\text{kV/cm}$

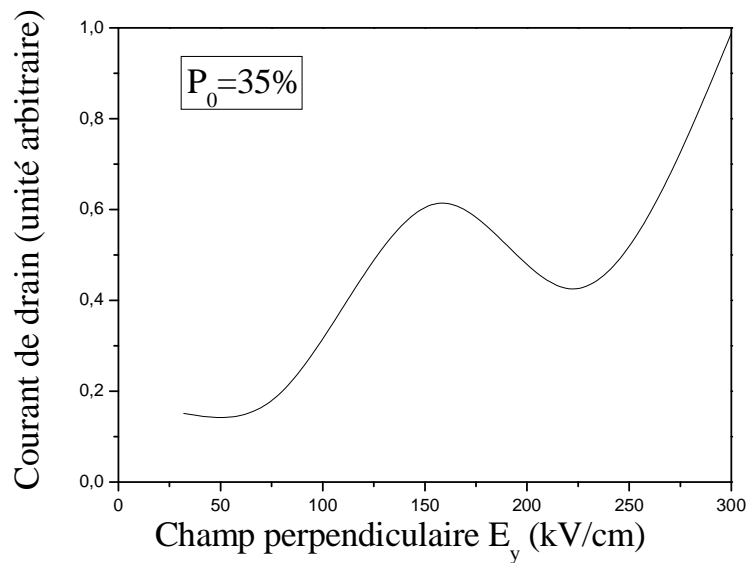


Figure IV-3 Courant de drain en fonction du champ perpendiculaire dans spin-FET à fil quantique $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ pour $P_0 = 35\%$ imposée par les contacts de source et drain. Longueur de canal $L = 1.4 \mu\text{m}$, largeur du puits rectangulaire suivant la direction latérale z , $W = 13.5\text{nm}$, $E_x = 0.5\text{kV/cm}$

Figure IV.4, cette modulation est bien établie pour une $\approx 100\%$ elle est nettement apparente, ce qui justifie en

premier lieu un pré-dimensionnement (un choix de la longueur du canal L) du spin-FET en utilisant le modèle à fil quantique. Or, d'après [19], pour obtenir des effets électriques importants, il faut que la valeur maximale de la quantité $E_y L/V_R$ doive être supérieure à deux périodes de modulation de la polarisation de spin. La mesure de cette période de modulation du courant est réalisable si par exemple on choisit un intervalle de variation de E_y contenant au moins deux périodes de modulation. Le champ E_y dans toutes les figures représentées (IV.1-IV.5) varie typiquement entre une valeur de 30kV/cm et une valeur E_{max} d'ordre 300kV/cm donnant une valeur maximale pour le courant du drain. Comme la quantité V_R est caractéristique du matériau du canal, fixée par son choix. Donc la longueur L du canal du transistor spin-FET, qu'il soit utilisé pour l'étude de la physique du transport polarisé en spin ou il soit utilisé en tant que composant, doit être supérieur pour un matériau de canal donné à une valeur minimale L_{min} déterminée par la relation[19]

$$L_{min} = \frac{4\pi V_R}{E_{y_{max}}}. \quad (IV.21)$$

Pour notre cas pour le matériau $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, elle est de l'ordre 1.4 μ m et dans le cas d'un canal GaAs elle est égale à 4.2 μ m [19]. La longueur de canal L_{min} calculée dans le cas $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ reste trop grande pour que le spin-FET offre un intérêt en tant qu'application. Mais cependant, à ce niveau d'étude, il constitue un moyen d'investigation de la physique du transport polarisé en spin dans les structures hybrides ferromagnétique/ semi-conducteur. Car la longueur du canal minimale pour obtenir des effets électriques importants est trop grande pour les applications en hyperfréquences.

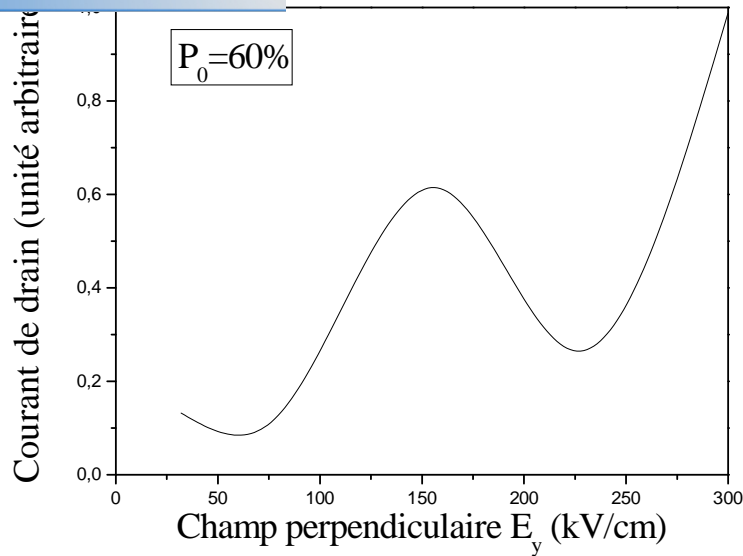


Figure IV-4 Courant de drain en fonction du champ perpendiculaire dans spin-FET à fil quantique $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ pour $P_0 = 60\%$ imposée par les contacts de source et drain. Longueur de canal $L = 1.4 \mu\text{m}$, largeur du puits rectangulaire suivant la direction latérale z , $W = 13.5\text{nm}$, $E_x = 0.5\text{kV/cm}$

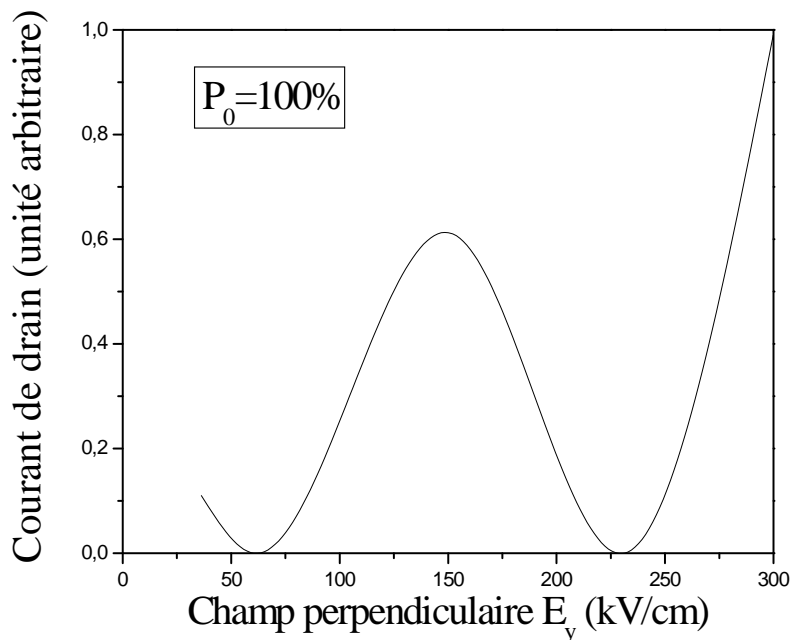


Figure IV-5 Courant de drain en fonction du champ perpendiculaire dans spin-FET à fil quantique $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ pour $P_0 = 100\%$ imposée par les contacts de source et drain. Longueur de canal $L = 1.4 \mu\text{m}$, largeur du puits rectangulaire suivant la direction latérale z , $W = 13.5\text{nm}$, $E_x = 0.5\text{kV/cm}$

aus et Rashba

Dans les études menées précédemment, nous avons supposé que seul le terme de Rashba agit sur le spin électronique dans le canal du spin-FET. Dans cette partie, nous allons quantifier l'influence éventuelle du terme de Dresselhaus sur les variations du courant de drain dans un spin-FET à fil quantique.

Dans la figure IV.7 nous avons représenté l'influence du terme de Rashba et Dresselhaus sur le courant du drain pour un spin-FET à fil quantique en $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ avec une polarisation $P_0 = 100\%$ et une longueur du canal $L=1.4\mu m$ et une longueur du puits de confinement $W = 13,5 \mu m$ avec le champ $E_x = 0,5 kV/cm$ sur un intervalle de variation de E_y [30 kV/cm, 300 kV/cm]. La comparaison entre les courbes des deux figures où on a représenté l'influence du terme Rashba seul puis une comparaison entre le terme de Rashba et Rashba+Dresselhaus permet de remarquer pour E_y inférieur à 130 kV/cm, l'influence du terme de Dresselhaus est non négligeables, mais elle ne modifie pas radicalement la forme des variations du courant de drain. La prise en compte du terme de Dresselhaus apparent comme une diminution de la modulation du courant par contre le minimum local du courant ne varie pas notablement. On remarque aussi qu'il n'y a pas de variation de courant de drain les valeur supérieur à 150 kV/cm de E_y , comparé à celle avec le terme de Rashba seul, en quelque sorte le terme de Dresselhaus est négligeable à partir de cette valeur, qui marque la zone dans la quelle la modulation du courant par la précession de spin est la plus significative. Rappelant qu'il reste difficile expérimentalement de faire une distinction entre les contributions respectives des termes de Rashba et de Dresselhaus aux variations du courant.

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

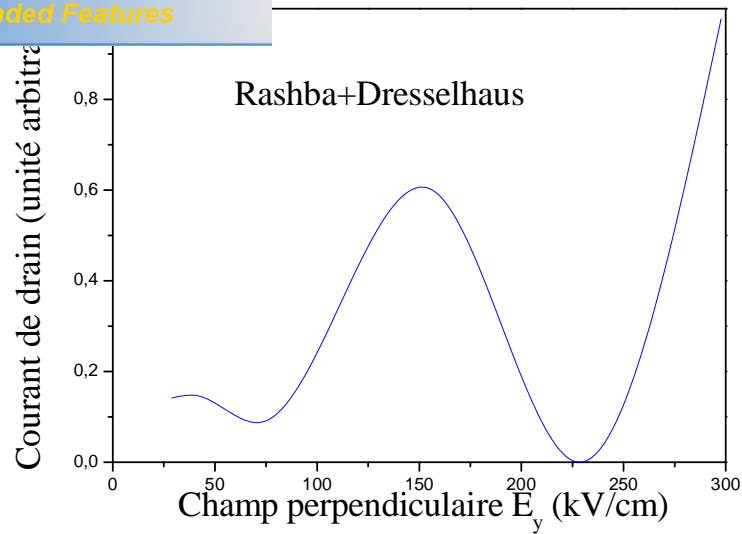


Figure IV-6 Courant de drain en fonction du champ perpendiculaire dans un spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, influence du terme de Dresselhaus. En lignes continues Rashba et Dresselhaus avec $P_0 = 100\%$ longueur de canal $L = 1.4 \mu m$, largeur du puits rectangulaire suivant la direction latérale z , $W = 13.5 nm$, $E_x = 0.5 kV/cm$

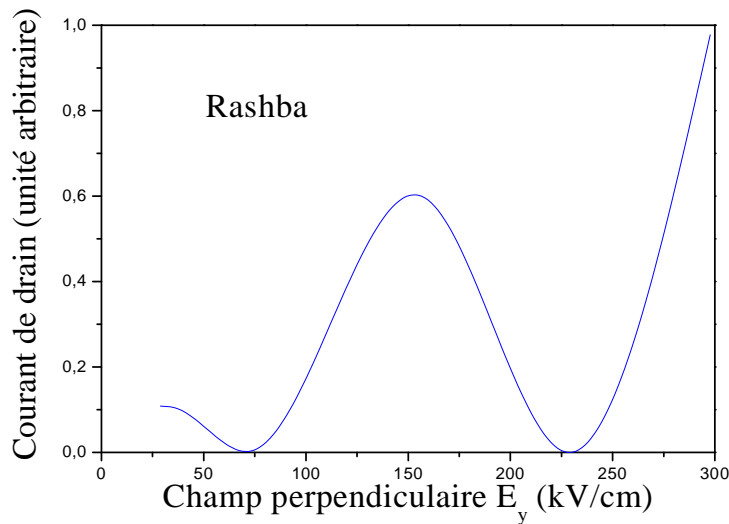


Figure IV-7 Courant de drain en fonction du champ perpendiculaire dans un spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, influence du terme de Dresselhaus. En lignes continues Rashba seul avec $P_0 = 100\%$ longueur de canal $L = 1.4 \mu m$, largeur du puits rectangulaire suivant la direction latérale z , $W = 13.5 nm$, $E_x = 0.5 kV/cm$

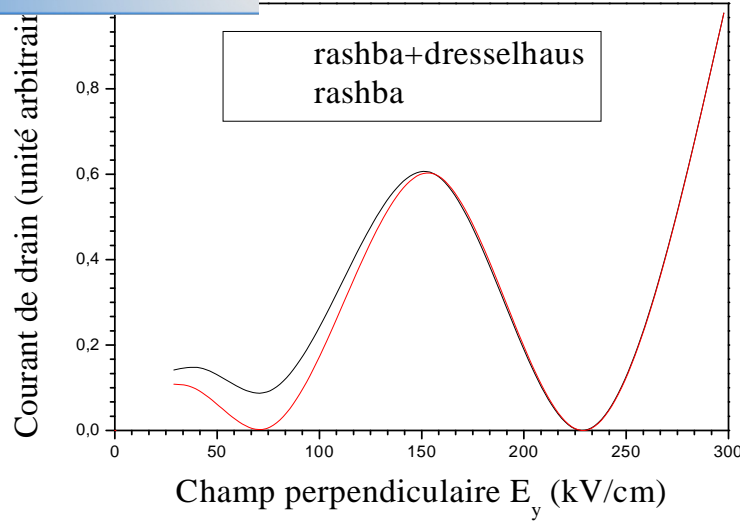


Figure IV-8 Courant de drain en fonction du champ perpendiculaire dans un spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, influence du terme de Dresselhaus. En lignes continues Rashba seul et Rashba et Dresselhaus avec $P_0 = 100\%$ longueur de canal $L = 1.4 \mu m$, largeur du puits rectangulaire suivant la direction latérale z , $W = 13.5 nm$, $E_x = 0.5 kV/cm$

II Intérêt du spin-FET

Dans l'expression du courant de drain dans un spin-FET, trois termes varient avec E_y : la densité de porteurs n_{tot} , la mobilité μ et la fonction périodique avec E_y traduisant la dépendance en spin du courant de drain. Il faut noter que la mobilité μ varie de moins d'un facteur 2 après les calculs effectués par [19] pour E_y variant entre 30 et 300 kV/cm. Nous pouvons donc dans un premier temps considérer la mobilité constante et nous devons alors essentiellement comparer les influences respectives du contrôle de charges dans le canal et des effets liés au spin des porteurs. Nous effectuons cette comparaison en étudiant la dérivée g de I_D/μ par rapport à E_y , c'est-à-dire à une constante multiplicative près la transconductance g_m du transistor.

Nous avons l'expression donc :

$$g(u) = \frac{qE_x}{V_C} \frac{1 + P_0(\cos(u) - u\sin(u))}{1 + P_0} \quad (IV-21)$$

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

égal à $E_y L/V_R$. À l'exception de V_C , la fonction $g(u)$ ne dépend pas des paramètres caractérisant le transistor à fil quantique. Les variations de g renseignent sur celles de la transconductance du spin-FET (en première approximation, E_y varie linéairement avec la tension de grille). C'est pourquoi nous désignerons par la suite cette fonction par le terme « *transconductance* ».

Un calcul de simulation permet de faire une analyse qualitative de cette transconductance en fonction des paramètres internes du dispositif, en fonction du champ extérieur de modulation et en fonction de la polarisation en spin.

III Étude de la transconductance

Les figures (IV.9-IV.13) représentent cette étude de simulation où les variations de la transconductance g sont données en fonction du paramètre sans dimension pour différentes valeurs de la polarisation P_0 . Ainsi pour P_0 supérieur on égale 35%, figures (IV.9-IV.11), la précession de spin conduit à des effets électriques relativement considérables.

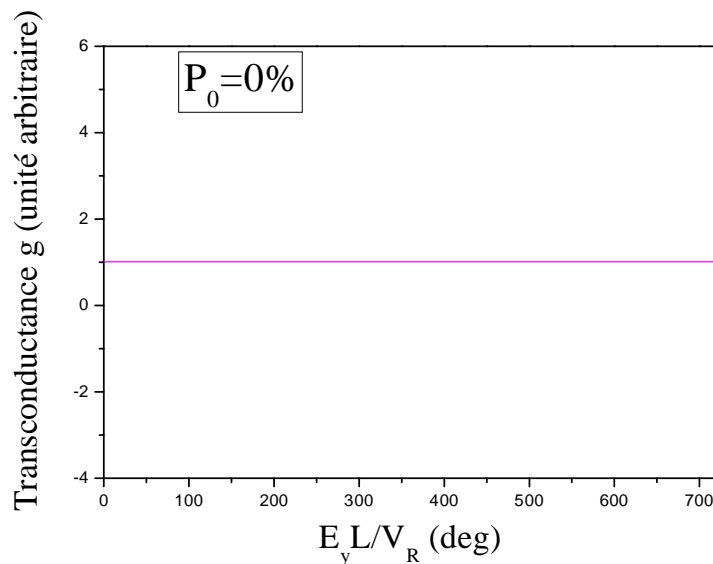


Figure IV-9 Transconductance g en fonction du paramètre sans dimension $E_y L/V_R$ dans un spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour $P_0 = 0\%$

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

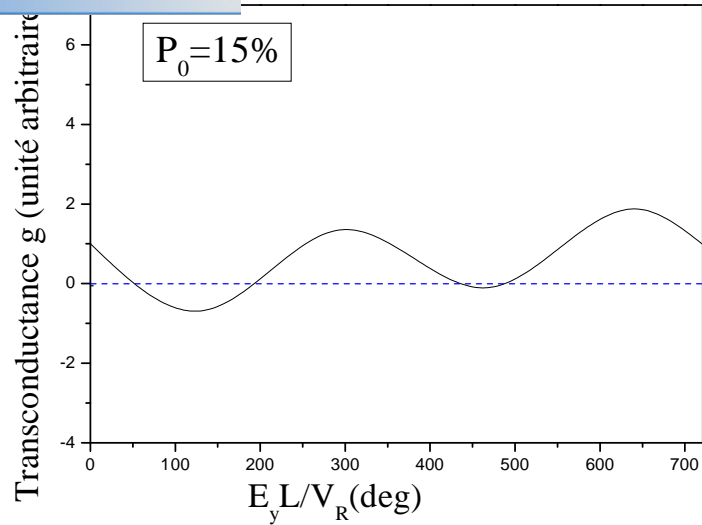


Figure IV-10 Transconductance g en fonction du paramètre sans dimension $E_y L/V_R$ dans un spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour $P_0 = 15\%$

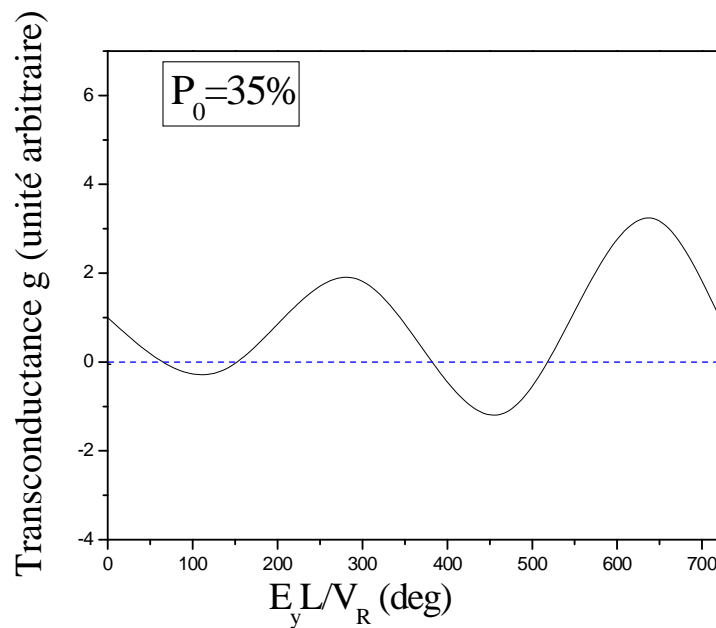


Figure IV-11 Transconductance g en fonction du paramètre sans dimension $E_y L/V_R$ dans un spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour $P_0 = 35\%$

de transconductance négative pour $E_y L/V_R$ variant entre 100° et 300° . La transconductance est négative dans cette zone pour $P_0 = 35\%$ et elle est plus net pour $P_0 = 60\%$ figure IV.12. On remarque que la transconductance devient positive dans l'intervalle $[540^\circ-700^\circ]$ et que son module est doublé pour le cas de 35% par rapport au cas d'un transistor sans effets d'injection/collection polarisées en spin (i.e pour P_0 nul) et le module est triplé pour $P_0 = 60\%$. Ces variations non linéaires de la transconductance sont liées à des fortes oscillations du courant I_d . Rappelant que dans ce cas également que les effets électriques n'apparaissent pour P_0 comprise entre 35% et 60% que si $E_y L/V_R$ varie sur au moins deux périodes, soit 720° ou 4π .

En effet, nous n'observons l'apparition d'un fort effets de transconductance négative ou une amélioration significative de la transconductance pour $E_y L/V_R$ variant entre 0° et 360° que si P_0 est nettement supérieur à 60% . Pour les valeurs de P_0 inférieures à 35% , ces effets disparaissent dans le domaine considéré pour $E_y L/V_R$: la transconductance dans ce reste toujours positive et sa valeur n'atteint même pas le double de celle obtenue pour le cas où P_0 est nul. Dans ce cas l'amplitude des oscillations dues à la modulation de la polarisation de spin par le champ perpendiculaire est très faible. Cependant on peut au point caractériser la précession de Rashba en mesurant la pseudo-périodicité des oscillations du courant.

En conclusion, nous pourrions dire que l'intérêt essentiel qu'on a porté ici au spin-FET est qu'il pourrait faire l'objet d'une base d'étude de la physique du phénomène de transport polarisé en spin en particulier pour les valeurs de la polarisation inférieure 35% ce qui est confirmé par ce modèle de calcul et qu'en revanche il pourrait être considéré en tant que composant électronique pour des valeurs de la polarisation supérieures 35% , on a alors suivant la valeur du champ extérieur soit une augmentation de la transconductance ou soit un effet important de la transconductance négative.

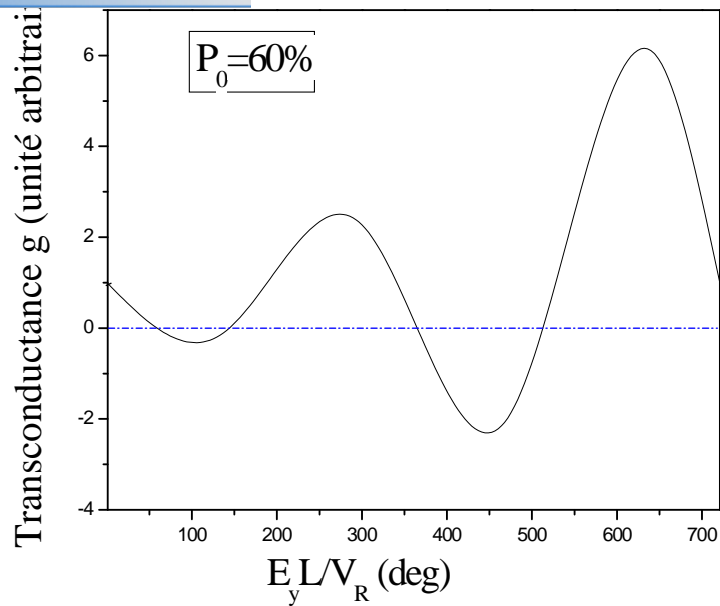


Figure IV-12 Transconductance g en fonction du paramètre sans dimension $E_y L/V_R$ dans un spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour $P_0 = 60\%$.

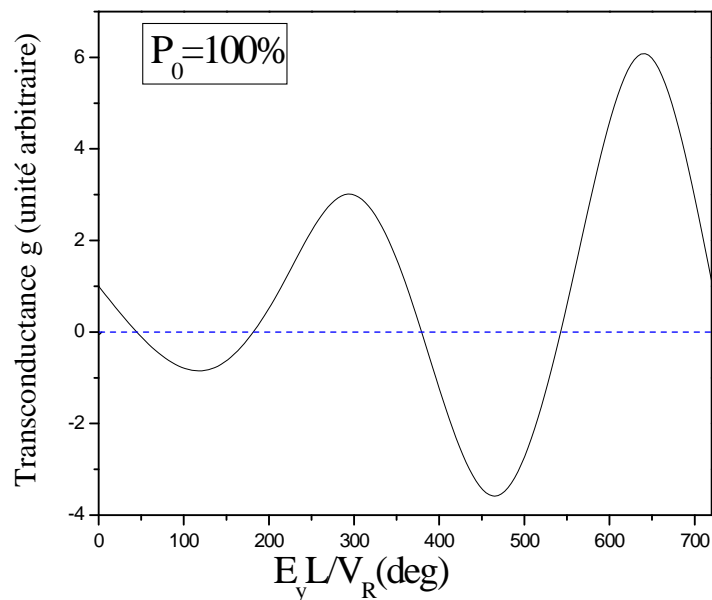


Figure IV-13 Transconductance g en fonction du paramètre sans dimension $E_y L/V_R$ dans un spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour $P_0 = 100\%$.

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

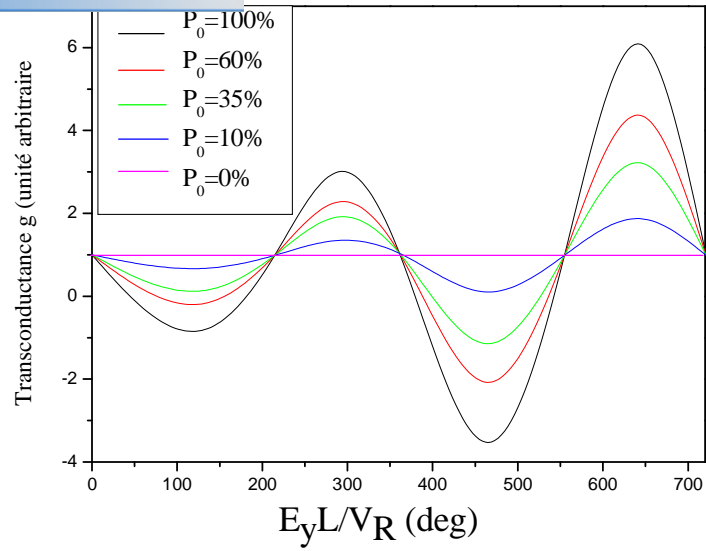


Figure IV-14 Transconductance g en fonction du paramètre sans dimension $E_y L/V_R$ dans un spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour $P_0 = (0\%, 10\%, 30\%, 50\%, 100\%)$.

-
- [1] Rachid KHLIL, Thèse de doctorat, Université de Reims Champagne-Ardenne, (2005).
- [2] S. Datta et B. Das, *Appl. Phys. Lett*, 56 (7) (1990).
- [3] Gilles MARTEL, documentation I.D.I.L, l'Université de Rouen, (2003).
- [4] Thierry MAILLOU, Thèse de doctorat, Université de Strasbourg, (2001).
- [5] Henry MATHIAU, Masson, Paris, (1998).
- [6] Bernard SAPOVAL. Claudine HERMANN, Copyright, Paris, (1990) 117-1131.
- [7] Francis Lévy, ISBN 2-88074-272-2, EPFL-Ecublens, CH-1015 Lausanne, Suisse, (1995).
- [8] Sylvain Reynal et all, école nationale supérieure de l'électronique et de ses applications (2007).
- [9] R. Castagné et all, Masson et CINET ENST, Paris, (1989).
- [10] S. Laval, Ecole d'été d'optoélectronique, (2002).
- [11] Gerald Bastard, Les éditions de physique, paris, (1988).
- [12] Peter Y.YU, Manuel Cardona, Springer, (2001).
- [13] M Benaïcha, Mémoire de magister, Université de Batna, (2007).
- [14] <http://www.eudil.fr/eudil/tec35/hemt/hemtc1a.htm>
- [15] G. A Prinz, *J. Magn. Magn. Mater*, 200 (1-3) (1999) 57-68.
- [16] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnar, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, D. M. Treger, *Science*, 294 (2001) 1488-1495.
- [17] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma, *Review of Modern Physics*, 76 (2) (2004) 323-410.
- [18] D. A, Thompson, J. S. Best, *IBM Journal of Research and Development*, 44 (3) (2000) 311-322.
- [19] A. Bournel, *Ann. Phys. Fr*, 25 (1) (2000) 1-176.
- [20] E.I. Rashba, *Sov. Phys. Solid State*, 2 (1960) 1109.
- [21] P. Mounaix, E. Lheurette, F. Molloy, D. Lippens, *Electron. Lett*, 31 (1995) 1508.
- [22] F. G. Monzon, Mark Johnson, M. L. Roukes, *Appl. Phys. Lett*, 71 (21) (1997) 3087.
- [23] C Duluard, Thèse de doctorat, université de Joseph – Fourier, GRENOBLE I, (2007)
- [24] P GALLO, thèse de doctorat, université Toulouse, (2006)

- [25] P. M. Tedrow et R. Meservey, *Phys. Rev. Lett*, 26 (4) (1971) 192.
- [26] R. J. Elliot, *Phys. Rev.* 96 (2) (1954) 266.
- [27] M. I. D'Yakonov, Ecole thématique du CNRS, *Physique et Applications*, (2005).
- [28] Y. Yafet, *Applied Physics*, 39 (1968) 853.
- [29] M. I. D'Yakonov et V. I. Perel', *Sov. Phys. JETP*, 33 (5) (1971) 1053.
- [30] G. L. Bir, A. G. Aronov, G. E. Pikus, *Sov. Phys. JETP*, 42 (4) (1975) 705.
- [31] K. Zerrouati, F. Fabre, G. Bacquet, J. Bandet, J. Frandon, *Phys. Rev*, 37 (3) (1988) 1334.
- [32] J. M. Kikkawa, D.D. Awschalom, *Phys. Rev. Lett.* 80 (19) (1998) 4313.
- [33] A. G. Aronov, G. E. Pikus, A. N. Titkov, *Sov. Phys. JETP*, 57 (3) (1983) 680.
- [34] A. Bournel, V. Delmouly, P. Dollfus, *Nano et microtechnologies*, 1 (3-4) (2001) 353-384.
- [35] G.L. Chen, J. Han, T.T. Huang, S. Datta, D.B. Janes, *Phys. Rev*,47 (1993) 4084.
- [36] J.P. Leburton, *Appl. Phys*, 56 (1984) 2850.
- [37] S. Bollaert, Thèse de doctorat, l'université des Sciences et Technologies de Lille, (1993).
- [38] T. Akazaki, J.Nitta, H. Takayanagi, T. Enoki, K. Arai, *Electron. Mater*, 25 (1996) 745.

Liste des symboles

E_c	Énergie de la bande de conduction
E_v	Énergie de la bande de valence
E_i, E_g	Énergie de la bande interdite (gap)
E_F	Énergie de Fermi
q	Charge électrique
N_C, N_V	La densité effective d états dans les bandes de conduction et bande de valence
m_0	La masse de l'électron libre
m^*	Masse effective
k_b	Constante de Boltzmann
T	Température
S	Section
L	Longueur
n	La concentration d'électrons
p	La concentration des trous
n_i	La concentration en porteurs du semiconducteur intrinsèque
N_A	Densité des accepteurs
N_D	Densité des donneurs
\bar{v}	La vitesse
μ	La mobilité
J	Densité de courant
I	Courant
σ	La conductivité
ρ	La résistivité
V_G	La tension de grille

urce

V_{DS}	Tension drain-source
V_p	Tension de pincement
R_{DS}	La résistance drain-source
g_{DS}	La conductance du dipôle drain-source
I_D	Le courant de drain dans un transistor spin-FET
I_{DS}	Courant circule entre le drain et la source
V_{dsat}	Tension de saturation
\vec{E}_T	Champ électrique transversal
$U_{c\uparrow} U_{c\downarrow}$	potentiels Chimiques des spins up et down
D	Le coefficient de diffusion
τ_m	La durée entre deux collisions
τ_{sf}	Temps de spin-filp
λ_{fm}	La longueur de diffusion dans le métal ferromagnétique
λ_{sc}	La longueur de diffusion dans le semiconducteur
U_c^0	Le potentiel chimique sans effet du spin
P	La polarisation du courant d'électron injectés du métal ferromagnétique
U	Le potentiel de perturbation
β	La polarisation du métal ferromagnétique
\vec{E}	Champ électrique extérieur
\vec{B}_{eff}	Champ magnétique effectif
c	La vitesse de la lumière
$U(\mathbf{r})$	Le potentiel périodique
\vec{p}	La quantité de mouvement de l'électron
\vec{A}	Les matrices de Pauli

de l'électron

ω	Fréquence
r	Vecteur position
\vec{M}_c	Le moment cinétique angulaire des trous
M_s	Le moment magnétique de spin
Δ_0	Énergie de clivage de la bande de valence
Ω	Vecteur de précession de spin
φ	Angle polaire
\hbar	Constante de Plank
W	Largeur de canal du transistor
k	Vecteur d'onde de l'électron
a_{46}	Paramètres caractérisant les couplages spin- orbite de Rashba
a_{42}	Paramètres caractérisant les couplages spin- orbite de Dresselhaus
E_x	Faible champ longitudinal
E_y	Le champ perpendiculaire
P	La polarisation de spin
V_R	Paramètre homogène égal à $\frac{\hbar^2}{2m^* a_{46}}$
V_C	Paramètre homogène égal à $q/(2\epsilon_0 \epsilon_{sc} W)$

Liste des sigles

SC	Semiconducteur
B_C	Bande de conductance
B_V	Bande de valence
N	Semiconducteur dopé N
P	Semiconducteur dopé P
FET	Transistor à effet de champs (Field Effect Transistor)
MOS	Métal oxyde semiconducteur (Metal Oxide Semiconductor)
JFET	Transistor à effet de champ à jonction (Junction Field Effect Transistor)
MESFET	Transistor à effet de champ à barrière Schottky (Metal Semiconductor Field Effect Transistor)
MOSFET	Transistor à effet de champ à grille isolée (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor)
TEGFET	Transistor à effet de champ à gaz d'électrons (Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor)
MODFET	Transistor à effet de champ à dopage modulé (Modulation Doped Field Effect Transistor)
MODFET	Transistor à effet de champ à dopage modulé (Modulation Doped Field Effect Transistor)
HFET	Transistor à effet de champ à hétérojonction (Heterojunction Field Effect Transistor)
HEMT	Transistor à haute mobilité électronique (High Electron Mobility Transistor)
2D	Gaz bidimensionnel d'électrons
Spin-FET	Transistor à rotation de spins (Spin-Field Effect Transistor)
GMR	Giant Magneto Resistance,
MR	Magnétorésistance
FM	Métal ferromagnétique



PDF
Complete

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

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

DP	DøYakonov Perelø
BAP	Bir, Aronov et Pikus

A. Liste des figures :

I.1	Diagrammes de bandes d'énergie des différents types d'éléments	03
I.2	Génération d'électrons et de trous libres pour un semiconducteur.	05
I.3	statistiques de Fermi-Dirac pour les électrons et pour les trous à Différentes températures.	08
I.4	Cylindre des charges traversant la section S pendant le temps dt	11
I.5	Réseau cristallin dans la structure Zinc-blende.	16
I.6	Schéma de principe d'un transistor à effet de champ	17
I.7	Structure de principe d'un HEMT classique associée à son diagramme de Bande d'énergie	20
I.8	Variation du courant de drain I_D en fonction de la tension de grille à faible tension drain-source.	22
II.1	Transistor à effet et à rotation de spin, ou Spin-FET	24
II.2	Effet de transconductance différentielle négative dans un spin-FET	26
II.3	Etablissement d'un contact entre un ferromagnétique et un semiconducteur	28
II.4	Modèle de résistance simplifié pour un dispositif composé d'un semiconducteur	30
III.1	Bandes d'énergie du GaAs près de $\vec{p} = \vec{0}$	35
III.2	Représentation du mécanisme Elliot – Yafet	36
III.3	Représentation du mécanisme D'Yakonov - Perel'	37
III.4	Rôle relatif joué par les mécanismes BAP et DP dans le GaAs	39
III.5	Allure de la bande de conduction à l'interface d'une hétérostructure à modulation de dopage	40
III.6	Mécanisme agissant sur l'orientation de spin.	43
III.7	Précession de Rashba en gaz d'électrons 1D et 2D	45
III.8	Représentation schématique d'un (Striped Channel HEMT)	47
III.9	Puits quantique rectangulaire infini	48
IV.1	Courant de drain en fonction du champ perpendiculaire dans spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour $P_0 = 0\%$	58

IV.2	Courant de drain en fonction du champ perpendiculaire dans spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour $P_0 = 15\%$	59
IV.3	Courant de drain en fonction du champ perpendiculaire dans spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour $P_0 = 35\%$	59
IV.4	Courant de drain en fonction du champ perpendiculaire dans spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour $P_0 = 60\%$	61
IV.5	Courant de drain en fonction du champ perpendiculaire dans spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour $P_0 = 100\%$	61
IV.6	Courant de drain en fonction du champ perpendiculaire dans un spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, influence du terme de Dresselhaus et Rashba, avec $P_0 = 100\%$.	63
IV.7	Courant de drain en fonction du champ perpendiculaire dans un spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, influence du terme de Rashba seul, avec $P_0 = 100\%$.	63
IV.8	Courant de drain en fonction du champ perpendiculaire dans un spin-FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, influence du terme de Dresselhaus. En ligne continues Rashba seul ou Rashba et Dresselhaus, avec $P_0 = 100\%$.	64
IV.9	Transconductance g en fonction du paramètre sans dimension $E_y L/V_R$ dans un spin FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour $P_0 = 0\%$	65
IV.10	Transconductance g en fonction du paramètre sans dimension $E_y L/V_R$ dans un spin FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour $P_0 = 15\%$	66
IV.11	Transconductance g en fonction du paramètre sans dimension $E_y L/V_R$ dans un spin FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour $P_0 = 35\%$	66
IV.12	Transconductance g en fonction du paramètre sans dimension $E_y L/V_R$ dans un spin FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour $P_0 = 60\%$.	68
IV.13	Transconductance g en fonction du paramètre sans dimension $E_y L/V_R$ dans un spin FET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour $P_0 = 100\%$.	68

IV.14	Transconductance g en fonction du paramètre sans dimension $E_y L/V_R$ dans un spin-ET à fil quantique $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ pour $P_0 = (0\%, 10\%, 30\%, 50\%, 100\%)$.	69
--------------	---	----

B. Liste des tableaux :

I.1	Conductivité électrique des métaux, des semiconducteurs et des isolants	04
I.2	Tableau comparatif entre les différents paramètres des principaux semiconducteurs	07
I.3	Paramètres généraux des principaux matériaux semiconducteurs	13
I.4	Extrait de la classification périodique des éléments	14
I.5	Paramètres des principaux composés binaires III-V à 300 K	15
VI-1	paramètres caractérisant les couplages spin- orbite de Rashba (a_{46}) et de Dresselhaus (a_{42}).	54

Conclusion générale

Dans cette thèse on s'est intéressé au transport de spin polarisé à travers une étude théorique et numérique d'un transistor à rotation de spin. Pour cela nous nous sommes intéressés à revoir les propriétés importantes des semiconducteurs dans le cadre d'un transport classique (électronique) des charges, puis nous avons introduit quelques récentes études faisant état de nouvelles idées se basant sur les caractéristiques de spin et les contacts ferromagnétiques semiconducteurs pour pousser les phénomènes de transports au delà des charges eux même pour les confiner aux caractéristiques des spins. Ainsi nous avons rappelé un effet important dit précession de Rashba qui assure une interaction du type spin-orbite et en présence d'une tension extérieure couplée à cet effet, il à été démontré qu'on peut produire un phénomène de transport des spin sans déplacer les charges.

Ce concept d'idée à permet de réaliser une étude complète d'un transistor dit spin-FET à canal 1D. Où l'équivalent de la source et du drain sont des contacts ferromagnétiques-semiconducteurs jouant le rôle d'injection et de collection de spin et la grille dotée d'une tension couplée à l'effet Rashba, sont générer un courant de spin qui va être collecté au niveau du drain. Ce courant de drain comparé à la tension grille source à permet d'obtenir une expression mathématique de la transconductance du dispositif. Une étude numérique à permet de mettre en évidence la réalisabilité de tel dispositif en jouant sur les caractéristiques internes du semiconducteur et du champ extérieur de la grille.

Cette étude satisfaisante, peut constituer une base et une perspective à d'autres études plus profondes faisant intervenir d'autres interactions et d'autres types de confinement 2D ou 3D. Le transport de spin a donc de belles perspectives pour son développement, tant que du coté théorique que du coté expérimentale et conception, sachant qu'on vient de mettre quelques réalisations innovantes sur le marché électronique (disques durs à tête lecture magnétique en spin) et qu'on est au bout (fin) de l'ère classique de l'information (informatique) et la soi disante informatique quantique qui est en étroite relation avec le mécanisme de spin.

Et d'ou à notre avis en conjuguant les études sur les propriétés des matériaux semiconducteurs utilisés pour la conception et l'approfondissement des études théoriques des interactions de spin tant qu'au niveau des symétries du réseau qu'au niveau atomique, permettraient d'accroître l'intérêt et l'application du transport polarisé en en spin au cadre de l'information quantique.



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

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

Dans ce travail, nous avons fait l'étude du phénomène de transport dans les semiconducteurs. On s'est intéressé en particulier aux phénomènes de transports polarisés des spins. Une étude théorique et numérique a été réalisée dans le cas d'un dispositif appelé transistor spin-FET où il a été question de mettre en évidence ce type de transport.

Ainsi donc en se basant sur des récentes études sur les contacts ferromagnétique-semiconducteur, on a pu étudier la transconductance de ce transistor analogue au transistor de type HEMT dans lequel on remplace les zones de contacts de source et de drain par des contacts ferromagnétiques. Le contact de source joue le rôle de polariseur de spin pour les électrons injectés dans le canal de conduction du transistor et le contact de drain est un analyseur de spin pour les électrons parvenus en fin de canal. Le courant de drain varie ainsi avec les orientations relatives du spin des électrons en fin de canal et de l'aimantation du contact de drain. Or, il est possible de le contrôler, grâce à la tension de grille.

Cette étude a été couronnée par une analyse numérique en fonction du champ extérieur et des caractéristiques internes du semiconducteur.

MOTS-CLÉS : Semiconducteurs, Spintronique, Transistor spin-FET, Transport de spin, ferromagnétique, Couplage spin-orbite de Rashba.



PDF Complete

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

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

In this work, we have made a study of the transport phenomena in semiconductors. In particular, we were interested by the transport phenomena of the polarized spins. A theoretical and numerical study was done in the case of a device called spin-FET transistor where, we have tried to show the highlighting of such transistor.

So by taking in the account on some recent studies on the ferromagnetic semiconductor contact, one could study the transconductance of this transistor which acts like a transistor of the type HEMT in which one replaces the source and the drain by ferromagnetic. The contact of source plays the part of polarizer of spin for the electrons injected into the channel of conduction of the transistor and the channel. So, the current of drain varies with the relative orientations of the spin of the electrons at the end of channel and the magnetization of the contact of drain. However, it is possible to control it, by the grid voltage.

This study was crowned by a numerical analysis according to the variation of the external field and internal characteristics of the semiconductor.

Key Words: Semiconductor, Spintronic, Transistor spin-FET, Transport of spin, ferromagnetic, Spin-orbit coupling of Rashba.

دراستنا النظرية و التحليلية لظاهرة النقل في أنصاف النواقل تعتمد على الدراسة الحديثة للنسب المستقطب للسبين و طبقت على جهاز يسمى ترانزستور Spin FET. ركزنا في دراستنا الحديثة على التلامس الفيرومغناطيسي- النصف الناقل و transconductance لترانزستور المشابه لترانزستور HEMT مع تبديل مناطق التلامس للمنبع و المصرف بتلامس فيرومغناطيسي حيث يلعب تلامس المنبع دور مستقطب السبين من أجل الإلكترونات المضخة في قناة النقل لترانزستور و تلامس المصرف فاحص (محلل) السبين من أجل الإلكترونات الموجودة في نهاية المصرف . تيار المصرف يتغير بالدوران المتعلق بالسبين عند نهاية القناة والتحريض الناتج عن التلامس المصرف في هذه الحالة يمكن التحكم فيه بشدة البوابة. توجت هذه الدراسة بتحليل عددي لدالة الحقل الخارجي والمميزات الداخلية لنصف ناقل.

الكلمات المفتاحية: أنصاف النواقل، إلكترونيك سبين، نقل سبين ، ترانزستور spin FET ، الفيرومغناطيسية ، تفاعل سبين- مدارلر اشبا .