RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ MÉDÉA
FACULTÉ DES SCIENCES



Mémoire
Présenté pour l'obtention du diplôme de **Master**
en physique
Spécialité :

Physique des matériaux

Par
AMRANI Seddam Hocine
SEGHIR ABDALLAH Houcine

Thème :

L'effet de l'introduction d'une couche tampon dans des structures magnétiques à base de semi-conducteurs, analyse de résultats obtenus par magnéto-transport.

Soutenu publiquement le 10 juin 2017, devant le jury composé de :

Dr.BOUKAOUD.A	Maître de conférences	Université de Médéa	Président
Dr.GUECHI.N	Maître de conférences	Université de Médéa	Examinateur
Mr.SEBBAR.D	Maître assistant	Université de Médéa	Examinateur
Dr.DEHBAOUI.M	Maître de conférences	Université de Médéa	Encadreur

ANNÉE UNIVERSITAIRE 2016/2017

Remerciements

Nous tiendrons à remercier Dieu le tout puissant de nous avoir donnér la force et la volonté d'accomplir ce travail.

Une grande partie du travail présenté dans cette mémoire n'aurait jamais vu la lumière sans le soutien, les conseils et la camaraderie que nous avons eu tant de personnes, tant dans professionnel que dans la vie personnelle. Cette mémoire est incomplète sans mention de tous ceux qui ont affecté la vie de notre éducation à bien des égards.

D'abord et avant tout, on remercie notre conseiller Dr Dehbaoui.M, il a toujours été encourageant, on fournissant tous les conseils dont nous avons besoin tout en nous permettant une marge de manœuvre suffisante pour poursuivre nos recherches, qui, malgré son horaire chargé, a toujours trouvé le temps de nous guider à travers des périodes difficiles pendant notre travaille, et nous sommes reconnaissant pour tout ce que nous a appris de lui concernant la manipulation de l'orientation spin.

Nous sommes reconnaissant au laboratoire Max IV à l'université Lund en Suède et pour le laboratoire L2C de l'Université de Montpellier 2 en France et tous ces membres et, y compris notre promoteur Dr Dehbaoui.M, pour tout le travail qu'ils ont fait à partir de la préparation des échantillons avec la technique MBE passant par la technique de la lithographie et finalement les résultats de magnéto-transport.

Nos remerciements chaleureux vont également vers les membres de l'équipe de l'université de Médéa département physique des matériaux pour leur riche formation de Master.

Il nous est tout à fait agréable d'exprimer nos profonds gratitudes à Dr.BOUKAOUD.A, maître de conférences à l'université de Médéa pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté de présider notre jury de mémoire.

Nous exprimons nos profonds remerciements à Dr GUECHI.N, maître de conférences à l'université de Médéa et Mr SEBBAR.D, maître assistant à l'université de Médéa, qui ont bien voulu accepter de faire partie de ce jury et d'examiner notre travail.

Dédicace

Sur une note plus personnelle, le soutien que nous avons reçu de notre entourage au cours des années études est d'une immense valeur et nous a aidé à aller jusqu'à ce point.

AMRANI

Je dédie ce travail à :

- *Mes chers parents.*
- *Mon frère et mes sœurs.*
- *Le 12-10-2012.*
- *Tous mes amis et surtout le 27.*

Je suis également reconnaissant de votre soutien et de mon acceptation. Enfin, pour toujours croire en moi.

SEGHIR

Je dédie ce modeste travail à :

- *Mes chers parents.*
- *Mon epouse et mes enfants $Akram$, Aya et la petite $Sarah$.*
- *Mes frères et sœurs.*

Et à tous les membres de ma famille et tous mes amis de prés et de loin.

Table des matières

1 Notions générales sur le magnétisme **3**
1.1 Origines du magnétisme . . . 3
1.1.1 Aimants . . . 3
1.1.2 Induction magnétique $\vec{B}$ et champ magnétique $\vec{H}$ dans un milieu magnétique isotrope 3
1.1.3 Origines atomiques du magnétisme . . . 4
1.1.4 Classification des matériaux magnétiques . . . 5
1.2 L'orientation d'aimantation . . . 9
1.2.1 Domaines magnétiques . . . 9
1.2.2 Influence d'un champ magnétique extérieur . . . 11
1.3 Cycle d'hystérésis . . . 12
1.3.1 Les différents signature de cycle d'hystérésis . . . 12
1.3.2 Classification des matériaux ferromagnétiques . . . 14
1.4 Le transport électrique dans les matériaux . . . 15
1.4.1 Transport dans les matériaux non magnétiques . . . 15
1.4.2 Effet de la température . . . 15
1.4.3 Mesures d'aimantation . . . 16
1.4.4 Transport électrique dans les matériaux magnétiques . . . 18
1.4.5 Effet du champ magnétique . . . 18

2 Spintronique et les matériaux DMS **21**
2.1 Introduction sur la spintronique . . . 21
2.1.1 La magnétorésistance dans les multicouches . . . 21
2.1.2 Magnétorésistance géante . . . 21
2.1.3 Magnétorésistance tunnel . . . 23
2.1.4 Mémoires magnétiques à accès aléatoire . . . 24
2.2 Semi-conducteur magnétique dilué . . . 26
2.2.1 Structure des DMS . . . 27
2.2.2 DMS (III-V)$Ga_{1-x}Mn_xAs$ . . . 27
2.2.3 La qualité cristalline du (Ga,Mn)As en fonction des paramétres de croissance ($T_{substrat}$, x_{Mn}) . . . 28
2.2.4 Température de Curie . . . 28
2.3 Origine du magnétisme dans la structure (Ga,Mn)As . . . 29
2.3.1 Anisotropie magnétique . . . 30
2.4 Conclusion . . . 31

3 Résultats et discussion **33**
3.1 Préparation des échantillons . . . 33
3.1.1 Technique de l'épitaxie par jet moléculaire MBE . . . 33
3.1.2 Photolithographie UV . . . 34
3.1.3 La préparation des échantillons . . . 38
3.2 Influence de la contrainte épitaxiale . . . 38
3.3 Mesure de la résistivité . . . 39
3.4 Évolution de la résistance de Hall en fonction de champ $\vec{H}$ pour In=2% . . . 40
3.5 Évolution de la résistance de Hall en fonction de champ $\vec{H}$ pour In=15% . . . 42

3.6 Conclusion 44
3.7 Conclusion générale 45

Table des figures

1.1 B en fonction de H dans la matière. . . . 4
1.2 Le moment orbital (μ_l) combiné avec le moment de spin (μ_s). . . . 4
1.3 Classification des matériaux en fonction de leur comportement magnétique. . . . 5
1.4 Evolution de l'aimantation (M) en fonction du champ magnétique appliqué $\vec{H}$ pour un matériau diamagnétique. . . . 6
1.5 Évolution de l'aimantation (M) en fonction du champ magnétique appliqué (H) pour un matériau paramagnétique. . . . 6
1.6 Illustration de l'alignement du moment magnétique dans le réseau d'un matériau ferromagnétique. . . . 7
1.7 Structure magnétique d'un matériau ferrimagnétique 8
1.8 Illustration schématique des deux sous-réseaux d'un matériau antiferromagnétique 9
1.9 Domaines de Weiss et paroi de Bloch 10
1.10 Mouvement de l'électron commun, Alignement des moments magnétiques 10
1.11 Energie à fournir pour aimanter un matériau 10
1.12 structure cubique centré 11
1.13 structure cubique face centré 11
1.14 structure hexagonale compacte 11
1.16 Effet de l'application d'un champ extérieur sur la courbe de 1ére aimantation 12
1.17 Variation de l'aimantation M avec le champ H appliqué dans un matériau ferromagnétique . . 12
1.18 Illustration de l'axe facile suivant laquelle l'aimantation change la direction dans le cycle d'hystérésis. . . . 13
1.19 Courbe d'hystérèse pour un matériau ferromagnétique 13
1.20 Variation de l'aimantation en fonction de champ appliqué dans le plan 14
1.21 Illustration des sauts suivant lesquelles l'aimantation change dans le plan. . . . 14
1.22 Cycle d'hystérésis pour un matériau magnétique dur et un matériau magnétique doux 15
1.23 Schéma composants de détection dans le SQUID 16
1.24 Effet Hall 17
1.25 caractérisation d'un échantillon par la technique de magnéto-transport. . . . 18

2.1 Résistivité en fonction de champ magnétique appliquè pour des multicouches Fe / Cr. . . . 22
2.2 la résistivité dépendante du spin dans les multicouches. . . . 22
2.3 jonctions tunnel ferromagnétique 23
2.4 Mécanisme de magnétorésistance tunnel. . . . 24
2.5 Mémoires magnétiques à accès aléatoire 25
2.6 Principe d'écriture et de lecture de l'information dans les MRAM 25
2.7 classification des semiconducteur 26
2.8 structure et diagramme de phase de la qualité cristalline de(Ga,Mn)As 28
2.9 Valeurs calculées des températures de Curie Tc 29
2.10 T_c par rapport à la concentration de Mn pour(Ga, Mn)As 29
2.11 Les interaction d'échange 30

3.1 Processus de dépôt des matériaux dans MBE 34
3.2 Illustration d'une construction MBE 34

3.3 Etalage de la résine sur la surface. 35
3.4 Insolation : exposition au rayonnement UV 36
3.5 Développement 36
3.6 Gravure humide de l'échantillon. 37
3.7 Enlèvement de la résine dans l'acètone ou le décapant 37
3.8 Définition du masque et la métallisation 37
3.9 Lift off 38
3.10 Structure d'une couche en compression et structure d'une couche en tension 39
3.11 Évolution de la résistivité en fonction de la température 39
3.12 Mesures de la composante perpendiculaire de l'aimantation par effet Hall 40
3.13 Mesures de la composante parallèle de l'aimantation par effet Hall 41
3.14 Mesures de l'aimantation par effet Hall de $Ga_{0,85}In_{0,15}As$, T=5K 42
3.15 Mesures de l'aimantation par effet Hall de $Ga_{0,85}In_{0,15}As$, T=20K 43
3.16 Mesures de l'aimantation par effet Hall de $In_{0,15}Ga_{0,85}As$, T=50K 43

Liste des symboles

AFM : Antiferromagnétique

AHE : Effet Hall Anormale

$CMOS$: Complementary metal oxide semi-conductor

DMS : Semi-conducteurs magnétiques dilués

FM : Ferromagnétique

$GaMnAs$: Gallium Manganèse Arsenide

GMR : Giant magnetoresistance

$InGaAs$: Indium Gallium Arsenide

JTM : Jonction tunnel magnétique

MBE : Moleculaire beam epitaxy

$MRAM$: Magnetic Random Acces Memory

OHE : Effet Hall Ordinaire

PHE : Effet Hall planaire

$RHEED$: Reflection High-Energy Electron Diffraction

Tc : Température de Curie

TMR : Tunnel magnetoresistance

"THERE'S PLENTY OF ROOM AT THE BOTTOM"
-RICHARD FEYNMAN-
29-12-1959

Résume

Dans un effort de combiner l'exploitation des propriétés magnétiques et électroniques, la spintronique, essayant de développer de nouveaux matériaux et des nouvelles structures, se propose comme un domaine immergeant pouvant permettre de bénéficier d'un tel avantage. Les semi-conducteurs magnétiques dilués sont projetés pour être à la base de composant reliant dans leur fonctionnement, à la fois la charge et le spin des électrons. Dans le mémoire, une utilisation d'une technique de magnétométrie à effet Hall est développée dans une application sur un matériau de type $GaMn_xAs/In_yGaAs$. Le but étant d'étudier l'effet de la contrainte d'épitaxie, introduite par la couche tampon de In_yGaAs, sur l'orientation de l'aimantation dans la couche magnétique du $GaMn_xAs$. Un contrôle précis de l'aimantation est réalisé par l'analyse de mesures de magnéto-transport faite dans la phase ferromagnétique à basse température.

Mots clés

Aimantation, Température Curie, ferromagnétique, spintronique, DMS, magnéto-transport, effet Hall normal, effet Hall anormal et effet Hall planaire, Épitaxie par jet moléculaire, photolithographie, anisotropie, cycle d'hystérésis.

Summary

In an effort to combine the exploitation of the magnetic and electronic properties, Spintronics, trying to develop new materials and new structures, proposes as an immersing domain which can allow to benefit from such an advantage. The diluted magnetic semiconductors are projected to be the basis of components connecting in their functioning, at the same time both charge and spin of electrons. In the report, a use of a technique of magnetometry with Hall effect is developed in an application on a GaMnxAs/InyGaAs type material.

The purpose being to study the effect of the constraint of epitaxy, introduced by the buffer layer of InyGaAs, on the orientation of the magnetization in the magnetic layer of the GaMnxAs. A precise control of the magnetization is realized by the analysis of measures of magneto-transport made in the low-temperature ferromagnetic phase.

Keywords

Magnetization, Curie Temperature, Ferromagnetic, Spintronics, Diluted Magnetic Semiconductors, Magneto-transport, ordinary Hall effect, Anomalous Hall effect and Planar Hall effect, Molecular beam epitaxy, Photolithography, Anisotropy, Hysteresis cycle.

الملخص :

في محاولة للجمع بين استخدام الخصائص المغناطيسية والإلكترونية. إن ميزة الإلكترونيات الدورانية في محاولة لتطوير مواد جديدة وهياكل جديدة تقترح كمجال دراسة ناشئ ، ومن المتوقع من أشباه الموصلات المغناطيسية المخففة أن تكون مكون أساسي يربط في عملها شحنة ودوران الإلكترونات. في هذه الأطروحة تمت الدراسة حول تطوير واستخدام تقنية قياس المغنطيسية بتأثير هول على المواد من النوع GaMnAs / InGaAs . والهدف هو دراسة تأثير إجهاد التنضيد ،الذي قدمته الطبقة العازلة InGaAs ،على توجيه المغنطة في الطبقة المغناطيسية GaMnAs.

تم تحقيق مراقبة دقيقة للمغنطة من خلال تحليل القياسات للنقل المغناطيسي التي أجريت للمواد في الطور الفيرومغناطيسي في درجات حرارة منخفضة.

الكلمات الرئيسة :

المغنطة – درجة حرارة كوري (T_C)– المواد حديدية المغنطة (FM)– اللف الالكتروني – أشباه الموصلات المغناطيسية المخففة (DMS)- النقل المغناطيسي - تأثير هول العادي والغير عادي والمستو – التنضيد عن طريق القذف الجزيئي(MBE)– الطباعة الضوئية – تباين الخواص المغناطيسية – حلقة هيستريسيس .

Introduction générale

L'un des défis actuels de la science et de la technologie est d'améliorer la puissance des systèmes de calcul et de stockage de l'information tout en diminuent l'espace occupè par le dispositif (vers la miniaturisation). La technologie de la microélectronique mise en jeu est basée sur le transport des porteurs de charge dans les semi-conducteurs, pour stocker l'information ce sont des matériaux à propriétés magnétique qui sont développés et utilisés. Dons le but de combiner les propriétés électrique et magnétique des électrons une nouvelle discipline a vu le jour c'est l'electronique de spin.

La spintronique (électronique de spin) est propulsée en avant suit à la découverte de la magnétorésistance géante (MRG) par l'équipe d'Albert Fert en 1988 à Orsay [1]. Spintronique est aujourd'hui l'un des champs les plus en croissance dans le domaine de technologie. Cette discipline combine à la fois le spin et la charge des électrons pour obtenir des appareils avec de nouvelles fonctionnalités et des performances accrues. Les avantages de ces nouveaux dispositifs sont la mémoire non-volatilité, une grande vitesse de traitement des données, une faible énergie de consommation et une densité d'incorporation.

Dans ce domaine de recherche, les semi-conducteurs magnétiques dilués (DMS), également appelés semi-conducteurs semi-magnétiques, sont des matériaux particulièrement importants.

Dans ces matériaux, les ions de terres rares ou de métaux de transition remplacent les cations du semiconducteur hôte. Cela offre des opportunités pour une nouvelle génération de dispositifs associant la microélectronique standard avec des effets dépendant de spin qui découlent de l'interaction entre le spin de dopant et les propriétés magnétiques du matériau.

La base de ce domaine de la spintronique c'est la manipulation de spin par une excitation externe comme un champ magnétique par exemple. La modification d'aimantation peut être entre deux composés dans les structures à multicouches qui fonctionnent par des effets GMR et TMR.

L'aimantation d'un système à l'équilibre est orientée suivant l'axe de facile aimantation. Une des problématiques est pouvoir manipuler et contrôler l'aimantation. Dans le domaine de la spintronique, les sujets relatifs aux anisotropies magnétiques des films minces ferromagnétiques sont en plein expansion pour la réalisation de dispositifs à base de semiconducteurs ferromagnétiques.

Un effort considérable dans ce domaine est axé sur l'identification de méthodes pour les manipulations mutuelles de propriétés semi-conductrices et magnétiques ainsi que sur le développement de DMS dans lesquels le ferromagnétisme peut persister au-dessus de la température ambiante. Dans ce contexte, (Ga, Mn)As sert de terrain d'essai précieux pour les ferro-DMS, en raison de la T_C relativement élevée et de sa compatibilité avec le système GaAs bien caractérisé. Le dopant Mn remplace le site Ga dans le semiconducteur hôte et remplir deux rôles : un moment magnétique 5/2 de spin local et agir comme un accepteur, en fournissant des trous itinérants qui font la médiation de l'ordre ferromagnétique.

Le mémoire est organisé autour de trois principaux chapitres :

Le premier chapitre est consacré à la présentation de l'historique et l'origine de magnétisme et classifications des différents matériaux magnétiques.Dans le second chapitre,on introduit les semi-conducteurs magnétiques dilues, leurs applications et les concepts fondamentaux de la spintronique. Dans le troisième chapitre aprés avoir introduit les techniques de fabrication des échantillons (MBE et la photolithographie), on traite les données et on interprète les résultats obtenue.

Et enfin, la présentation et à la discussion des résultats obtenus par la méthode de mesure d'aimantation magnéto-transport.

Chapitre I

Chapitre 1

Notions générales sur le magnétisme

Introduction

Notre compréhension du magnétisme est étroitement liée au concept de spin qui découle de la description relativiste d'un électron dans un champ électromagnétique et se manifeste dans l'équation de Dirac. Le concept du magnétisme résulte du moment magnétique de spin et le moment magnétique orbital qui est dû au mouvement des charges électroniques. Quelques termes de base du magnétisme sont explicités dans ce chapitre, suivi par une classification des matériaux magnétiques et quelques descriptions schématiques.

1.1 Origines du magnétisme

1.1.1 Aimants

Les aimants furent découverts d'abord en Chine et puis en Grèce. Les premiers aimants sont des pierres noires qui ont la propriété d'attirer des objets en fer. Cette pierre est constituée de magnétite, un minerai de fer composé principalement d'oxyde de fer (Fe_3O_4). Au voisinage d'un aimant, les corps en fer s'aimantent et deviennent eux-mêmes magnétiques. Ceci est observé pour d'autres matériaux comme le nickel et le cobalt. Certains de ces matériaux dits ferromagnétiques ne se désaimantent pas si on éloigne l'aimant ; on a ainsi réalisé un aimant permanent.

Un aimant permanent est capable d'attirer des corps ferromagnétiques. L'intensité de la force Attractive diminue rapidement lorsqu'on éloigne le corps de l'aimant. La force est particulièrement intense aux extrémités de l'aimant appelées pôles magnétiques[2].

1.1.2 Induction magnétique $\vec{B}$ et champ magnétique $\vec{H}$ dans un milieu magnétique isotrope

La réponse d'un matériau lors de l'application d'un champ magnétique externe $\vec{H}$ est dite induction magnétique ou densité de flux magnétique $\vec{B}$. La relation entre $\vec{H}$ et $\vec{B}$ est une propriété caractéristique du matériau lui-même. Dans le vide nous avons une corrélation linéaire entre $\vec{B}$ et $\vec{H}$:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}. \tag{1.1}$$

Où $\mu_0 = 4\pi.10^{-7} \frac{V_s}{Am}$ est la perméabilité absolue du vide.

Au sein d'un matériau, le champ d'excitation est toujours donné par le théorème d'Ampère. Sous le champ d'excitation , il va se produire une influence du milieu qui va se superposer au champ d'excitation pour produire le champ d'induction. On définit cette réaction à l'aide du vecteur d'aimantation $\vec{M}$.

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M}. \tag{1.2}$$

Cette aimantation est proportionnelle au champ d'excitation et peut se mettre sous la forme :

$$\vec{M} = \chi \vec{H}. \tag{1.3}$$

Où χ est la susceptibilité magnétique du matériau.

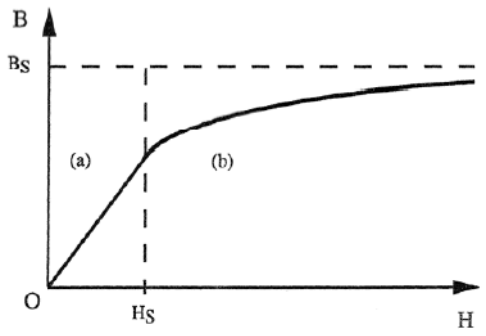


FIGURE 1.1 – B en fonction de H dans la matiére ((a) une zone linèaire et(b) une zone de saturation : B_s valeur de saturation).

1.1.3 Origines atomiques du magnétisme

Les moments magnétiques résultent des mouvements d'électrons dans leurs orbites atomiques. Moment magnétique atomique net est la somme des moments de tous les électrons[3].

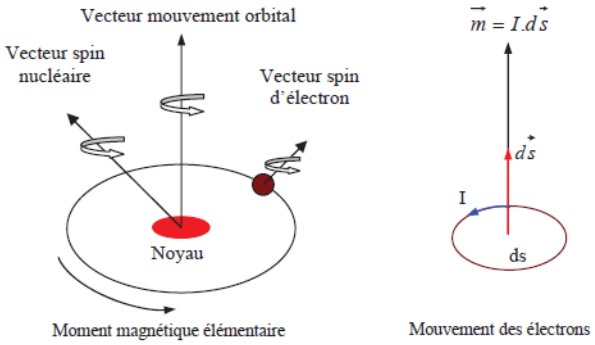


FIGURE 1.2 – *Le* moment orbital (μ_l) combiné avec le moment de spin (μ_s).

Le moment orbital (μ_l) combiné avec le moment de spin (μ_s), qui proviennent des couches électroniques incomplètes de l'atome, créent le moment magnétique élémentaire d'un atome.

• μ_l résulte de la rotation des électrons autour du noyau.

• μ_s qui est une propriété purement quantique des électrons, résulte de la rotation de l'électron autour de lui-même.

La somme vectorielle des moments orbitaux et de spin donne le moment magnétique total, appelé aussi le moment magnétique élémentaire atomique. Ces deux moments sont couplés par une interaction d'origine relativiste, le couplage spin-orbite.

D'après la théorie quantique du magnétisme, les formules du moment magnétique orbital et du moment magnétique de spin s'expriment comme suit :

$$\mu_l = \sqrt{l(l+1)}\mu_B \tag{1.4}$$

$$\mu_s = 2\sqrt{s(s+1)}\mu_B \tag{1.5}$$

Où l et s représentent respectivement le nombre quantique orbital et le nombre quantique de spin .Le moment magnétique élémentaire de chaque électron, appelé moment de Bohr(magnéton de Bohr)est défini par [4, 5].

$$\mu_B = \frac{e\bar{h}}{2m_e} = 9,27.10^{-24} Am^2 \tag{1.6}$$

De l'échelle microscopique à l'échelle macroscopique

Le moment résultant pour un élément de volume △V comportant N atomes de moments magnétiques m_i, peut s'exprimer sous la forme :

$$\vec{M} = \sum_{i=0}^{n} \vec{m}_i \tag{1.7}$$

L'aimantation M d'un matériau est caractérisée par la densité volumique des moments magnétiques :

$$M = \lim_{\triangle V \to 0} (\frac{1}{\triangle V} \sum_{i=0}^{n} \vec{m}_i) \tag{1.8}$$

La magnitude de l'aimantation M est définie comme le moment magnétique total par unité de volume peut être caractérisé par un vecteur $\vec{M}$ appelé magnétisation.

1.1.4 Classification des matériaux magnétiques

Les matériaux sont classés en fonction de l'interaction entre les moments magnétiques atomiques. Les matériaux paramagnétiques sont ceux qui ne présentent aucune interaction magnétique collective et ne sont pas magnétiquement ordonnés. Les matériaux ferromagnétiques, antiferromagnétiques ou ferrimagnétiques présentent un ordre magnétique à longue distance en dessous d'une certaine température critique.

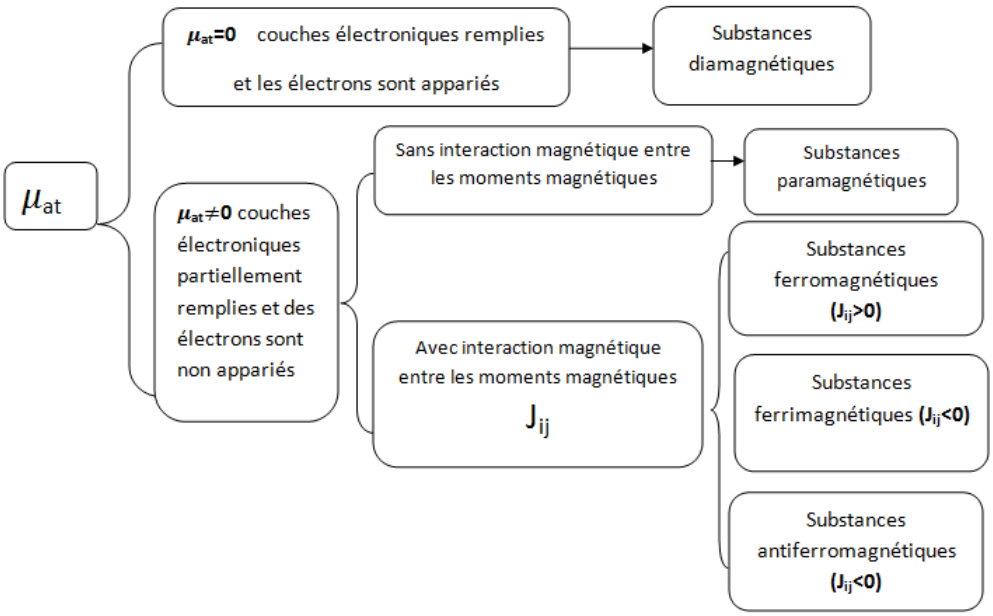


FIGURE 1.3 – Classification des matériaux en fonction de leur comportement magnétique, J_{ij} représente l'intégrale d'échange[4].

Diamagnétisme

Le diamagnétisme est une propriété fondamentale (intrinsèque) de la matière, le comportement non coopératif des électrons lorsqu'ils sont exposés à un champ magnétique appliqué est à l'origine du diamagnétisme. Les atomes des substances diamagnétiques n'ont pas de moments magnétiques permanents (toutes les couches électroniques sont remplies et tous les électrons sont appariés). Mais, lorsqu'on applique un champ, il en résulte une aimantation induite qui s'oppose à la direction du champ magnétique (la susceptibilité magnétique est négative). L'étude de la courbe de M = f(H) et celle de l'évolution de la susceptibilité magnétique en fonction de la température, nous permet de constater que la susceptibilité des

matériaux diamagnétiques est négative, et indépendante de la température. La susceptibilité (χ) est faible et de valeur négative, $\vec{M}$ et $\vec{H}$ sont donc de sens contraire.

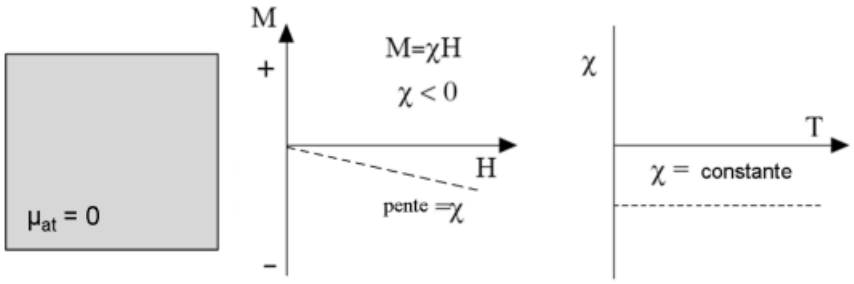


FIGURE 1.4 – *E*volution de l'aimantation (M) en fonction du champ magnétique appliqué $\vec{H}$ pour un matériau diamagnétique et évolution de la susceptibilité (χ) en fonction de la température (T)[6].

Notons que lorsque le champ est nul, l'aimantation est nulle. Ces matériaux sont caractérisés en général par une perméabilité magnétique relative $\mu_r < 1$ et des valeurs de la susceptibilité comprises entre 10^{-5}et 10^{-6}[4]. Presque toutes les substances organiques, des métaux comme le mercure (Hg),des supraconducteurs inférieurs à la température critique sont des matériaux diamagnétiques.

Paramagnétisme

Dans cette classe de matériaux, certains atomes ou ions ont un moment magnétique permanent à cause des électrons non appariés dans les couches électroniques partiellement remplies. Cependant, les moments magnétiques individuels ne suivent pas un ordre magnétique définit, et quand le champ est supprimé, l'aimantation s'annule. Alors qu'en présence d'un champ, il apparait un alignement partiel des moments magnétiques atomiques dans la direction du champ magnétique, résultant en une aimantation positive et une susceptibilité positive. La susceptibilité (χ) est faible et de valeur positive,$\vec{H}$ Et $\vec{M}$ sont de sens identique. De plus, l'efficacité du champ magnétique dans l'alignement des moments magnétiques est combattue par les effets de la température (agitation thermique).

D'où une susceptibilité dépendant de la température, suivant la loi de Curie :

$$\chi = \frac{C}{T}. \tag{1.9}$$

Où C est la constante de Curie et T est la température.

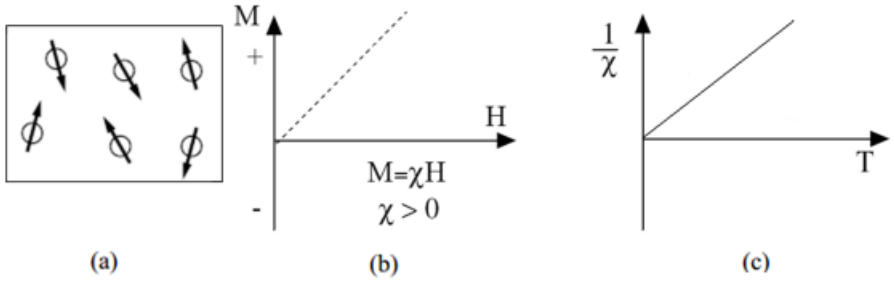


FIGURE 1.5 – (a) Structure magnétique d'un matériau paramagnétique, (b) évolution de l'aimantation $\vec{M}$ en fonction du champ magnétique appliqué $\vec{H}$ pour un matériau paramagnétique et (c) évolution de la susceptibilité (χ) en fonction de la température (T).

↗↖←↙↘→	Paramagnétique	M = 0

Dans des températures normales et dans des domaines de champs magnétiques modérés, la susceptibilité paramagnétique est faible (10^{-3}-10^{-5}) mais relativement plus importante que dans le cas des substances diamagnétiques. La susceptibilité paramagnétique est indépendante du champ appliqué figure

(1.5), à moins que la température soit très basse ($T \ll 100K$) ou que le champ soit très élevé. Ces matériaux se caractérisent en général par une perméabilité magnétique relative $\mu_r \geq 1$.Les matériaux paramagnétiques ont des moments dirigés de façon aléatoire et une aimantation associée nulle en absence de champ.

		χ	μ_r
Diamagnétique	Bi	-17.10^{-5}	0.99983
//	Cu	-1.10^{-5}	0.99999
paramagnétique	Al	2.10^{-5}	1.00002
//	Pt	26.10^{-5}	1.00026

Tableau : Susceptibilité et perméabilité de quelques matériaux[7].

Ferromagnétisme

Au contraire des matériaux paramagnétiques, les moments magnétiques dans les matériaux ferromagnétiques, présentent une très forte interaction. Ces interactions d'échange quantique engendrent un alignement des moments magnétiques atomiques conduisant à une forte aimantation même en absence d'un champ magnétique (aimantation spontanée). L'interaction d'échange est un phénomène quantique provoquée par l'orientation relative des orbitales électroniques atomiques.

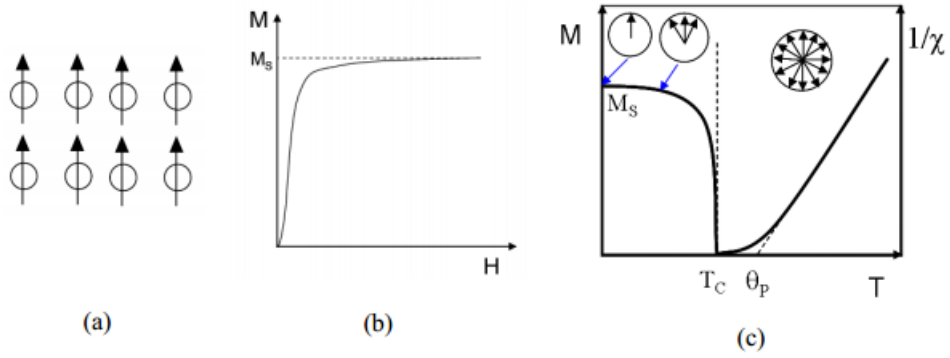


FIGURE 1.6 – (a) Illustration de l'alignement du moment magnétique dans le réseau d'un matériau ferromagnétique, (b) évolution de l'aimantation en fonction de l'amplitude du champ magnétique appliqué, (c)évolution de l'aimantation spontanée pour T < T_C et de la susceptibilité magnétique pour T > T_C.

Dans un matériau ferromagnétique, la température de Curie ou point de Curie est la température T_C à laquelle le matériau perd son aimantation spontanée. Au-dessus de cette température, le matériau est dans un état désordonné dit paramagnétique et θ_p est la température de Curie paramagnétique. Cette transition de phase est réversible ; le matériau retrouve ses propriétés ferromagnétiques quand sa température redescend en dessous de la température de Curie. En revanche, il perd son aimantation, même s'il peut être à nouveau magnétisé.

La variation de la susceptibilité en fonction de la température pour T > T_C suit la loi de Curie-Weiss :

$$\chi = \frac{C}{T - \theta_p} \tag{1.10}$$

Ces matériaux sont caractérisés en général par une perméabilité magnétique relative elevée $\mu_r \gg 1$ et une susceptibilité magnétique $\chi \gg 1$.

Les ferromagnétiques ont des moments parallèles entre eux et possèdent donc bien une polarisation des moments de spin, l'aimantation associée n'est pas nulle. La température critique T^* est appelée température de Curie T_C .

↑↑↑↑↑↑↑	Ferromagnétique	M >0

Le modèle le plus simple pour décrire le ferromagnétisme est modèle de Ising [1], où les spins sont soit haut soit bas.

Ferrimagnétisme

Des formes les plus complexes d'ordre magnétique peuvent se produire en raison du signe du couplage d'échange et de la valeur de l'aimantation des sous-réseaux magnétiques. Dans les ferrimagnétiques, les moments magnétiques des sous-réseaux A et B sont différents. l'interaction d'échange est négative et le comportement magnétique se traduit par une aimantation spontanée similaire au cas ferromagnétique

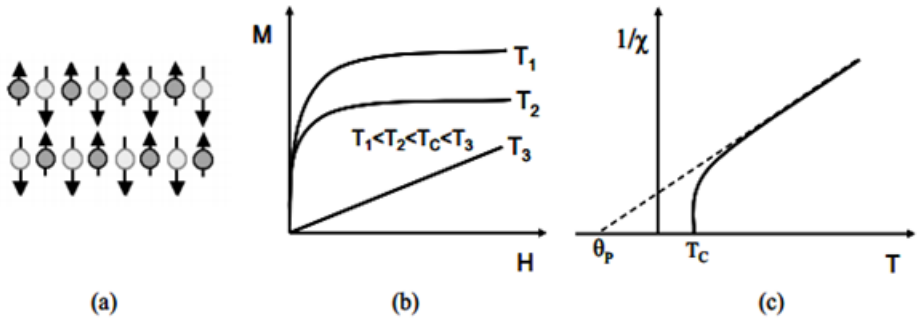


FIGURE 1.7 – (a)Structure magnétique d'un matériau ferrimagnétique, (b) évolution de l'aimantation en fonction de la température ,(c) évolution de la susceptibilité magnétique en fonction de la température.

Le ferrimagnétisme est similaire au ferromagnétisme; les matériaux ferrimagnétiques présentent de nombreuses caractéristiques des matériaux ferromagnétiques : aimantation spontanée, tempèrature d'ordre, hystérésis et rèmanence. Toutefois, ferro-et ferrimagnétiques sont très différents au niveau de l'ordre magnétique. Le réseau ferrimagnétique se désintègre en deux sous-ensembles ferromagnétiques A et B présentant une aimantation différente :

$$M_A \neq M_B \tag{1.11}$$

tandis que l'aimantation rèsultante n'est pas nulle :

$$(M = M_A + M_B \neq 0) pour T < T_C \tag{1.12}$$

Ferrimagnétique	M >0

Antiferromagnétisme

Les moments magnétiques dans les matériaux antiferromagnétiques interagissent entre eux, mais ces substances sont constituées en général de deux réseaux magnétiques dont les moments magnétiques sont couplès antiparallèlement. Les aimantations des deux réseaux se compensent et les matèriaux antiferromagnétiques ne présentent pas d'aimantation macroscopique. L'antiferromagnétisme est une situation particulière du ferrimagnétisme avec la température critique T^* étant appelée température de Néel T_N et caractérisé par :

$$|M_A| = |M_B| \neq 0 pour T < T_N \tag{1.13}$$

$$M_A = -M_B \tag{1.14}$$

Par conséquent, l'aimantation totale disparaît :

$$M = |M_A| + |M_B| = 0 \tag{1.15}$$

1. c'est un modèle de physique statistique. Il a été utilisé pour modéliser différents phénomènes dans lesquels des effets collectifs sont produits par des interactions locales entre particules à deux états.

Les matériaux antiferromagnétiques ont également une rémanence nulle, pas d'hystérésis, mais une susceptibilité faible et positive qui varie d'une manière particulière avec la température comme il est illustré dans la figure (1.8). La clé de l'antiferromagnétisme est le comportement de la susceptibilité au-dessous d'une température de Néel (T_N).

En dessus de la température de Néel, la susceptibilité suit la loi de Curie-Weiss :

$$\chi = \frac{C}{T_N - \theta} \tag{1.16}$$

Où C est la constante de Curie, T la température de Néel et θ est la température de Curie paramagnétique.

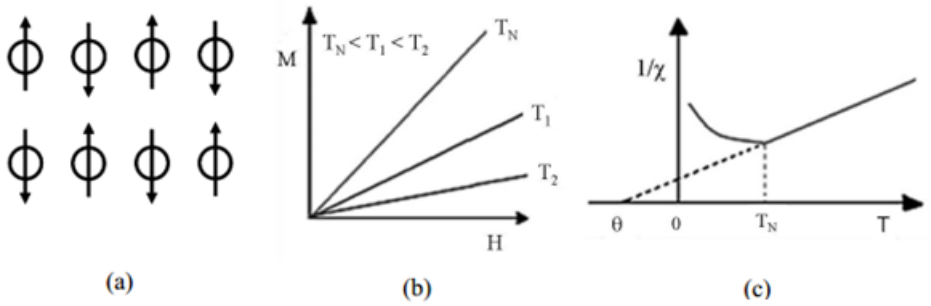


FIGURE 1.8 – Illustration schématique des deux sous-réseaux d'un matériau antiferromagnétique (a)Illustration schématique des deux sous-réseaux d'un matériau antiferromagnétique couplé antiparallèlement, (b) évolution de l'aimantation en fonction de la température, (c) évolution de $\frac{1}{\chi}$ en fonction de la température.

↑↓↑↓↑↓↑	Antiferromagnétique	M=0

Remarque : La température(T_N) est la température au-dessus de laquelle un matériau antiferromagnétique perd son magnétisme.

Matériel	T_C[K]	T_N[K]
Fe	1043	
Co	1388	
Fe_3O_4	853	
CrO_2	387	
Cr		311
CoO		293
NiO		525

Tableau : Température de Curie (T_C) température des ferro- et ferrimagnétique et de Néel T_N des matériaux antiferromagnétiques[8].

1.2 L'orientation d'aimantation

1.2.1 Domaines magnétiques

Le phénomène d'orientation des moments magnétiques à l'intérieur des matériaux ferromagnétiques se produit de manière localisée. L'expérience montre que tous les matériaux magnétiques de volume suffisant se divisent spontanément en régions plus petites qu'on appelle domaines magnétiques ou domaines de Weiss . A l'intérieur d'un domaine, tous les moments magnétiques atomiques sont maintenus parallèles par les forces d'échange. Les interfaces entre les domaines sont appelées parois de Bloch à travers lesquelles l'orientation des moments magnétiques passe progressivement d'un domaine à l'autre.

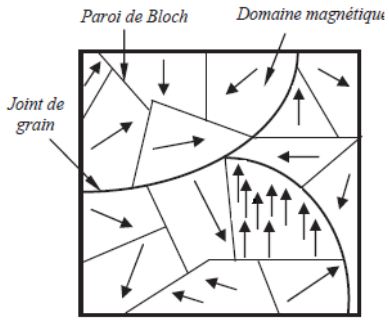


FIGURE 1.9 – *D*omaines de Weiss et paroi de Bloch[9, 10]

Energie de l'organisation d'un matériau ferromagnétique monocristallin se constitue en domaines qui correspondent à la minimisation des énergies suivantes[11] :

L'énergie d'échange

L'énergie du type microscopique qui résulte de la mise en commun partielle des trajectoires d'un électron périphérique entre deux atomes voisins figure (1.10-a). Cette énergie a tendance à aligner les moments magnétiques microscopiques de chaque atome figure (1.10-b).



FIGURE 1.10 – *(*a) Mouvement de l'électron commun, (b) alignement des moments magnétiques

En raison de l'énergie d'échange qui règne entre les différents atomes, les moments magnétiques microscopiques ont tendance à s'aligner. Quelleque soit la structure cristallographique, celle-ci rend généralement anisotrope nombre de propriétés physiques, et particulièrement, les propriétés magnétiques.

Ainsi, il faut plus ou moins d'énergie pour aimanter un matériau dans certaines directions (figure 1.11). Cela revient à définir des directions de facile aimantation et de difficile aimantation .

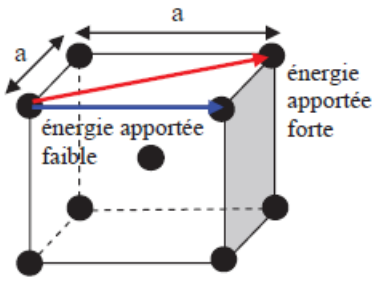


FIGURE 1.11 – *E*nergie à fournir pour aimanter un matériau

L'énergie d'anisotropie magnéto cristalline

À l'état solide, le fer, le cobalt et le nickel se cristallisent respectivement dans les systémes cubique centré, hexagonal et cubique faces centrées . La distance entre deux atomes voisins dépend de leur position relative dans le rèseau cristallin.

• Pour la structure cc : Fe, la densité maximale des atomes est dans la direction [111], et par conséquent [111] est l'axe difficile. En revanche, la densité atomique est la plus basse dans les directions [100] et, par

conséquent, [100] est l'axe facile. l'aimantation de saturation dans la direction [100] nécessite un champ significativement plus bas que dans la direction [111].

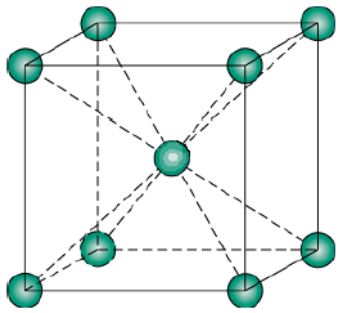


FIGURE 1.12 – *s*tructure cubique centré.

• Pour la structure cfc : Ni, le [111] est le sens de densité la plus faible et c'est l'axe facile. La direction [100] représente l'axe difficile.

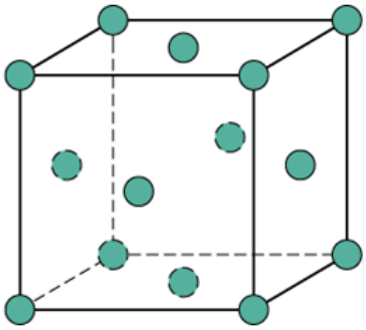


FIGURE 1.13 – *s*tructure cubique face centré.

• Pour la structure hc : Co, le <0001> est la direction de conditionnement la plus basse, elle représente l'axe facile. La direction<1000> représente le sens étroit et correspond à l'axe difficile.

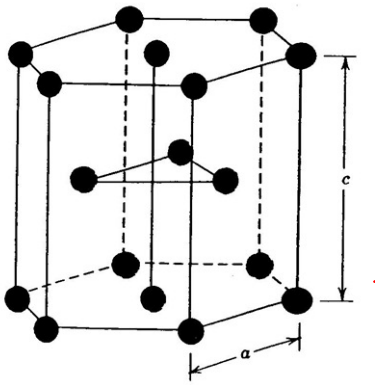


FIGURE 1.14 – *s*tructure hexagonale compacte.

1.2.2 Influence d'un champ magnétique extérieur

L'application d'un champ magnétique extérieur se traduit par l'introduction d'un nouveau terme d'énergie qui modifie l'état primitif d'équilibre énergétique pour créer une nouvelle configuration[12, 13]. Il se produit d'abord une augmentation de certains domaines au détriment de leurs voisins par déplacements des parois. Pour des champs faibles, ce déplacement reste encore réversible.

Quand les champs sont plus forts, les déplacements deviennent irréversibles : les domaines deviennent moins nombreux, la direction de l'aimantation spontanée s'oriente progressivement suivant la direction du

champ appliqué. Pour des champs importants, les dernières parois disparaissent et on obtient la saturation macroscopique du matériau (figure 1.15).

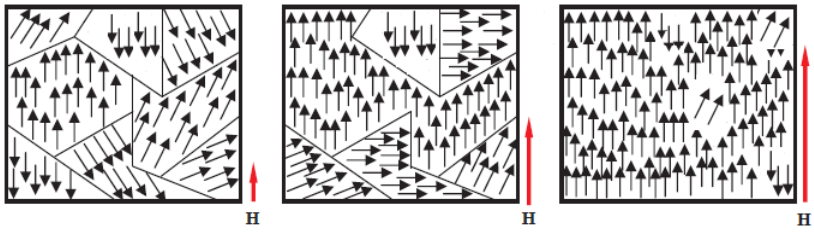


FIGURE 1.15 – *E*volution des domaines de Weiss sous l'action d'un champ magnétique extérieur croissant dans un matériau ferromagnétique.

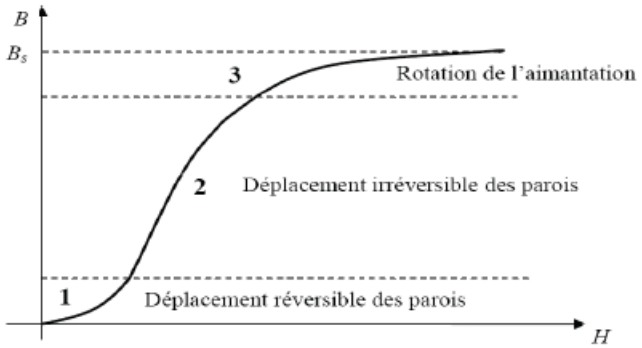


FIGURE 1.16 – *E*ffet de l'application d'un champ extérieur sur la courbe de 1ére aimantation.

1.3 Cycle d'hystérésis

1.3.1 Les différents signature de cycle d'hystérésis

Le cycle d'hystérésis illustre la relation entre l'aimantation $\vec{M}$ et le champ magnétique appliqué $\vec{H}$. Il caractérise chaque corps ferromagnétique et sa forme dépend en outre le la géométrie de l'échantillon, des contraintes mécaniques auxquelles ce dernier est soumis et de sa température. Le parcours d'un cycle d'hystérèse sous l'effet d'un champ magnétique extérieur cyclique dissipe de l'énergie au sein du matériau ferromagnétique.

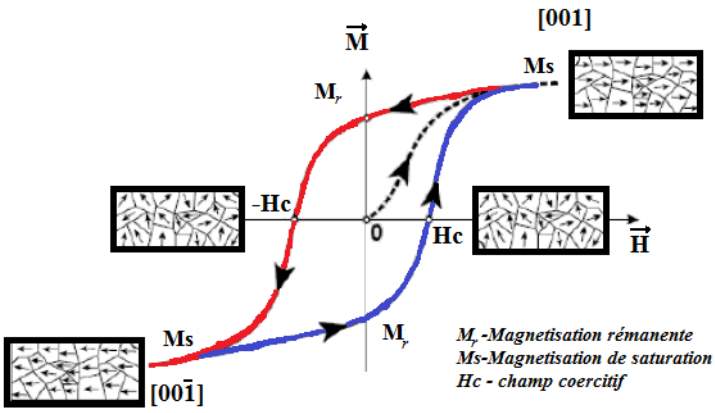


FIGURE 1.17 – *V*ariation de l'aimantation $\vec{M}$ avec le champ $\vec{H}$ appliqué dans un matériau ferromagnétique.

Pour caractériser les performances des matériaux industriels qui découlent de la forme du cycle d'hystérésis, on utilise principalement les grandeurs suivantes : L'aimantation à saturation (M_s) est la valeur maximale de l'aimantation qu'on peut atteindre. On atteint cette valeur quand tous les moments magnétiques compris dans le matériau sont orientés parallèlement au champ d'excitation. L'aimantation rémanente (M_r) est la valeur de l'induction qui subsiste lorsque la valeur du champ d'excitation est remise à zéro après saturation.Le champ coercitif (H_c) correspond au point du cycle pour lequel l'aimantation s'annule et quantifie la facilité avec laquelle le matériau s'aimante ou se désaimante. En effet, les parois de Bloch rencontrent en se déplaçant, des points d'ancrage dont elles se détachent quand le champ appliqué devient supérieur au champ d'opposition associé à l'ancrage considéré. Les matériaux qui s'aimantent facilement et qui ont un champ coercitif inférieur à 1000 A/m se rangent généralement dans la catégorie des matériaux doux (le fer uneréférence avec un champ H_c inférieur à 100 A/m)[9, 11, 14].

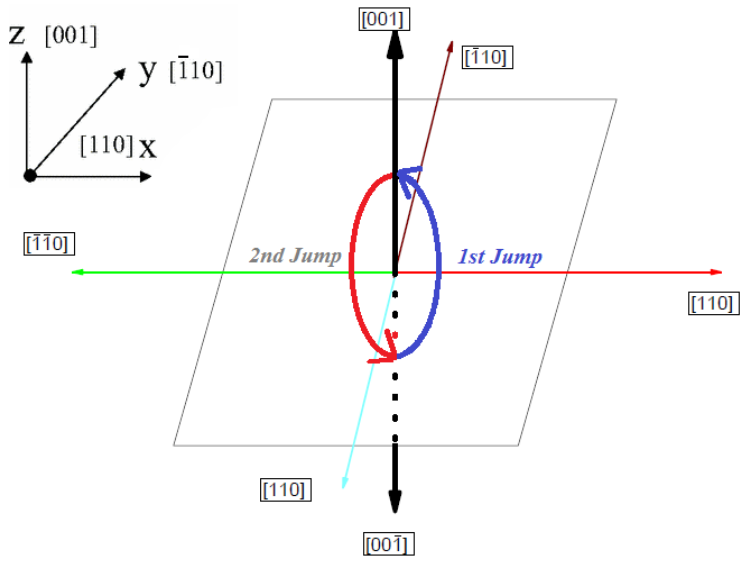


FIGURE 1.18 – *I*llustration de l'axe facile suivant laquelle l'aimantation change la direction.

La variation de $\vec{B}$ vs $\vec{H}$ et $\vec{M}$ vs $\vec{H}$ est non linéaire en raison de la caractéristique des domaines existant dans les matériaux ferromagnétiques. Les deux courbes B vs H et M vs H ont des caractéristiques générales similaires, à l'exception d'un point crucial. Une fois que le point de saturation est atteint, la courbe M vs H devient une ligne droite avec une pente exactement nulle, alors que la pente de la courbe $\vec{B}$ et $\vec{H}$ reflète la sensibilité magnétique constante. En d'autres termes, la courbe $\vec{B}$ en fonction $\vec{H}$ ne se sature pas en approchant une valeur limite comme dans le cas de la courbe $\vec{M}$ en fonction $\vec{H}$.

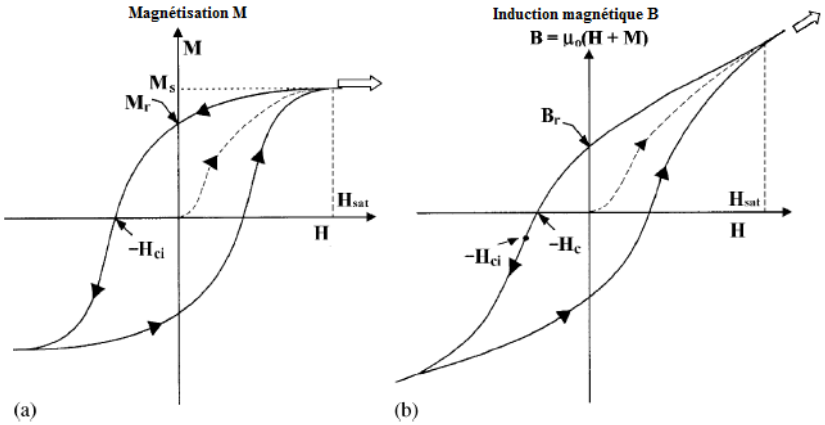


FIGURE 1.19 – *C*ourbe d'hystérèse pour un matériau ferromagnétique : (a) $\vec{M}$ en fonction de $\vec{H}$: M_r est la magnétisation rémanente; H_{ci} est le champ coercitif intrinsèque; (Le champ reversé qui diminue M nul); M_s est la magnétisation de saturation; (b) $\vec{B}$ en fonction de $\vec{H}$: B_r est l'induction rémanente (ou rémanence); H_c est le champ coercitif [15, 16].

Le cycle précédent (figure 1.18) nous explique le renversement de l'aimantation suivant un axe facile suivant la direction [001] et nous a donné une signature bien définie une aimantation vers le bas ou vers le haut, mais ce cycle et le résultat d'un champ H appliqué perpendiculairement, on a aussi remarqué qu'on n'a pas toujours le même cycle si on applique un champ H parallèle à la direction [001], on obtient une signature différente avec une aimantation qui change dans le plan suivant deux autres axes faciles [17].

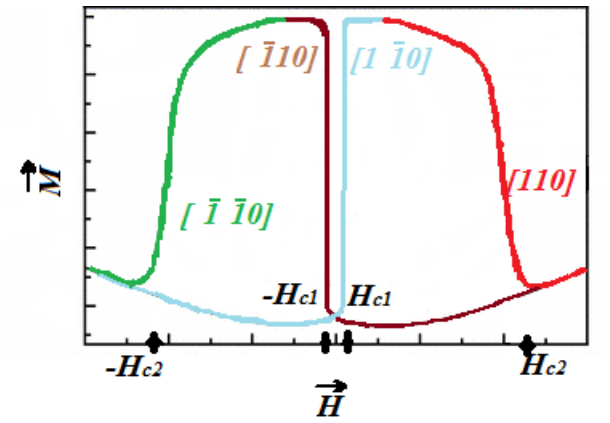


FIGURE 1.20 – *V*ariation de l'aimantation $\vec{M}$ en fonction de champ $\vec{H}$ appliqué dans le plan d'un matériau ferromagnétique suivant [001]. Dans ce cas on trouve deux Champs coercitifs (H_{c1} et H_{c2}).

Le cycle d'hystérésis décrit dans la figure précédente c'est le résultat de changement d'orientation de l'aimantation confiné dans le plan.

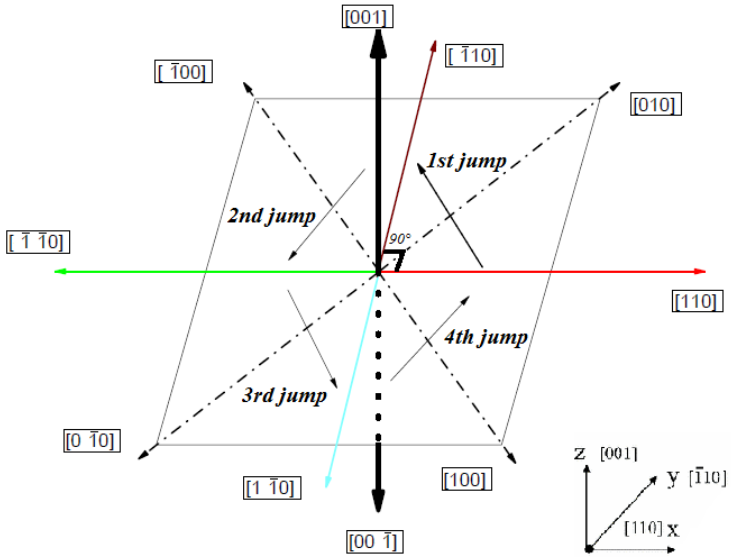


FIGURE 1.21 – *I*llustration des sauts suivant lesquelles l'aimantation change dans le plan. Le changement de l'aimantation suivant 2 axes faciles provoque des sauts d'aimantation d'une direction à une autre suivant des directions cristallographique bien définit, et le résultat un 2ème cycle d'hystérésis.

1.3.2 Classification des matériaux ferromagnétiques

Les matériaux ferromagnétiques sont classés en deux catégories, les matériaux magnétiquement durs et doux, dont les caractéristiques sont décrites ci-dessous :

Matériaux durs :

Les matériaux magnétiques durs ont un cycle d'hystérésis large, et après l'élimination du champ appliqué ils gardent un champ coercitif grand $H_c > 10\,000$ A/m.

• Ces matériaux ont une faible perméabilité et sont difficiles à aimanter. Ce type de matériaux est utilisé comme source de champ magnétique dans divers circuits magnétiques.

• Petite aimantation rémanente.

• Ils sont surtout utilisés pour la fabrication d'aimants permanents. Exemple :Sm-Co, M_r=0.8T, H_c=500kA/m.

Matériaux doux

• Grande aimantation rémanente.

• H_c< 1 000 A/m.

Ils sont utilisés dans les moteurs et les circuits magnétiques des transformateurs. Exemple : FeSi, M_r=1.4T, H_c= 8A/m.

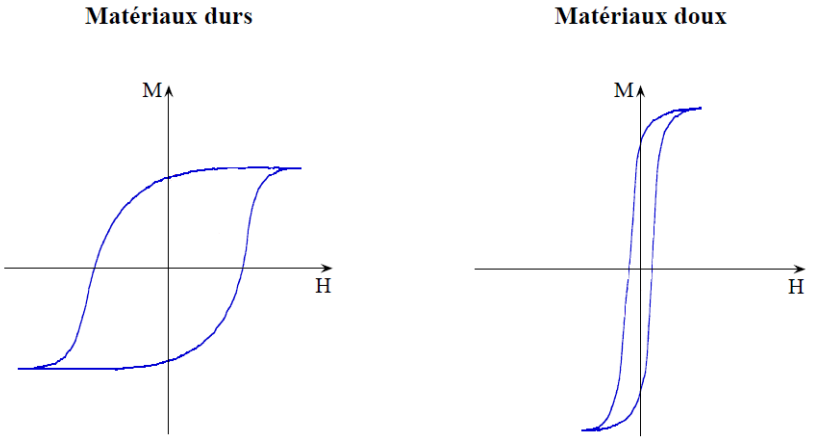


FIGURE 1.22 – Cycle d'hystérésis pour un matériau magnétique dur et un matériau magnétique doux (même échelle).

Les matériaux doux sont utilisés dans des applications électrotechniques. Caractérisés d'une forte perméabilité et un faible champ coercitif afin de minimiser les pertes magnétiques.

D'un point de vue microscopique il faut que les déplacements de parois y soient le plus facile possible, donc l'anisotropie doit être faible et les défauts structuraux peu nombreux. Les matériaux magnétiques doux en général sont aimantés après l'élimination du champ magnétique extérieur appliqué mais avec une aimantation rémanente très faible[14, 18].

1.4 Le transport électrique dans les matériaux

1.4.1 Transport dans les matériaux non magnétiques

Le courant dans un métal non magnétique est le résultat du déplacement des électrons qui sont diffusés par les phonons (vibration des atomes du réseau) et les impuretés ou défauts. Alors, la valeur de la résistivité et déterminée de façon approximative par ces deux types de diffusion.

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_g \tag{1.17}$$

où ρ_0 est la résistivité résiduelle et ρ_g est la résistivité dans un métal pur résultant des interactions électrons-phonons. Cette loi est bien vérifiée [20], lorsque les probabilités de diffusion sont faibles, c'est-à-dire lorsque le libre parcours moyen est grand devant la distance inter-atomique[2].

1.4.2 Effet de la température

La résistivité résiduelle ρ_0 : résulte des défauts du réseau et des impuretés et est donc invariable et ne dépend pas de la température. Cependant, $\rho_g(T)$ dépend de la température. La résistivité d'un métal aug-

mente linéairement en fonction de la température dans une gamme de l'ordre de la température de Debye [2]. Lorsque la température s'élève au-dessus du zéro absolu, les atomes du solide entrent progressivement en vibration jusqu'à la température de Debye. Celle-ci représente la température à laquelle les vibrations atteignent leur maximum de modes possibles. Elle est une bonne approximation de la dureté des solides.

En effet, le nombre de phonons augmentent linéairement avec T, la diffusion des électrons par les phonons est une fonction croissante de T [21], et il en est donc de même pour la résistivité.

En revanche, à haute température ($T \gg$ Température de Debye), la résistivité présente généralement une courbure positive liée à l'anharmonicité des vibrations atomiques du réseau. Cet effet non linéaire mène à une interaction entre les ondes élastiques qui s'interprète en termes d'interaction entre les phonons (diffusion phonons-phonons). À des températures basses ($T \ll$ Température de Debye), la résistivité est proportionnelle à T^5. Ce phénomène est observé également dans les matériaux magnétiques[19].

1.4.3 Mesures d'aimantation

Pour la mesure de l'aimantation il y a les techniques de caractérisation magnétique qui peuvent être utilisées. Des mesures d'aimantation absolue par le SQUID (Superconducting Quantum Interference Device),où des alternative comme la magnéto-transport.

Magnétomètre à SQUID

Le SQUID [3] est un dispositif de mesures magnétiques permettant de déterminer avec une grande précision l'aimantation d'un matériau pour des larges intervalles de température et de champ magnétique extérieur. Il consiste essentiellement en une boucle supraconductrice dans laquelle sont insérées une ou deux jonctions : cette boucle fait partie du circuit de détection voir figure (1.23) permettant la mesure magnétique. Le SQUID est l'élément permettant la mesure de champs magnétiques avec la plus grande sensibilité[20].

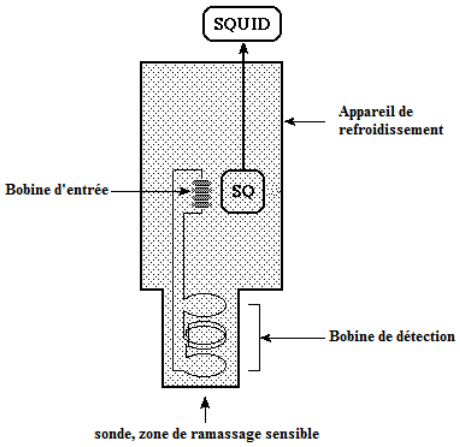


FIGURE 1.23 – *S*chéma composants de détection dans le SQUID.

Le principe de fonctionnement de la mesure est le suivant : le champ magnétique appliqué à l'échantillon est créé par un aimant supraconducteur, ce qui permet d'atteindre des champs très intenses. Pour éviter toute fluctuation du champ magnétique appliqué, celui-ci est piégé à l'intérieur d'un écran supraconducteur cylindrique entourant l'échantillon et le circuit de détection.

L'échantillon étudié est suspendu à l'extrémité d'une canne et peut se déplacer le long de l'axe du circuit de détection qui entoure l'échantillon. Une mesure consiste à déplacer un échantillon dans des bo-

2. La température de Debye est une température caractéristique du comportement de la capacité thermique et de la dureté des solides.

3. Un SQUID : de l'anglais Superconducting Quantum Interference Device) est un magnétomètre utilisé pour mesurer des champs magnétiques en grande précision.

bines de détection, à une température donnée et dans un champ magnétique homogène. Les bobines sont très exactement compensées. Lorsqu'on introduit un échantillon dans le système de détection, le champ magnétique est perturbé et produit une variation de flux magnétique, qui induit un courant au sein des bobines[20].

Effet Hall Ordinaire

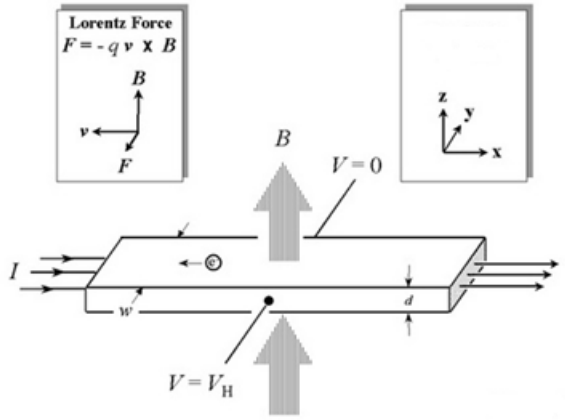


FIGURE 1.24 – *E*ffet Hall ordinaire dans un matériau non magnétique (le champ magnétique est perpendiculaire au courant électrique).

On appelle effet Hall l'apparition d'un champ électrique transversal et, par la suite, une différence de potentiel dans un métal ou un semi-conducteur parcouru par un courant électrique. lorsqu'une induction magnétique perpendiculaire est appliquée. Considérons que l'échantillon est un parallélépipède figure (1.24).

On fait circuler un courant suivant la direction (O_x) et on applique une induction magnétique $\vec{H}$ orientée selon (Oz) comme le présente la figure (1.24).Il apparait alors une chute de tension aux bords de l'échantillon suivant (Oy), ce qui permet de définir une résistance Rxy dans la direction transversale.

Lorsqu'un électron est injecté avec une vitesse $\vec{V}$=$\vec{\mu}x$ il est dévié par la force magnétique de Lorentz vers l'un des bords de l'échantillon. Il apparaît alors une accumulation de charges négatives sur un des bords de l'échantillon et de charges positives sur le bord opposé. Cette accumulation de charge crée un champ électrique transversal, appelé champ de Hall[21–23].

Le courant est lié à la densité de porteurs n et à leur vitesse v par la relation :

$$I = nqvWd \tag{1.18}$$

à l'équilibre des force :

$$F_{Lorentz} = F_{Electrique} \Longleftrightarrow (qvB = qE_H) \Longrightarrow E_H = vB \tag{1.19}$$

Nous savons que :

$$E_H = \frac{V_H}{W} \Longrightarrow V_H = E_H W = vBW = \frac{IB}{nqd} \tag{1.20}$$

On distingue la résistance de Hall est définie par le rapport :

$$R_{xy} = \frac{V_H}{I} = \frac{B}{nqd} \tag{1.21}$$

On peut obtenir la résistivité de Hall en multipliant R_{xy} par l'épaisseur de l'échantillon, d'où :

$$\rho_{xy} = R_{xy}d = \frac{B}{nq} = R_0 B \tag{1.22}$$

ρ_{xy} :La résistivité transverse est proportionnelle à l'induction magnétique B selon le rapport ρ_{xy}=$R_0 B$.

$R_0 = \frac{1}{nq}$: appelé coefficient de Hall .

1.4.4 Transport électrique dans les matériaux magnétiques

La diffusion des électrons de conductions sur les moments magnétiques est une contribution supplémentaire dans la résistivité pour des métaux magnétiques. La variation de la résistivité obéit toujours à la loi de Matthiessen [4][24].

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_g(T) + \rho_m(T) \tag{1.23}$$

La présence du terme $\rho_m(T)$, décrit les diffusions des électrons de conductions par le désordre dans l'arrangement des moments magnétiques.

1.4.5 Effet du champ magnétique

Magnéto-transport

Pour la caractérisation d'un échantillon (par exemple :(Ga,Mn)As)on utilise un motif de la forme d'une croix Hall.Une mesure de la resistance de Hall permet d'avoir des informations sur le comportement magnéique du matériau[25].

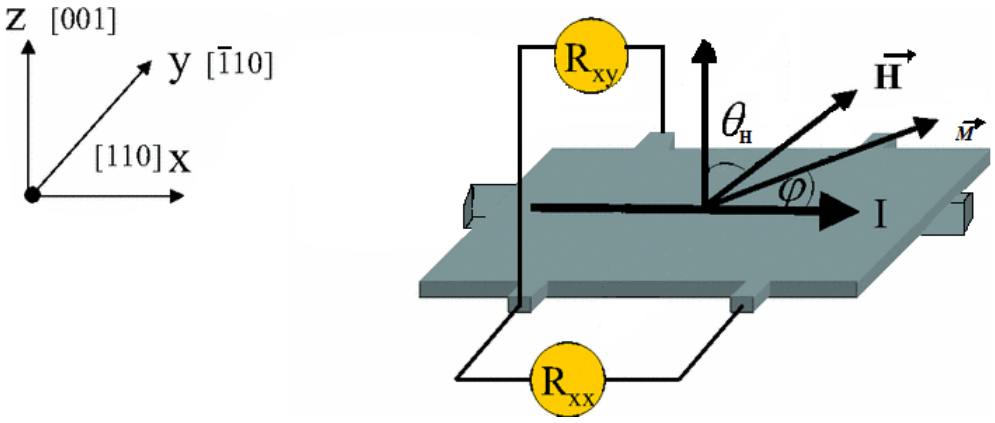


FIGURE 1.25 – *c*aractérisation d'un échantillon par la technique de magnéto-transport.

Magnétorésistance

La Magnétorésistance est la propriété qu'ont certains matériaux de présenter une résistance variable au courant électrique lorsqu'ils sont soumis à un champ magnétique. La magnétorésistance est définie comme suit :

$$MR = \frac{R(H) - R(H=0)}{R(H=0)} \tag{1.24}$$

Avec R : la résistivité longitudinale.

Sous l'effet de la force de Lorentz, les électrons décrivent un arc de cercle autour du champ à la fréquence cyclotron w_c=eB/(mc), ce qui allonge leur trajectoire totale relativement à celle parcourue parallèlement au champ électrique. Ainsi Les électrons subissent alors plus de collisions avec les impuretés ou les phonons, cela conduit à une augmentation de résistivité (magnétorésistance positive). Lorsque la température diminue, le libre parcours moyen augmente, d'où l'augmentation forte de l'amplitude de la magnétorésistance.

On retiendra donc que l'augmentation relative $\frac{\triangle R}{R}$ (H = 0) est d'autant plus grande que la résistance en champ nul R(H = 0) est plus faible, c'est-à-dire la température plus basse. Dans les matériaux magnétiques, l'effet du champ peut être indirect en agissant sur la direction d'aimantation. L'application du champ, en ordonnant les moments magnétiques peut être ainsi à l'origine d'une diminution de la résistance et donc d'une MR négative[21].

4. En électricité, la loi de Matthiessen consiste à la variation de la résistance d'un conducteur ou d'un isolant avec la température.

Anisotropie de Magnétorésistance

On parle de l'effet anisotropie de magnétorésistance(AMR) quand la résistivité dépend de l'angle entre la direction du courant et la direction de l'aimantation dans le matériau. La dépendance angulaire de la résistivité s'exprime par :

$$\rho(\theta) = \rho_{\parallel} + (\rho_{\perp} - \rho_{\parallel}) \sin^2 \theta \tag{1.25}$$

Où θ est l'angle entre l'aimantation et le courant; $\rho_{\parallel}$ est la résistivité lorsque le courant circule parallèlement à l'aimantation et $\rho_{\perp}$ celle lorsque le courant circule perpendiculairement à l'aimantation[21, 26].

Pour une meilleure clarification de ce phénomène, il faut considérer le modèle de conduction à deux courants et introduire la notion de couplage spin-orbite, qui induit une interaction entre le moment cinétique de spin d'un électron et son mouvement cinétique orbital. Le terme de couplage spin orbite entraîne le mélange des états d ↑ et d↓ dans le cas d'un métal de transition. Cela induit également la possibilité pour les électrons s↑ (↓) de passer dans un état d↑ (↓). Les deux canaux de conduction ne sont plus totalement indépendants. On redéfinit alors la résistivité totale du conducteur ferromagnétique en ajoutant un nouveau terme $\rho \uparrow (\downarrow)$ caractéristique du mélange de spin qui augmente la résistance totale du matériau.

Or ce couplage n'est généralement pas isotrope (se dit des corps qui ont les mêmes propriétés physiques dans toutes les directions) et il est susceptible de créer un déficit de mélange dans le plan perpendiculaire à l'aimantation. On obtient ainsi des expressions différentes pour les résistivités dans la direction parallèle et dans les directions perpendiculaires à l'aimantation. L'effet d'anisotropie de magnétorésistance est généralement de l'ordre du 5% (ou inférieur) mais peut atteindre des valeurs de 20% dans certains cas particuliers.

Effet Hall Extraordinaire

L'effet de Hall ordinaire se pose parce que la force de Lorentz pousse des charges perpendiculaires à la direction du flux du courant électrique. L'effet de Hall anomalous se pose à partir de la diffusion des électrons ou des trous plutôt que le libre transporteur. Effet Hall est la plus importante propriété des matériaux magnétique. elle est toujours référée à l'effet de transverse de voltage déférence quand le champ magnétique est applique perpendiculairement en échantillon plat pendant que le courant électrique traverse l'échantillon, figure (1.24) dans cette géométrie l'effet HALL par exemple de $Ga_{1-x}Mn_x$As est la somme d'effet de Hall ordinaire et l'effet de Hall anomalous .La résistivité de la feuille de Hall est exprimé par :

$$R_{Hall} = \frac{R_0}{d} B + \frac{R_M}{d} M \tag{1.26}$$

- R_0 : coefficient de Hall ordinaire, R_M : coefficient de Hall anomalous;
- B :champ magnétique;
- d : l'épaisseur de la feuille;
- M :la magnétisation perpendiculaire par rapport à la échantillon;

L'Effet Hall Extraordinaire, Contrairement à l'effet Hall ordinaire, ne peut être expliqué en invoquant la déviation de porteurs par le champ magnétique. Toutefois, la diffusion des électrons ou des trous dans un sens privilégié dépendant de l'orientation de l'aimantation permet d'observer un champ électrique transversal dans l'échantillon . Pour des matériaux ferromagnétiques composés de métaux de transition, les centres diffuseurs sont les électrons des bandes d des éléments magnétiques. Pour les composés à base de terres-rares, les centres diffuseurs sont les électrons f portant des moments magnétiques localisés[21–23, 26].

Effet Hall planaire

Il existe un autre effet de Hall sous le nom effet Hall planaire, il est mesuré quand le champ magnétique et le courant électrique sont dans le mÃłme plan, cet effet est étudié dans le cycle des matériaux magnétiques.

Observations : On sait que la résistivité de Hall dans les matériaux ferromagnétiques est beaucoup plus grande que celle des matériaux voisins non ferromagnétiques. D'un autre coté, la résistance de Hall R_{xy} décrit un cycle d'hystérésis dont la forme est analogue à celle du cycle d'aimantation. Dans un matériau

ferromagnétique, la résistance de Hall est composée d'une partie ordinaire proportionnelle à $\vec{H}$ et d'une partie anormale proportionnelle à la composante perpendiculaire de l'aimantation $\vec{M}$ et d'une composante planaire[26, 27].

La relation qui s'exprime l'effet Hall et la proportionnalité de R_H et $\vec{M}$:

$$R_{Hall} = \frac{R_0}{d} H \cos\theta_H + \frac{R_s}{d} M \cos\theta + \frac{k}{d} M^2 \sin^2\theta \sin 2\varphi \tag{1.27}$$

Dans cette équation R_0 et R_s sont respectivement le coefficient normal et anormal de Hall. K : une constante reliée à l'effet de l'anisotropie magnétorésistive et donc à la différence de la résistivité entre les directions parallèles et perpendiculaires au courant. $\vec{M}$ c'est l'aimantation et d c'est la largeur de la couche magnétique.

• Le 1er terme : la résistance de Hall ordinaire. Où $H\cos\theta_H$ constitue la composante du champ magnétique dans la direction perpendiculaire au courant.

• Le 2ème terme : la résistance de Hall anormale(AHR), elle provient de la diffusion asymétrique des moments magnétiques des électrons de conduction dans l'échantillon. Ce terme est proportionnel à la composante perpendiculaire de l'aimantation.

• Le 3eme terme : la résistance de Hall planaire (PHR), est proportionnelle au composant de l'aimantation qui est parallèle au courant. S'il y a une composante $M\sin\theta$ de l'aimantation dans le plan des couches alors, à cause de la magnétorésistance, les équipotentiels peuvent ne pas être perpendiculaires au courant et une tension transversale peut être détectée. Comme indiqué par le terme $\sin 2\varphi$, La résistance de Hall planaire est absente quand l'aimantation est parallèle ou perpendiculaire au courant.

Chapitre II

Chapitre 2

Spintronique et les matériaux DMS

2.1 Introduction sur la spintronique

Le terme spintronique désigne l'électronique de transition de spin. Comme on le sait aujourd'hui, les circuits intégrés et les dispositifs à haute fréquence, utilisés pour le traitement de l'information et les communications, ont connu un grand succès en contrôlant la charge d'électrons dans les semi-conducteurs.

Le stockage massif d'informations (indispensable pour la technologie de l'information) est réalisé par enregistrement magnétique (disques durs, disques magnétiques ...) à l'aide de l'électronique de spin dans des matériaux ferromagnétiques. Il est alors tout à fait naturel de demander si à la fois la charge et le spin des électrons peuvent être utilisés en même temps pour améliorer la performance des dispositifs. C'est l'idée principale de la spintronique, qui est largement attendue pour être la solution future pour réduire les dispositifs micro-électroniques actuels en taille nanomètrique.

2.1.1 La magnétorésistance dans les multicouches

Les multicouches magnétiques sont composées d'un empilement alterné des couches minces magnétiques et non magnétiques. L'épaisseur de chaque couche est de quelques nanomètres,où une couche non magnétique est prise en sandwich par deux couches magnétiques. Certaines multicouches magnétiques montrent de grandes MR(magnétorésistance) lorsque les couches non magnétiques sont des métaux, la MR est appelé MR géante (GMR). Et lorsque la couche non magnétique est un isolant, la MR est appelé MR tunnel(TMR). Les multicouches magnétiques présentent les deux caractéristiques suivantes :

• L'alignement de l'aimantation des couches magnétiques est aisément commandé par un champ magnétique externe, le couplage entre l'aimantation des couches magnétiques est affaibli par la présence de la couche non magnétique entre elles.

• Chaque couche est suffisamment mince pour que les électrons porteurs puissent sentir un changement dans la direction d'aimantation des couches magnétiques. La GMR et la TMR dépendent fortement du type de couches magnétiques et non magnétiques et de leur combinaison, la dépendance matérielle du GMR est fortement liée à la structure électronique des constituants des multicouches.

2.1.2 Magnétorésistance géante

La première observation du couplage antiparallèle (AP) entre couches magnétiques a été rapportée par Grunberg et al,pour les multicouches Fe / Cr[28]. Ils ont également observé une MR négative, c'est-à-dire une réduction de résistivité sous l'effet d'un champ magnétique externe.

Les valeurs observées de l'amplitude du MR des multicouches Fe / Cr était de quelques pour cent. Deux ans plus tard, le groupe de Fert[1] a rapporté MR de 40% pour des multicouches de Fe/Cr.

Cette MR était le plus grand observé jusqu'ici pour les films métalliques magnétiques et a été appelé géante MR (GMR). Après la découverte de la GMR, de nombreux travaux expérimentaux ont été effectués[29][30].

La figure (2.1) montre les résultats expérimentaux pour des multicouches à base de Fe / Cr [1] .La résistivité varie avec les orientations du champ magnétique, un résultat dû à un changement dans l'alignement

de l'aimantation des couches de Fe.La résistivité est élevée lorsque l'alignement est AP et elle est plus faible lorsque l'alignement est parallèle (P). L'amplitude de la MR est exprimée par le ratio, défini comme suit :

$$MR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_{AP}} \tag{2.1}$$

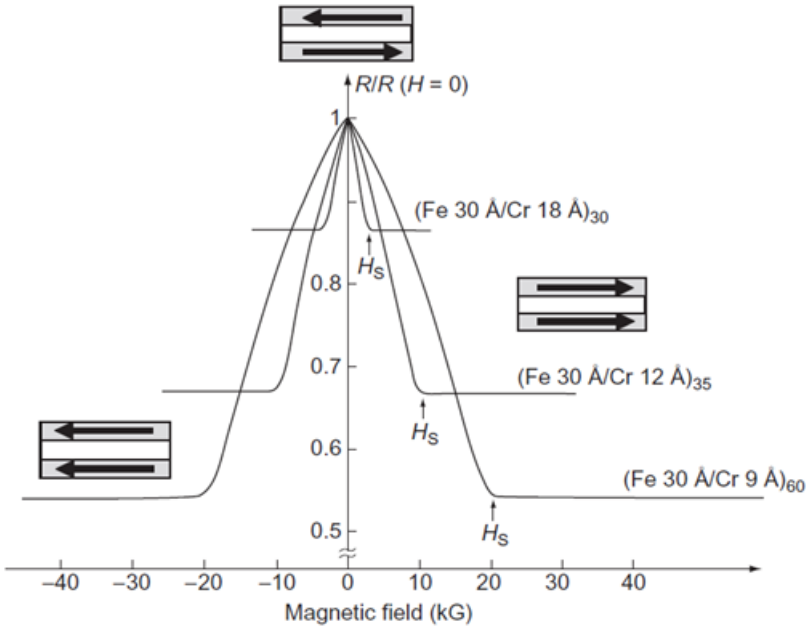


FIGURE 2.1 – *R*ésistivité en fonction de champ magnétique externe appliqué pour des multicouches Fe / Cr[1].

Où : $R_{AP} et R_P$ sont les résistances dans l'alignement AP et P de l'aimantation dans les couches magnétiques.

On voit que le rapport MR dépend de la combinaison des métaux. Fert's et al ont souligné dans leur premier article sur la GMR que la résistivité dépendante du spin pouvait être responsable de la GMR ; Cependant, aucune discussion détaillée sur la dépendance matérielle n'a été présentée. Ainsi, une question reste à clarifier : la dépendance matérielle de GMR et la relation entre le rapport MR et les structures électroniques des métaux constituants des multicouches magnétiques.

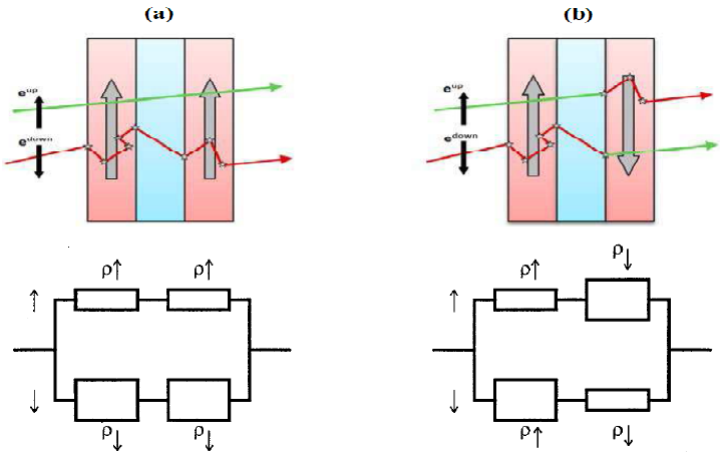


FIGURE 2.2 – *R*eprésentation schématique de la résistivité dépendante du spin dans des multicouches. Les figures du haut illustrent la représentation équivalente à l'aide d'un modèle à deux courants, dans lequel les résistivités propres à chaque canal varient selon la configuration des aimantations[1].

Nous avons présenté le mécanisme de la GMR en termes de la résistivité dépendante du spin et de la concordance / désadaptation de bande entre couches magnétiques et non magnétiques. Ces origines sont étroitement liées les unes aux autres et présentent une image simple du mécanisme GMR dans les multicouches magnétiques, comme le montre la figure (2.2). Dans l'alignement P de l'aimantation, l'un des deux canaux de spin a une faible résistance (ou résistivité) Tandis que l'autre a une résistance élevée. Dans l'alignement AP, les deux canaux de spin ont une résistance élevée. En conséquence, la résistance dans l'alignement AP est plus grande que dans l'alignement P.

2.1.3 Magnétorésistance tunnel

La TMR dans les jonctions tunnel ferromagnétiques a été signalé avant la découverte de la GMR [31, 32]. Les rapports MR observés, cependant, étaient plutôt faibles à l'époque. Un important ratio TMR a été signalé à température ambiante pour Fe / Al-O / Fe en 1995 [33, 34], le résultat a attiré une attention considérable en raison du son large potentiel d'application dans les capteurs et les dispositifs de stockage de mémoire. Dans la même année, une MR tunnel a été signalé pour des films granulaires ferromagnétiques et des oxyde métalliques[35, 36].

Beaucoup d'études théoriques ont jusqu'à présent étudié la résistance tunnel et TMR [37–39]. étant donné que la TMR est causé par le passage électronique à travers une barrière isolante, la résistance est sensible à des facteurs physiques tels que la température, la tension et l'épaisseur et la hauteur de la barrière d'énergie; elle est également affectée par des mécanismes de diffusion. Il est donc essentiel de clarifier les effets de chaque facteur sur la TMR afin de développer des applications technologiques.

Jonctions tunnel ferromagnétique

Les FTJ sont faites d'un isolant non magnétique mince (environ 1 nm d'épaisseur) pris en sandwich entre deux électrodes ferromagnétiques. Un diagramme schématique d'une telle jonction est illustré dans la figure (2.3).

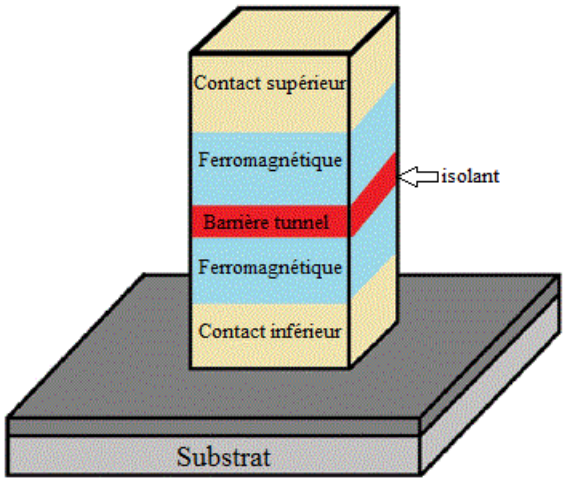


FIGURE 2.3 – *U*ne représentation schématique d'une jonctions tunnel ferromagnétique

Les métaux ferromagnétiques utilisés sont principalement Fe, Co, Et leurs alliages, tandis que l'oxyde d'aluminium amorphe ($l'Al_2O_3$) est l'un des matériaux les plus stables pour la barrière isolante. Récemment, une couche d'oxyde de magnésium monocristallin (MgO) a été utilisée comme barrière pour générer des rapports TMR élevés. La résistivité de la FTJ est réduite lorsque la direction de l'aimantation des deux couches ferromagnétiques sont changé d'un alignement AP à un alignement P. Ceci est similaire au GMR, et le rapport MR est défini comme suit :

$$MR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_{AP}} \tag{2.2}$$

La résistance est élevée lorsque l'aimantation des deux électrodes ferromagnétiques est dans alignement AP, et elle est faible lorsque l'aimantation est parallèle. Une des caractéristiques de la TMR est que le champ magnétique externe nécessaire pour faire tourner l'aimantation est suffisamment faible.

En effet, il n'y a presque pas de couplage entre les aimantations des deux électrodes du fait de la barrière isolante insérée entre elles. Les alignements AP et P de l'aimantation sont réalisés en utilisant une petite différence dans la force coercitive entre les deux aimants ferromagnétiques. La différence entre les conductances des alignements P et AP donne lieu à TMR.

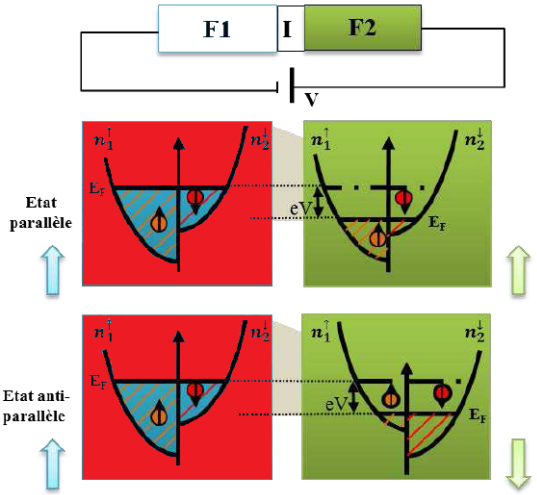


FIGURE 2.4 – *S*chémas de la structure de bande de deux matériaux ferromagnétiques et du mécanisme de magnétorésistance tunnel. En haut, état d'aimantations parallèles, les spins "haut" sont majoritaires dans les deux électrodes, le canal "haut" est donc favorisé et le courant total est fort. En bas, état d'aimantation antiparallèle, chaque canal est réduit par les densités d'états minoritaires, la résistance totale est forte.

2.1.4 Mémoires magnétiques à accès aléatoire

Le domaine de l'électronique de spin présente la particularité d'avoir permis très rapidement l'application industrielle de concepts fondamentaux de physique, l'exemple le plus flagrant étant l'utilisation de l'effet de magnétorésistance géante dans les têtes de lectures de disques durs d'ordinateurs, moins de 10 ans seulement après sa découverte en 1988. Les mémoires magnétiques à accès aléatoires (MRAM pour Magnetic Random Acces Memory) semblent être la prochaine application importante de l'électronique de spin qui verra le jour. Se basant cette fois sur l'effet de magnétorésistance tunnel à température ambiante[34], cette technologie est en effet en pleine phase de développement industriel par de grands groupes des technologies des semi-conducteurs : Motorola, Altis (IBM-Infineon), Cypress[40], ainsi que NEC, Sony et Samsung.

Principe de fonctionnement des MRAM

Les ancêtres des MRAM sont les mémoires à tores magnétiques très utilisées dans les années 60. Les états 0 et 1 sont alors représentés par les deux états de l'aimantation à rémanence de petits tores en ferrite, placés en matrice à l'intersection de lignes et de colonnes d'amenées de courant induisant un champ magnétique local. Les premières mémoires à accès aléatoire magnétiques ont été inventées dans les années 80 et se basent sur l'effet de magnétorésistance anisotrope[41].

D'autres concepts de mémoires ont été ensuite développés avec l'effet de magnétorésistance géante GMR[42]. Avec l'apparition des premières mesures de TMR à hautes températures, la TMR présentait des propriétés idéales pour les MRAM : des résistances plus fortes que la GMR compatibles avec les circuits d'alimentation des mémoires, des effets de magnétorésistance élevés, et la possibilité de réduire la taille latérale d'une mémoire, du fait de la géométrie perpendiculaire du courant dans les jonctions tunnel.

Le principe de fonctionnement des MRAM repose sur le codage de l'information binaire par les deux états de résistance d'une jonction tunnel magnétique (JTM), correspondant aux deux configurations magnétiques des électrodes : parallèle ou antiparallèle. Les éléments mémoires sont donc composés d'une

JTM, et organisés en matrices. Les éléments sont reliés par des amenées de courant permettant de les lire en mesurant la résistance de la jonction ou de les écrire en induisant un champ magnétique qui sert à renverser l'aimantation d'une électrode. Pour permettre la lecture et l'écriture d'un bit unique, c'est-à-dire l'adressage précis de chaque élément mémoire, il est nécessaire d'obliger le courant à emprunter le chemin unique de la mémoire et de ne pas passer par les autres éléments mémoires.

Les premières architectures de MRAM actuellement développées utilisent un transistor de type CMOS [1], situé sous chaque jonction tunnel, jouant la fonction d'interrupteur. Pour lire une jonction spécifique, le transistor associé est fermé laissant passer le courant, et tous les autres transistors des autres jonctions sont en position ouvert. La lecture du bit se fait donc uniquement à travers la jonction et le transistor concerné, via une ligne de courant appelée ligne de mots.

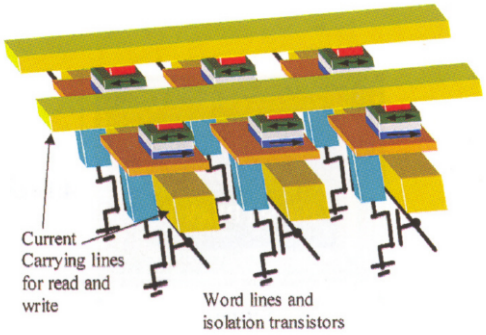


FIGURE 2.5 – *S*chéma de quelques éléments mémoires d'une MRAM comprenant les jonctions tunnel séparées par les lignes de courant permettant la lecture et l'écriture des mémoires, ainsi que la ligne transportant l'information, passant par des transistors servant d'interrupteur de courant [43].

Pour écrire un bit, c'est-à-dire renverser l'aimantation d'une couche magnétique, les architectures actuelles de MRAM utilisent deux lignes de courant perpendiculaires : la ligne de bit, perpendiculaire à l'axe facile de la couche à retourner, et une autre ligne non connectée électriquement au circuit (le "digit line" en anglais) le long de cet axe. Le champ induit par un courant circulant dans une ligne est perpendiculaire à celle-ci, la ligne de bit permet donc d'induire un champ opposé à l'axe facile et de retourner l'aimantation de la couche. Le champ résultant de la seconde ligne est selon l'axe difficile de la couche et permet donc de décaler légèrement l'aimantation de sa direction facile, réduisant ainsi le champ selon l'axe facile nécessaire pour le retournement.

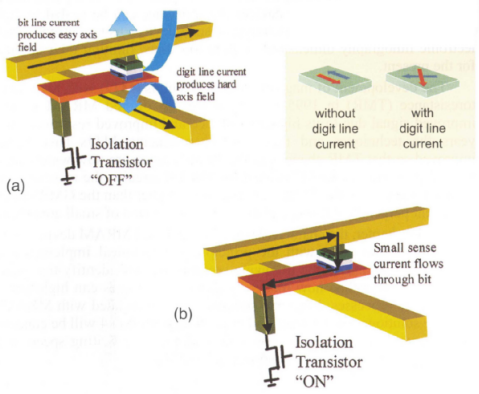


FIGURE 2.6 – *P*rincipe d'écriture et de lecture de l'information. (a) L'écriture se fait grâce au champ induit par la ligne de bit et le digit line. (b) On utilise un courant allant de la ligne de bit à la ligne de mots via le transistor en position fermé pour lire la résistance de la jonction tunnel[43].

Les problèmes physiques intrinsèques à la réalisation de la MRAM semblent aujourd'hui avoir été résolus. La précision des deux champs créés pour retourner un élément seul permet de ne pas retourner les

1. de l'anglais Complementary Metal Oxide Semi-conductor, une technologie de fabrication de composants électroniques

autres éléments positionnés sur les mêmes lignes. La stabilité magnétique des couches douces des jonctions tunnel a été fortement renforcée par l'utilisation d'une couche antiferromagnétique permettant le blocage de la couche qui doit rester fixe[44]. Des temps d'accès (50ns) et une consommation (3V) concurrentiels ont d'ores et déjà été démontrés[40]. Il a été montré que le temps de retournement de l'aimantation peut être réduit à des temps sub-nanoseconde[45–47].

Les seuls obstacles qui font face au développement des MRAM semblent être d'ordre technologique. Même si des puces de MRAM de 16Mbit ou de 4Mbit[40] ont été développées, des progrès peuvent être théoriquement faits sur la densité de stockage, sur l'architecture du circuit choisi et son intégration sur les structures CMOS.

Des architectures différentes sont donc proposées : il est possible d'utiliser deux transistors et deux JTM pour un bit, permettant un temps d'accès plus court mais augmentant la taille et le coût des mémoires ; des circuits où le transistor est remplacé par une diode permettraient un gain de place mais présente encore des difficultés d'intégration ; enfin des architectures sans transistor permettraient un fort gain de place et rendraient possible un empilement vertical des jonctions tunnel, laissant libres les circuits CMOS pour d'autres applications.

2.2 Semi-conducteur magnétique dilué

Depuis la fin des années 1980, on a remarqué que dans des nombreux cristaux semiconducteurs, la substitution d'un élément du semi-conducteur hôte par un métal de transition introduit des moments magnétiques localisé dans la matrice[48, 49]. Ces matériaux dopés sont connus sous le nom de semi-conducteurs magnétiques dilués (DMS), où une fraction x d'un élément de transition est substitue un site d'élément du semiconducteur hôte. L'étude du DMS est devenue florissante au cours des deux dernières dècennies, car des échantillons de haute qualité sont disponibles pour l'expérience.

On croit généralement que les DMS sont un matériau idéal pour la spintronique. La réalisation de dispositifs à base de spintronique fonctionnels nécessite des matériaux à commande ferromagnétique compatibles avec les matériaux semi-conducteurs existants et fonctionnant à des températures facilement accessible. Étant un semi-conducteur ferromagnétique avec des propriétés expérimentales favorables, les semiconducteurs magnétiques dilués répondent de manière prometteuse à ce besoin.

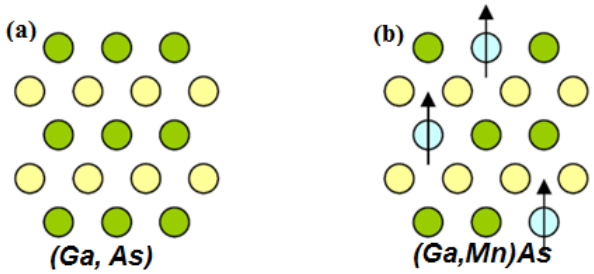


FIGURE 2.7 – *S*chéma montrant :(a) un matériau semi-conducteur hôte non magnétique (Ga,As), et (b) un semi-conducteur magnétique dilué aprés l'introduction d'impuretés magnétiques (Ga, Mn)As[50].

Deux critères majeurs sont retenus pour sélectionner les matériaux les plus prometteurs pour la spintronique des semi-conducteurs.

•Tout d'abord, le ferromagnétisme doit être maintenu à des températures pratiques, à savoir la température ambiante.

•Deuxièmement, il serait un avantage majeur s'il existait déjà une base technologique pour le matériau dans d'autres applications.

Dès la fin de 1960 jusqu'au début de 1970, l'oxyde dopé avec Eu^{+2}[51] et le composite structuré (par exemple, ZnCr2Se4[52]) sont étudiés comme des semi-conducteurs magnétiques. Cependant, les structures de ces composés sont différentes de celle du Si ou du GaAs, les cristaux purs sont difficiles à produire, leur

faible température de Curie T_c (50K ou moins), une isolation forte et une mauvaise propriété de transport semi-conductrice[53] ont encore entravé leur valeur dans l'application.

Plus tard, des études ont été répandues sur des semi-conducteurs magnétiques dilués, y compris des semi-conducteurs II-VI, IV-VI et II-V dopés par des métaux de transition (principalement Mn), des exemples typiques sont :(Zn, Mn) Se, (Cd , Co) Se, (Hg, Fe) Te; (Sn, Mn) Te, (Pb, Mn) Te, (Pb, Eu) Te, etc. Les semi-conducteurs II-VI dopés par le Mn sont particulièrement été étudié(Zn, Mn)Se.

Pendant longtemps, en raison de la faible solubilité des ions magnétiques dans les semi-conducteurs III-V, avec la mauvaise stabilité, peu d'études ont été faites sur les DMS à base de semi-conducteurs III-V. Une percée a été faite en utilisant l'épitaxie par jets moléculaire (MBE), une technique de croissance de film mince dans le vide. En utilisant la technique MBE, Munekata et al. ont réussi la croissance du InMnAs, et un ferromagnetism a été observé dans InMnAs type p[49].

Basé sur le travail ci-dessus, en 1996, Ohno et al. ont réussi les premier à faire croître un semi-conducteur magnétique dilué (Ga, Mn) As[54]. Ce matériau a été déposé sous la forme d'un film mince $Ga_{1-x}Mn_xAs$ (x = 0,015 à 0,07) sur un substrat de GaAs (001) semi-isolé. Le(Ga, Mn) As a été déposé sur un film de GaAs, sa structure cristalline a une bonne similarité avec le GaAs. En raison de ses propriétés remarquables, (Ga, Mn) As attiré beaucoup Les intérêts sur les études DMS dès qu'il est apparu dans l'expérience. Plus récemment, les semi-conducteurs III-V dopés au Mn comme $In_{1-y}Mn_yAs$ et $Ga_{1-x}Mn_xAs$ ont été étudiés et ils ont montré un caractère ferromagnétique à des températures de Curie plus élevée.

2.2.1 Structure des DMS

Les semi-conducteurs magnétiques dilués ont deux types de structures wurtzite hexagonale et zinc blende. La Wurtzite est la forme la plus commune et la plus stable pour les DMS II-VI dans les conditions ambiantes. Alors que la structure de zinc blende est plus fréquente dans les DMS III-V. Le cristal de zinc blende se compose de deux réseaux cubique à face centrés interpénétrés.

Les différents sous-réseaux occupés par les différents ions des éléments du groupe III et du groupe V sont décalés par le quart de la diagonale cubique l'un par rapport à l'autre. Dans cette configuration, chaque ion est entouré par quatre ions plus proches voisins d'espèce différente, des différents sous-réseaux formant un tétraèdre équilatéral.

2.2.2 DMS (III-V)$Ga_{1-x}Mn_xAs$

Le (Ga,Mn)As est un DMS basé sur l'arséniure de Gallium de structure cristallographique Zinc-blende où les sous-réseaux des atomes de Gallium et d'arsenic occupent chacun les sites d'un réseau cubique face centré décalés l'un par rapport à l'autre d'un vecteur (1/4, 1/4, 1/4).

Dans les échantillons où le magnétisme est intrinsèque, les impuretés de manganèse substituent des atomes de gallium[55]. Leur concentration se situe généralement entre 3.5%[56] et 11%[57]. Gallium a une structure atomique de [Ar] 3d10 4s2 p1, Manganèse : [Ar] 3d5 4s2, et Arsenic a une structure de [Ar] 3d10 4s2 p3.

Afin d'augmenter la solubilité de Mn dans GaAs et ainsi d'éviter la formation d'agrégats de MnAs, la croissance de (Ga,Mn)As est réalisée par MBE à une température de 250C. Ceci permet d'obtenir une limite de solubilité de Mn dans GaAs de l'ordre de 4% et même jusqu'à 10% après un recuit post croissance[57]. Cependant à cette température de nombreux défauts ponctuels font leur apparition :

•Les antisites d'arsenic notés As_{Ga} agissent en tant que double-donneurs. Ils sont stables jusqu'à 450C et ne peuvent être éliminés qu'au prix de la formation d'agrégats de MnAs[58]. Ce sont les principaux défauts liés à une faible température de croissance du GaAs.

•Les lacunes de gallium notés V_{Ga}. L'influence de ces défauts est généralement négligeable par rapport à celle des As_{Ga} de par leur faible concentration.

•Les interstitiels de manganèse notés Mn_I sont liés à la faible limite de solubilité du Mn dans GaAs [59] apparaissent donc lorsque cette limite de solubilité est franchie. Il est cependant possible de faire diffuser les Mn_I par des recuits post-croissance et traitements de surface[60]. Ils agissent en tant que double-donneurs.

2.2.3 La qualité cristalline du (Ga,Mn)As en fonction des paramétres de croissance ($T_{substrat}$, x_{Mn})

La variation du paramètre de maille de (Ga, Mn) As peut être décrite par une simple loi de Vegard [2] : celui-ci augmente linéairement avec la concentration de Mn, indépendamment du site d'incorporation Mn_{Ga} ou Mn_I[56]. Une couche de (Ga,Mn)As est ainsi en compression sur un substrat de GaAs alors qu'elle est en tension sur (In,Ga)As. Nous allons voir que ces propriétés ont des conséquences importantes sur les anisotropies magnétiques des couches de (Ga,Mn)As.

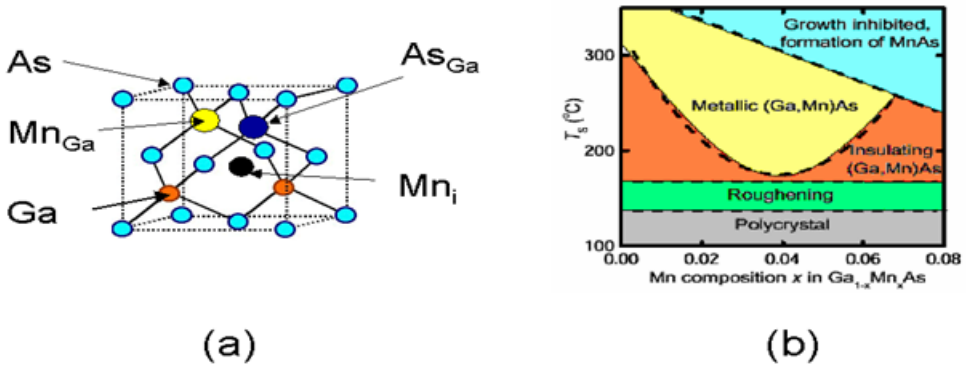


FIGURE 2.8 – (a) Maille de (Ga,Mn)As : les atomes d'arsenic en anti-site, et de manganése en interstitiel sont les principaux défauts. (b) D'aprés Ohno et al[61] diagramme de phase de la qualité cristalline du (Ga,Mn)As en fonction des paramétres de croissance ($T_{substrat}$, x_{Mn}).[50].

Les GaAs sont déjà utilisés dans une grande variété d'équipements électroniques sous forme d'appareils électroniques et optoélectroniques, y compris des téléphones cellulaires, des disques compacts et dans de nombreuses autres applications[62, 63]. Par conséquent, l'introduction de semi-conducteurs magnétiques basés sur GaAs ouvre la possibilité d'utiliser une variété de phénomènes magnétiques non présents dans le matériau GaAs non magnétique classique dans les dispositifs optiques et électriques déjà établis.

2.2.4 Température de Curie

En 1996, Ohno[54] a d'abord utilisé la technique MBE pour produire un film mince $(Ga_{1-x}Mn_x)As$ avec une solubilité largement améliorée de l'ordre de $10^{20}cm^{-3}$. En étudiant son transport magnétique, on a constaté que la température de Curie varie en fonction du facteur de dopage x et que son comportement satisfait $T_c = 2000x \pm 10K$. La température de Curie de (Ga, Mn) As a atteint son plus haut 148K quand $x = 0,06$.

2. La loi de Vegard est une relation empirique utilisée en chimie du solide et en métallurgie. Elle énonce que dans un alliage ou une solution solide, à température constante, il existe une relation linéaire entre les paramètres de maille de la structure cristalline et les concentrations de ses éléments constituants.

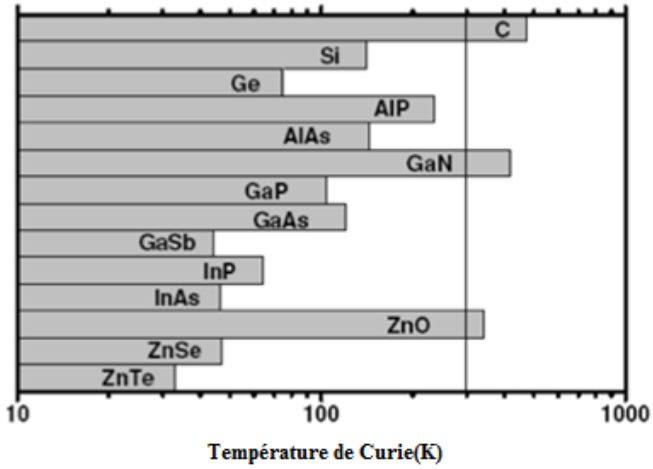


FIGURE 2.9 – Valeurs calculées des températures de Curie T_c pour divers semi-conducteurs de type p contenant 5% de Mn par cation (2,5% Par atome) et $3,5 \times 10^{20}$ trous / cm^{-3}[64, 65].

Lorsque la concentration de Mn est réduite, la température de Curie T_c diminue également, lorsque la concentration de Mn est inférieure à 0,006, le ferromagnétisme disparait. De plus, lorsque la concentration de Mn dans (Ga, Mn) As augmente, les propriétés de transport subissent une série de changements, Jusqu'à présent, (Ga, Mn) As est le matériau DMS le plus prometteur dans la pratique.

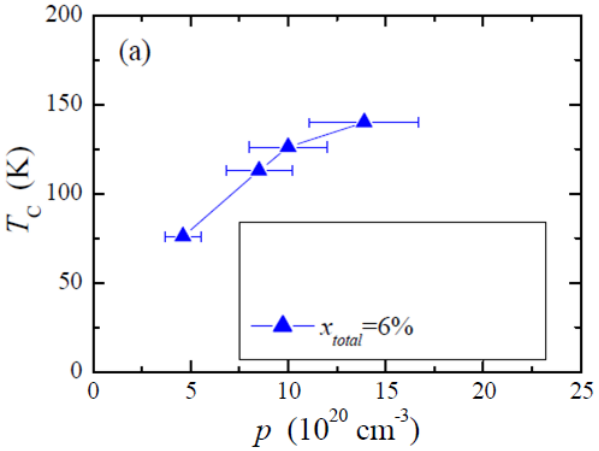


FIGURE 2.10 – *T*empérature de Curie par rapport à la concentration de dopage Mn pour dans la structure (Ga, Mn)As[66].

2.3 Origine du magnétisme dans la structure (Ga,Mn)As

L'origine du magnétisme intrinsèque du (Ga,Mn)As a été décrite pour la première fois par T.Dietl et al[64]. Ce modèle se base sur le fait que les impuretés de Mn introduisent à la fois des trous ainsi que des moments magnétiques localisés. De l'interaction existant entre porteurs et moments localisés dépend la nature du magnétisme (para- ou ferro-) du (Ga,Mn)As. Il a été démontré à la fois par résonance paramagnétique électronique[67] et par spectroscopie infrarouge[68] que l'état fondamental de l'impureté isolée de Mn_{Ga} est une configuration électriquement neutre $A_0(d^5 + \mathrm{h})$.

Le Manganèse possède alors un moment orbital $L = 0$ et un spin $S = 5/2$ faiblement couplé avec le trou de moment $j = 3/2$. Le facteur de Landé[3] du Mn et de son trou faiblement lié est alors $g = 2.77$. Le Mn_{Ga} forme en outre un centre accepteur situé à $113meV$ au dessus de la bande de valence. Selon la concentra-

3. En mécanique quantique, le facteur de Landé est une grandeur physique sans dimension qui permet de relier le moment magnétique au moment cinétique d'un état quantique. Il est essentiellement utilisé dans le cas d'une particule de spin non nul.

tion de porteurs (et donc indirectement de Mn), les états localisés d'impuretés fusionnent en une bande d'énergie plus ou moins large.

En fonction du dopage, des états électroniques de la dite bande d'impuretés sont soit localisés, soit délocalisés. A faible dopage de Mn, le niveau de Fermi se trouve dans la région localisée et le (Ga,Mn)As est isolant. Au contraire, pour une concentration de Mn supérieure à 0.2%[69] , qui correspond à la concentration de Mn de transition métal-isolant, le niveau de Fermi se trouve dans la région délocalisée et le (Ga,Mn)As est conducteur.

On doit ainsi définir deux régimes de dopage de $Ga_{1-x}Mn_xAs$ pour correctement décrire l'origine du magnétisme. A faible dopage (typiquement $x < 3\%$) deux théories existent, l'une invoquant la formation de polarons magnétiques couplés ferromagnétiquement entre eux[70] et l'autre invoquant la théorie du double échange de Zener[71]. Il est ainsi possible d'obtenir un ordre ferromagnétique dans une couche isolante de (Ga,Mn)As. Pour $x > 3\%$, le niveau de Fermi pénètre dans le haut de la bande de valence et les trous initialement localisés autours des Mn_{Ga} sont délocalisés. Il y a alors interaction d'échange entre le spin localisé des Mn_{Ga} et le spin des trous délocalisés.

Cette interaction peut être décrite par le modèle de Zener[72] en utilisant la théorie du champ moyen. Le modèle de Zener suppose en effet qu'il existe une polarisation réciproque antiferromagnétique entre les porteurs délocalisés et les ions magnétiques localisés. Par conséquent, l'interaction résultante entre atomes de manganèse est ferromagnétique. On parle d'inetraction d'échange induite par les porteurs de charge(trous).

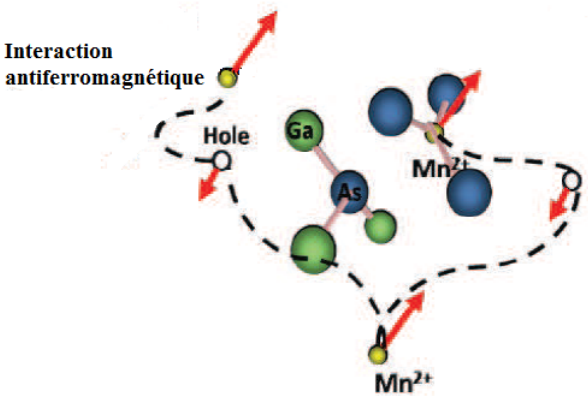


FIGURE 2.11 – *P*résentation de deux interactions : une interaction directe antiferromagnétique entre les trous itinérants et les moments magnétique Mn localisés et une interaction indirecte ferromagnétique entre les moments Mn résultant de leur couplage aux trou[73].

2.3.1 Anisotropie magnétique

Comme on vient de le voir, la répartition électronique de l'ion manganèse est relativement isotrope puisque sa configuration électronique est en d^5 et son moment cinétique est uniquement dû au moment intrinsèque de spin (S = 5/2). L'effet du champ cristallin sur l'orientation des spins des manganèses n'est que secondaire et il n'est pas à l'origine de l'anisotropie magnétique de (Ga, Mn)As. L'anisotropie magnétique de (Ga, Mn)As est déterminée par l'anisotropie des porteurs. L'anisotropie magnétique du $Ga_{1-x}Mn_xAs$ dépend de plusieurs paramètres tels que les contraintes et la densité de porteurs. L'effet de ces paramètres sur cette anisotropie magnétique a été étudié théoriquement (Dietl et al. Abolfarth et al.)[74, 75]. L'axe d'aimantation facile est soit dans le plan ou hors du plan suivant que la couche ferromagnétique est en compression ou en tension. Les résultats de Shen et al[76]. ont montré qu'une couche de $Ga_{1-x}Mn_xAs$ présente un axe de facile aimantation dans le plan de la couche si elle est déposée sur un substrat (Ga,As) et hors du plan si elle est déposée sur (Ga, In)As. Le substrat (Ga, In)As utilisé crée une déformation tétragonale de la maille de (Ga, Mn)As impliquant une rupture de la symétrie cubique.

2.4 Conclusion

La découverte de semi-conducteur magnétique dilué est un grand pas en avant dans l'évolution des propriétés de spin et la propriété de transport de charge. La miniaturisation des composants microélectroniques est d'environ 40% depuis les premiers jours des circuits intégrés, à partir de 1970. La microélectronique est passée des premiers circuits intégrés aux puces électronique actuelles contenant 100 millions de transistors. Il est désormais bien connu qu'une nouvelle contraction de la taille physique de l'électronique semi-conductrice s'approche bientôt d'une barrière nanométrique.

Les lois physiques fondamentales qui régissent le comportement des transistors ne seront plus applicables à une échelle plus réduite et incrustés.

De nombreux experts s'accordent à penser que la spintronique, combinée à la nanotechnologie, offrirait la meilleure solution possible aux problèmes associés à la miniaturisation mentionnés ci-dessus. La nanoscience et la nanotechnologie impliquent l'étude de dispositifs extrêmement petits et de phénomènes apparentés à une échelle spatiale de moins d'un millième du diamètre d'un cheveu humain ou à peu près la moitié du diamètre d'une molécule d'ADN.

Chapitre III

Chapitre 3

Résultats et discussion

Introduction

Ce chapitre présente les résultats expérimentaux réalisés sur le composé (GaMnAs) sous forme de films minces (produits par la technique d'épitaxie par jets moléculaires MBE). Ceci nous permet de présenter les objectifs de ce travail, les techniques expérimentales utilisées pour réaliser des mesures de magnéto transport. Exposer les résultats expérimentaux concernant les propriétés magnétiques obtenus par magnéto-transport sur des films d'épitaxie préparée par la technique photolithographie en forme de croix de Hall. Finalement le but d'observer un éventuel effet de l'introduction d'une couche tampon d'InGaAs dans des structures magnétiques du GaMnAs.

3.1 Préparation des échantillons

3.1.1 Technique de l'épitaxie par jet moléculaire MBE

Le principal obstacle à la magnétisation des semi-conducteurs III-V a été la faible solubilité des éléments magnétiques (tels que Mn) dans les composés. Comme les effets magnétiques sont liés à la concentration des ions magnétiques, on ne s'attendrait pas à un changement majeur des propriétés avec une solubilité limitée des impuretés magnétiques ($10^{18} cm^{-3}$).

Une percée a été faite en utilisant l'épitaxie par jets moléculaires (MBE), une technique de croissance de films minces dans le vide qui permet de travailler loin de l'équilibre. Lorsqu'une concentration élevée d'éléments magnétiques est introduite en excès et au-delà de la limite de solubilité, la formation de la deuxième phase (2eme couches d'épitaxie) se produit si les conditions sont proches de l'équilibre.

Cependant, quand le cristal est réalisé à basse température par MBE, il n'y a pas assez d'énergie thermique disponible pour former la deuxième phase, et pourtant il existe encore potentiel local qui permet la croissance par épitaxie d'un alliage monocristallin. L'effort pour faire croître de nouveaux DMS à base d'éléments III-V par MBE à basse température a été récompensé par une épitaxie réussie de films uniformes de type (In, Mn) As sur des substrats de GaAs en 1989, et de type (Ga, Mn) As en 1996 où un ordre ferromagnétique partiel a été enregistré[54, 77].

Principe de fonctionnement MBE

Dans un vide ultra-élevé, un faisceau d'atomes ou plus généralement, un faisceau de molécules est dirigé vers un substrat cristallin de sorte que les atomes ou molécules collent à la surface des substrats formant une nouvelle couche de matériau déposé.

Il faut signaler que la MBE, à la différence des techniques conventionnelles d'évaporation, dépose le matériau en utilisant des taux très bas d'atomes injectés, la migration à la surface et les réactions de surface subséquentes assurent la croissance par épitaxie contrôlée d'une nouvelle couche. En effet, chaque atome atteint la surface du substrat chauffé a suffisamment de temps pour migrer autour et trouver sa place pour construire un nouveau réseau cristallin.

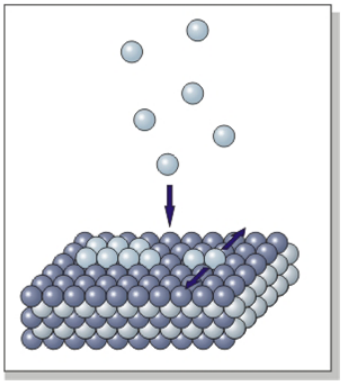


FIGURE 3.1 – *P*rocessus de dépôt des matériaux par la technique épitaxie par jet moléculaire[78].

La construction typique d'un MBE

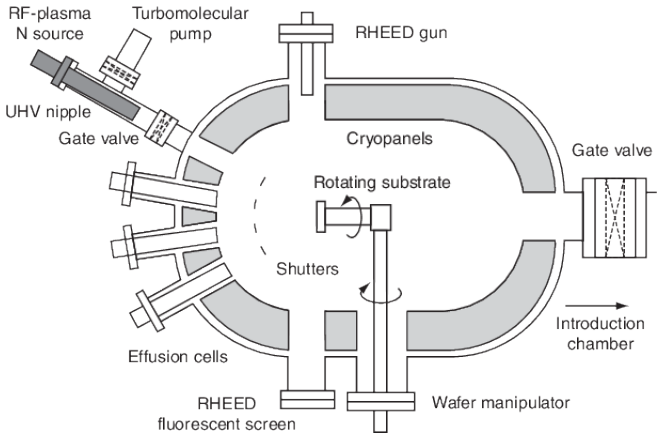


FIGURE 3.2 – *I*llustration d'une construction MBE[78].

Sur le côté gauche, il ya les cellules d'effusion pour fournir le faisceau moléculaire pour les constituants. Ces cellules peuvent être des cellules d'évaporation thermique, des cellules pour des milieux gazeux ou des sources de plasma. En face d'eux se trouve un volet, c'est-à-dire une plaque qui pourrait être amenée dans le faisceau pour allumer et éteindre le faisceau. A l'opposé des cellules et des volets, le substrat est monté sur un support tournant et pouvant être chauffé.

L'ensemble du système est dans un environnement à vide poussé ($10^{-8} - 10^{-12}$Torr) pour garantir la formation d'un faisceau moléculaire pur assurant une grande qualité de la couche en croissance. Des instruments de analyse in-situ sont présents comme : RHEED [1], utilisée pour caractériser la surface des matériaux cristallins.

3.1.2 Photolithographie UV

Les mesures de magnéto-transport sont réalisées sur des échantillons en forme d'une barre de Hall conventionnelle, fabriqués par une combinaison de lithographie optique standard et des techniques de gravure

La lithographie est un procédé qui permet de reproduire un motif sur l'échantillon. Différentes méthodes de lithographie existent, elles représentent un domaine en pleine expansion et en développement constant puisque ce sont les procédés de base de la nanoélectronique définissant aujourd'hui les tailles limites des composants. La lithographie représente un atout dans le domaine de la recherche, car elle nous permet de prendre part à toutes les étapes de l'élaboration d'un échantillon, des conditions de la crois-

1. (Reflection High-Energy Electron Diffraction) : Est une technique utilisée pour caractériser la surface des matériaux cristallins.

sance jusqu'à la mesure et la caractérisation. La réalisation d'un échantillon lithographié nécessite plusieurs étapes [79]. Les figures ci-dessous récapitulent les différentes étapes.

Nettoyage

le nettoyage de notre substrat de tout ce qui peut interfèrer avec l'opération et enlever toute contamination sur la plaquette en utilisant du peroxyde d'hydrogène H_2O_2

Masque

Les masques sont des plaques de verres sur lesquelles ont été imprimés les motifs à reproduire. Ces caractéristiques dimensionnelles auront des influences sur les propriétés générales de l'échantillon. Les motifs sur le masque peuvent avoir une résolution submicronique grâce à l'utilisation de la lithographie électronique.

Résine photosensible

Nous distinguons les résines[2] positives pour lesquels la zone exposée est éliminée après développement, les résines négatives, pour lesquelles la zone exposée est conservée.

Dans la fabrication de notre croix Hall, une résine photosensible positive est utilisé pour la gravure, tandis qu'une résine négative est utilisée pour le contact ohmique. La résine est étalée sur la surface de l'échantillon par centrifugation et ensuite chauffée pour chasser le solvant et empêcher le collage de l'échantillon sur le masque. Le motif désiré est exposé avec un alignement parfait du masque avec l'échantillon. La résine exposée est enlevée lors du développement.

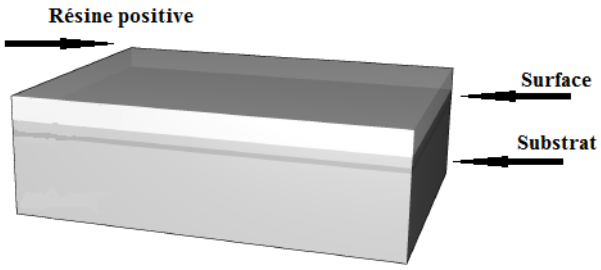


FIGURE 3.3 – *E*talage de la résine sur la surface.

2. Produit chimique à base de polymères utilisés grâce à leurs propriétés dépendantes de l'exposition à la lumière.

Exposition

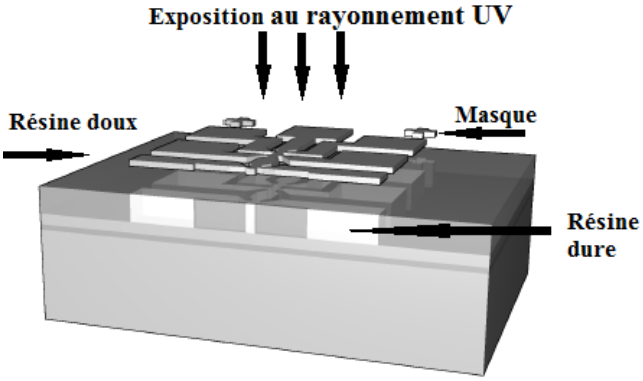


FIGURE 3.4 – *I*nsolation : exposition au rayonnement UV

Dèveloppement

Lorsque l'on développe, les parties exposées de la résine sont éliminées

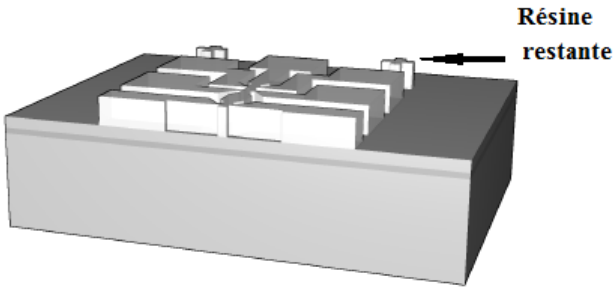


FIGURE 3.5 – *D*éveloppement de résine

Gravure

La surface a été gravée par une attaque chimique humide.

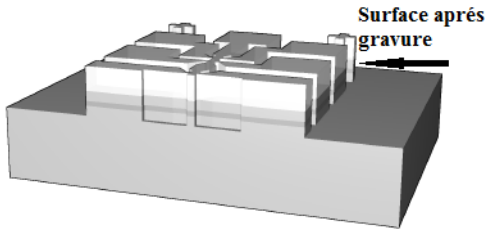


FIGURE 3.6 – *G*ravure humide de l'échantillon.

Enfin, la résine restante est éliminé par l'acétone.

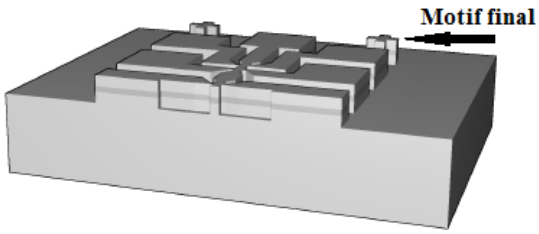


FIGURE 3.7 – Enlèvement de la résine dans l'acètone ou le décapant

Figures précédents décrivent les étapes de Lithographie optique. Dans cet exemple, un modèle de barre Hall comprenant des plaquettes de contact est créé en utilisant une résine positive.

Métallisation

Une seconde étape de lithographie permet de déposer les contacts électriques de Au/Zn.Des contacts électriques dans le motif croix de Hall utilisé pour faire des mesures de résistivité et de résistance de Hall.

Après la lithographie, une gravure chimique humide a été utilisée pour créer la barre de Hall. Un deuxième masque et une résine négative sont utilisés pour réaliser des pattes de contact. Dans une chambre de pulvérisation, l'échantillon est recouvert d'une couche métallique constituée d'or et de zinc. Après développement la résine négative est éliminée et avec elle la couche métallique pulvérisée. Les points de contact, gardent la couche métallique déposée.

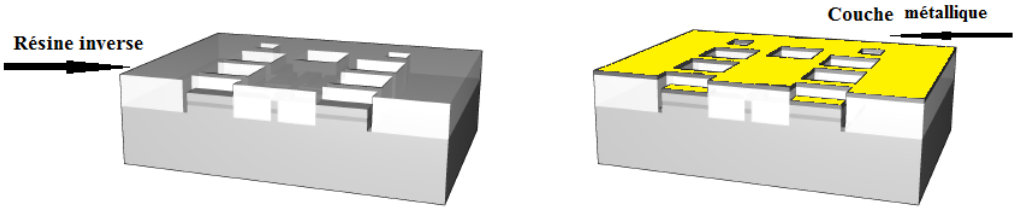


FIGURE 3.8 – *D*éfinition du masque de contact et la métallisation

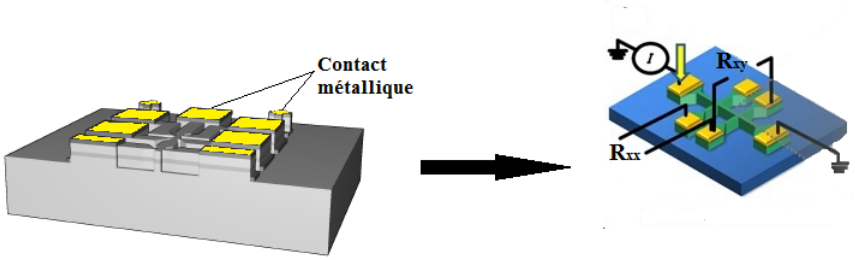


FIGURE 3.9 – *L*ift off

Fabrication des barres Hall pour les mesures de transport.

On retiendra donc l'intérêt de la lithographie optique qui permet d'avoir une géométrie parfaitement maîtrisée et des mesures davantage reproductibles. Néanmoins, afin de disposer de valeurs expérimentales vraiment fiables, il serait bon d'avoir plusieurs motifs identiques de croix de Hall pour améliorer la statistique des mesures.

3.1.3 La préparation des échantillons

Les couches (Ga, Mn) As ont été réalisé en utilisant l'épitaxie par jets moléculaires à basse température (LT-MBE) à 230°C sur des substrats semi-isolants GaAs (001) dans le système KRYOVAK MBE chez MAX-Lab, Lund University, Suède[80].

La croissance a été réalisée avec le flux d'As_2 généré à partir d'une source de craquage de valve d'arsenic. Environ 1,5x1,5 cm des morceaux du substrat GaAs (001) ont été collés par In aux supports de molybdène.

Après avoir introduit dans la chambre de croissance MBE, d'abord l'oxyde a été désorbé thermiquement du substrat par chauffage à environ 590°C sous flux As_2, puis une couche tampon fine de GaAs a été en croissance, aux conditions standard (T_s de 590°C, As_2 /Ga Rapport de flux d'environ 5). Ensuite, la température du substrat a été abaissée à environ 480°C et le tampon InGaAs épais a été développé. La couche tampon InGaAs a été vérifié pour être relaxer par une diffraction des rayons X en utilisant une cartographie d'espace réciproque autour de 224 points de réseau réciproques asymétriques du substrat GaAs et de multicouche InGaAs.

Après le dépôt de la couche tampon InGaAs, la température du substrat a été abaissée à environ 230°C et s'est stabilisée pendant environ une demi-heure. La croissance de GaMnAs a été réalisée avec un rapport As/Ga d'environ 1,5 avec un taux de croissance de 0,2 ML / s. Les flux à la fois Ga et As_2 ont été mesurés par des oscillations RHEED pour la croissance de GaAs d'un échantillon d'essai[81].

Les dispositifs ont été modelés dans la forme de la barre Hall de 50μm de largeur et longueur de 2mm, par photolithographie et gravure chimique humide. La séparation longitudinale des contacts est de 500 μm. 300 nm d'épaisseur de contacts ohmiques ZnAu ont été réalisés avec un dépôt par pulvérisation cathodique, suivi d'un lift-off photolithographique standard. Toutes les mesures ont été effectuées dans un cryostat à température variable et contrôlées avec des coefficients PID [3] appropriés à l'aide d'un contrôleur de température cryogénique (Lake shore) au laboratoire Charles Coulomb, Université Montpellier 2, France.

Les intervalles de température de mesure sont choisis d'abord à très faible portée T = 5 K; Puis à environ la moitié de T_C (20K) ; Après cela, aux points supérieurs, selon chaque échantillon, dans la zone de fluctuation sous T_C. Le DC a été appliqué le long de la direction cristallographique [110] et la tension Hall a été mesurée dans la direction transversale dans la configuration. Pour assurer une aimantation uniforme des films, le champ magnétique a été ramené à 0,5 T au début de chaque balayage de champ.

3.2 Influence de la contrainte épitaxiale

Dans notre étude deux types d'échantillons sont sélectionnés : deux couches magnétiques de type InGaAs/(Ga,Mn)As la concentration du manganèse x=6% est la même pour les deux échantillons.

3. Le régulateur (Proportionnel Intégrateur Dérivateur) est un système de contrôle, permettant d'effectuer un asservissement en boucle fermée d'un système industriel ou procédé. il permet de régler un grand nombre de grandeurs physiques.

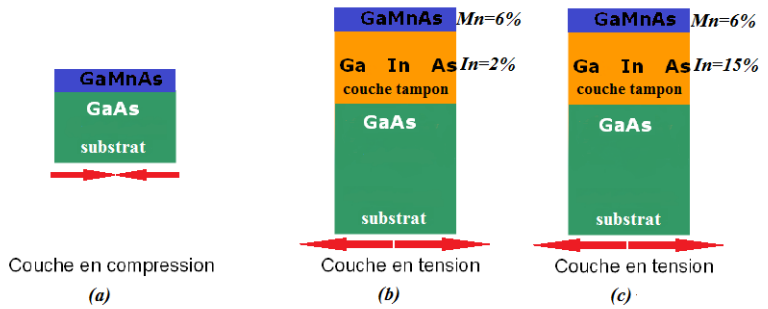


FIGURE 3.10 – Structure d'une couche en compression et structure d'une couche en tension (a) Structure d'une couche en compression. (b),(c) Structure d'une couche en tension. $In_yGa_{1-y}As$ avec In=2%,In=15%.

La différence se résume au niveau de la concentration de l'indium dans la couche tampon; le premier échantillon caractérisée par $y = 2\%$, le deuxième de $y = 15\%$. La théorie de champ moyen prédit en effet, une aimantation qui change de direction suivant la contrainte d'épitaxie; une contrainte de compression produit une aimantation confinée dans le plan des couches, une contrainte de tension produit une aimantation perpendiculaire au plan[54].

3.3 Mesure de la résistivité

La figure (3.11) représente la variation de la résistivité (ρ mesuré en fonction de la résistance suivant la direction x (R_{xx}), voir figure (3.9)) en fonction de la température, dans l'inséré la dérivé de la résistivité par rapport à la température est illustrée. On remarque que le premier échantillon $(Ga_{0.94},Mn_{0.06})As/In_{0.02}Ga_{0.98}As$ à une valeur de T_C égale à 47 K figure(3.11-a), le deuxième échantillon $(Ga_{0.94},Mn_{0.06})As/In_{0.15}Ga_{0.85}As$ à une température de Curie de 64K figure(3.11-b).

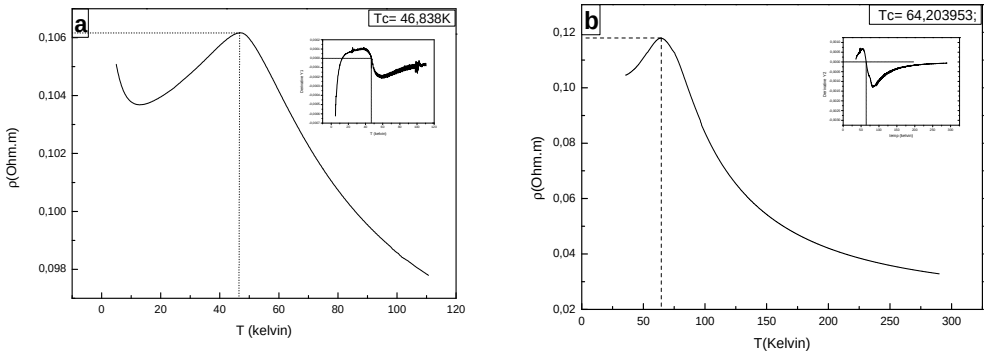


FIGURE 3.11 – Évolution de la résistivité en fonction de la température.

3.4 Évolution de la résistance de Hall en fonction de champ $\vec{H}$ pour In=2%

Une couche tampon de $In_{0.02}Ga_{0.98}As$ est déposée entre celle de $(Ga_{0.94},Mn_{0.06})As$ et le substrat GaAs. Les courbes qui suivent montrent les différents mesures de la résistance de Hall dans les deux configurations possibles de mesures : une configuration planaire où le champ est appliqué dans le plan, une configuration perpendiculaire, où le champ est appliqué hors du plan.

La figure (3.12) représente la variation de résistance de Hall en fonction de champ magnétique appliqué dans une configuration perpendiculaire.

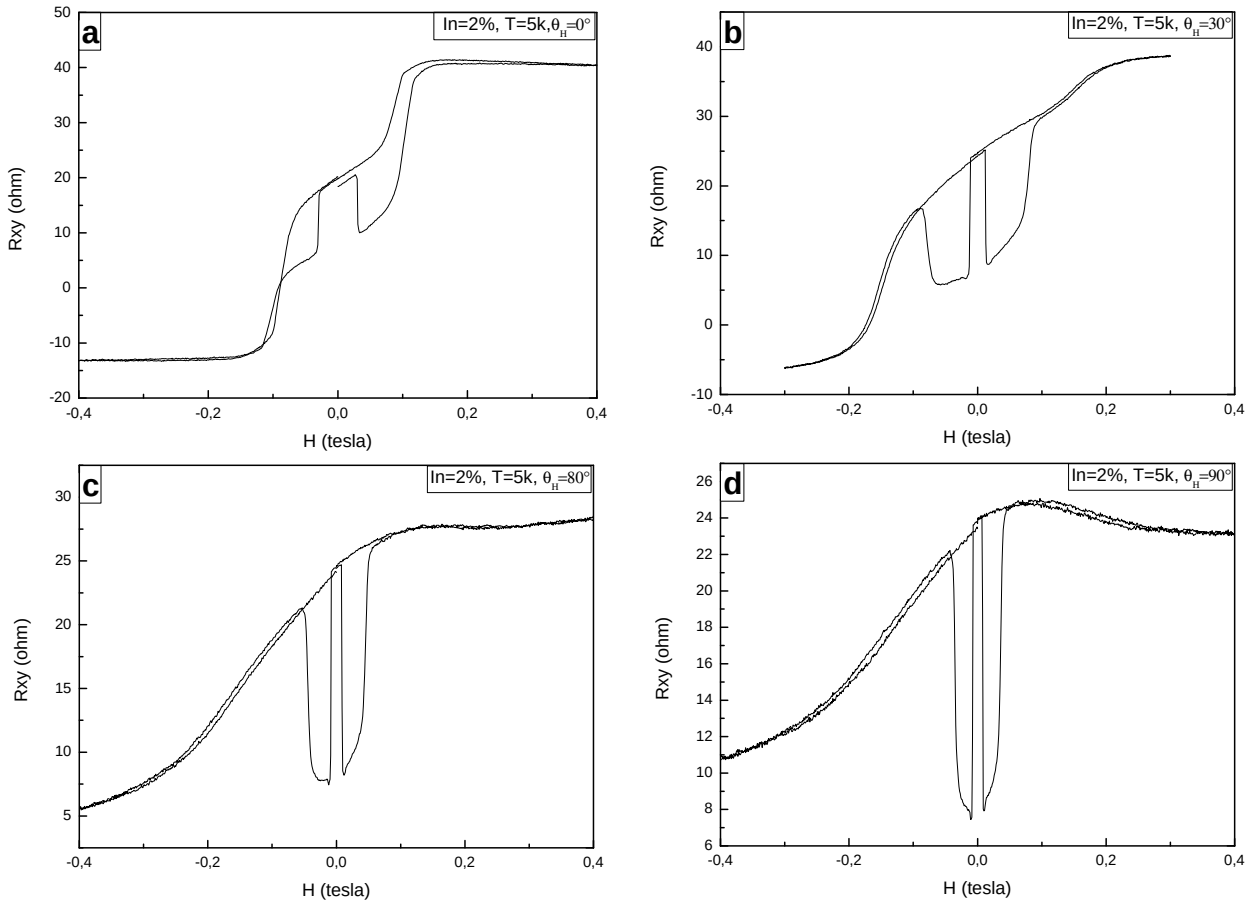


FIGURE 3.12 – *R*ésistiance de Hall du $(Ga_{0.94},Mn_{0.06})As/In_{0.02}Ga_{0.98}As$ pour différentes orientations de champ magnétique a :$\theta_H = 0°$; b :$\theta_H = 30°$; c :$\theta_H = 80°$; d :$\theta_H = 90°$.

On appliquant un champ magnétique hors du plan de la couche magnétique, on distingue 4 cycles distinctifs pour chaque orientation du champ H :

Pour l'échantillon In=2% à 5K, on remarque des cycles d'hystérèse penchés à deux boucles un peu larges pour les directions $\theta_H = 0°$ et $\theta_H = 30°$, une indication de direction difficile pour aimantation(figure 3.12 : a et b). Quand θ_H s'approche de 90, le cycle à deux boucles devient plus étroit (figure 3.12 : c et d), une indication d'axes facile dans le plan des couches. Ces courbes montrent une signature biaxiale dans le plan.

La figure (3.13) représente la variation de la résistance de Hall dans la configuration planaire où le champ est appliqué dans le plan des couches. Dans cette configuration c'est l'angle φ_H qui varie de 0° à 90° on distingue 4 cycles droit à deux boucles dont la largeur dépend de l'écart par rapport à l'axe facile :

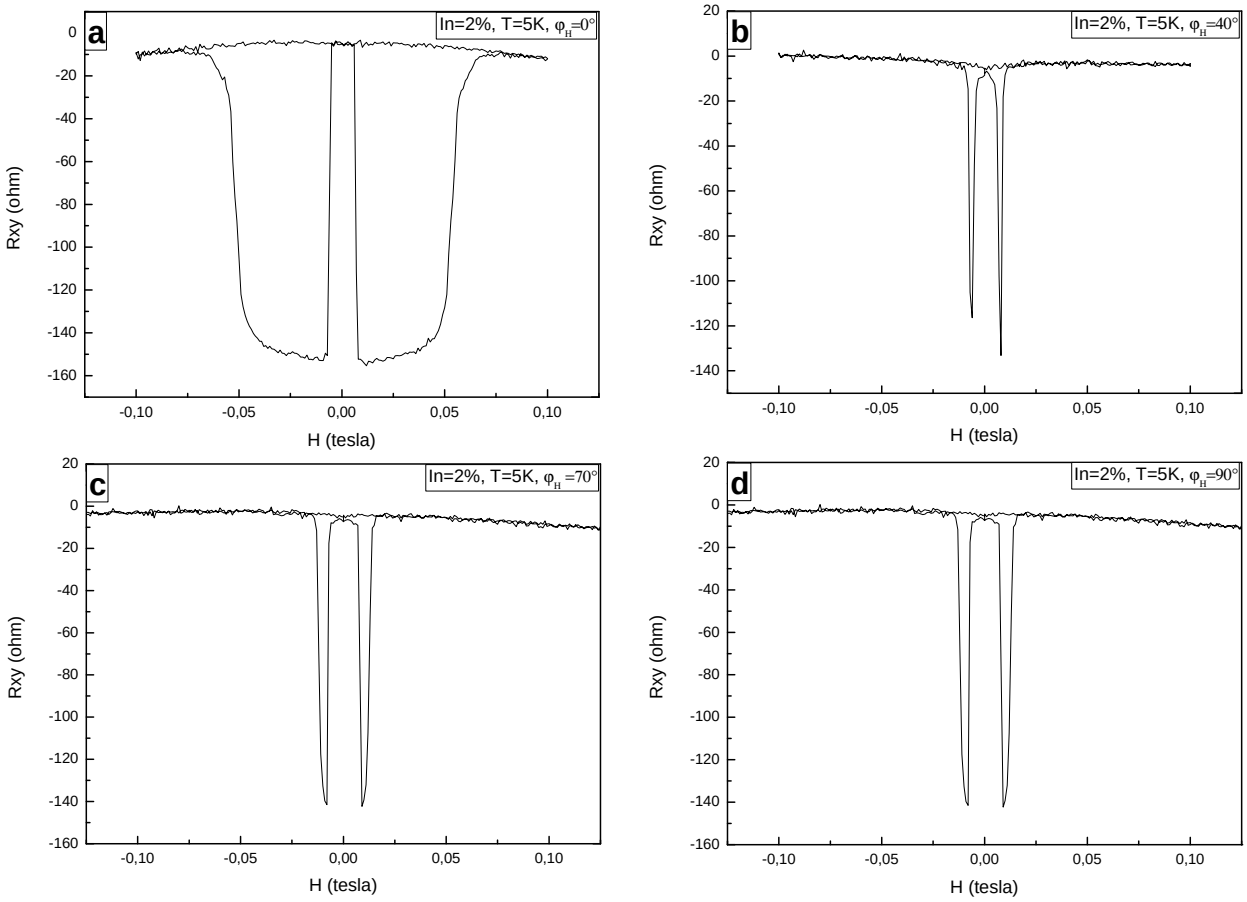


FIGURE 3.13 – *R*ésistiance de Hall du $(Ga_{0.94},Mn_{0.06})As/In_{0.02}Ga_{0.98}As$ pour différentes orientations de champ magnétique a :$\varphi_H = 0°$; b :$\varphi_H = 40°$; c :$\varphi_H = 70°$; d :$\varphi_H = 90°$. Mesures de la composante parallèle de l'aimantation.

Dans les courbes de la figure (3.13), la résistance de Hall décrit un cycle d'hystérésis à quatre sauts. C'est une signature d'une aimantation dans le plan avec deux axes faciles.

Si on est loin de l'axe facile le cycle est plus étroit. À l'inverse quand on est proche de l'axe facile le cycle devient plus large. on constate que l'axe facile est suivant la direction $\varphi_H = 0°$ correspondant à l'axe [110]. Le matériaux est plutôt caractérisé par une aimantation dans le plan avec deux axes faciles dans le plan (001).

3.5 Évolution de la résistance de Hall en fonction de champ $\vec{H}$ pour In=15%

Une couche tampon de $In_{0.15}Ga_{0.85}As$ déposée entre celle de $(Ga_{0.94},Mn_{0.06})As$ et GaAs. Les courbes qui suivent montrent les différents mesures de la résistance de Hall dans la configuration perpendiculaire, où le champ est appliqué hors du plan.

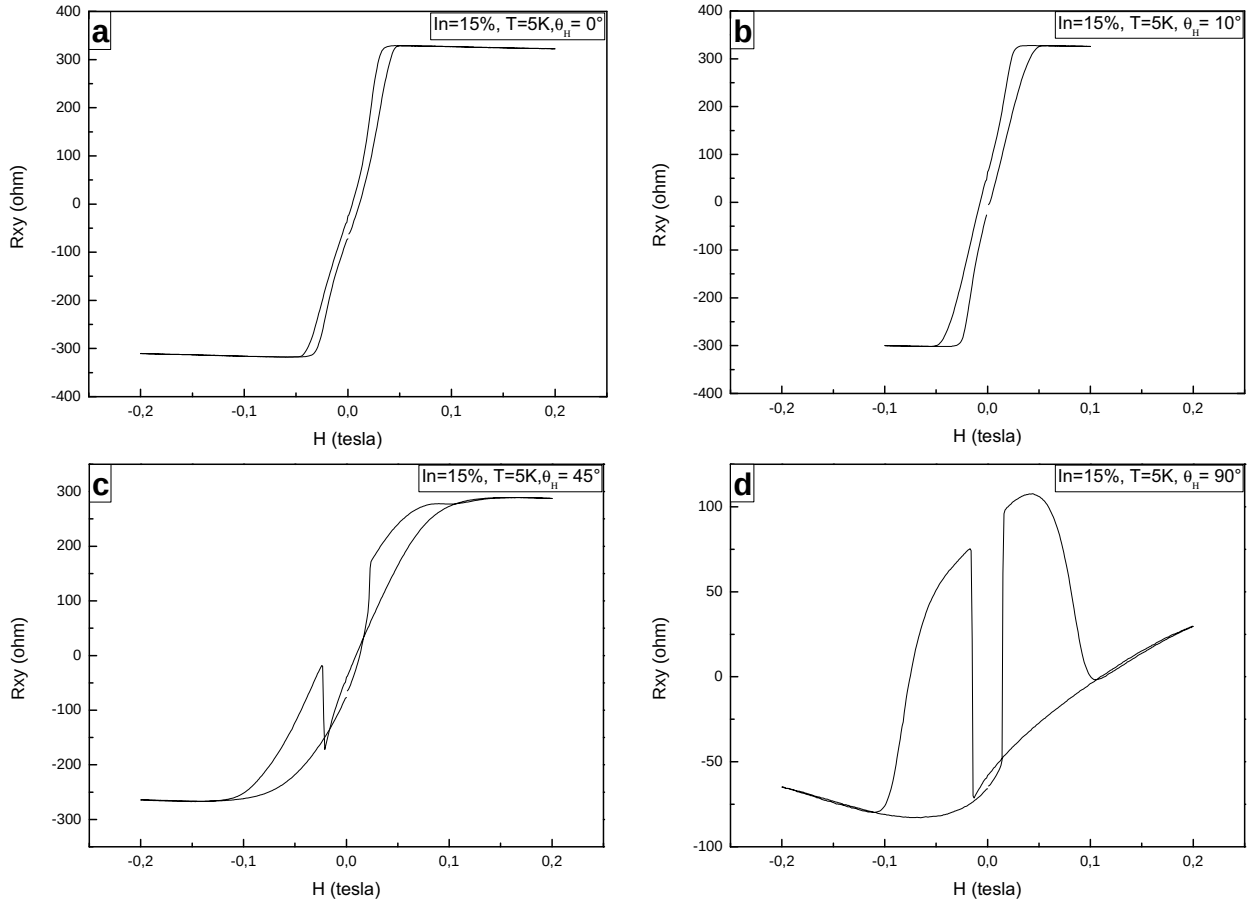


FIGURE 3.14 – *R*ésistiance de Hall du $(Ga_{0.94},Mn_{0.06})As/In_{0.15}Ga_{0.85}As$ pour différentes orientations de champ magnétique a :$\theta_H = 0°$; b :$\theta_H = 10°$; c :$\theta_H = 45°$; d :$\theta_H = 90°$.

On appliquant un champ magnétique pour T=5K on distingue 4 cycles suivant chaque orientation de champ :

On remarque pour $\theta_H = 0°$ et $\theta_H = 10°$ (figure 3.14 : a et b) la résistance de Hall décrit un cycle d'hystérésis montrant une signature uniaxiale avec une seule boucle, une aimantation hors du plan des couches, axe facile est suivant la direction perpendiculaire [001].

En s'éloignant de de l'axe [001] pour ($\theta_H = 45°$) (figure 3.14 : c), on remarque une présence d'une signature biaxiale.

On s'approchant du plan, pour ($\theta_H = 90°$)(figure 3.14 : d), la courbe de la résistance de Hall présente un double cycle penché, à ce niveau l'aimantation est forcée dans le plan des couches qui représente des directions difficile.

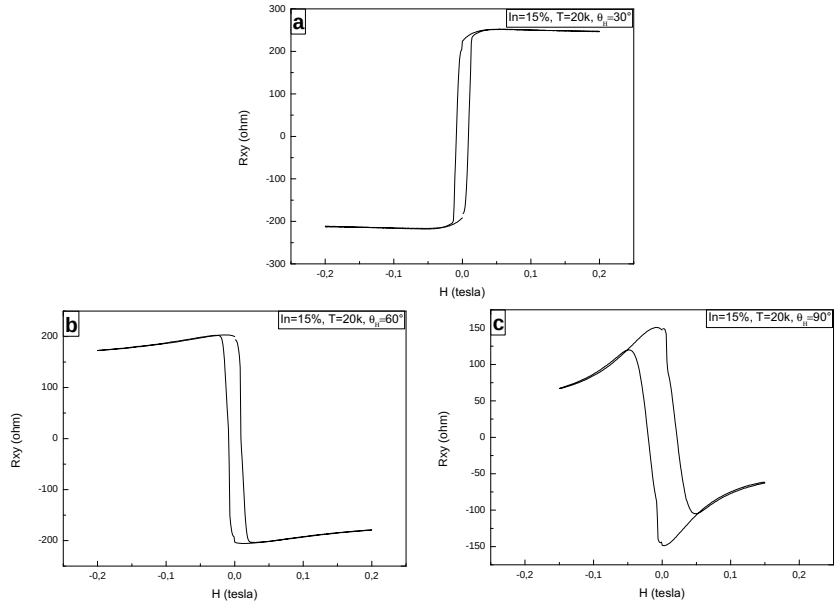


FIGURE 3.15 – *R*ésistiance de Hall du $(Ga_{0.94},Mn_{0.06})As/In_{0.15}Ga_{0.85}As$ pour différentes orientations de champ magnétique a :$\theta_H = 0°$; b :$\theta_H = 60°$; c :$\theta_H = 90°$.

On remarque que à T=20K, pour toute les directions la résistance de Hall décrit un cycle d'hystérésis dont la forme est carrée, c'est une signature uniaxiale preuve que l'aimantation elle est dans la direction perpendiculaire.

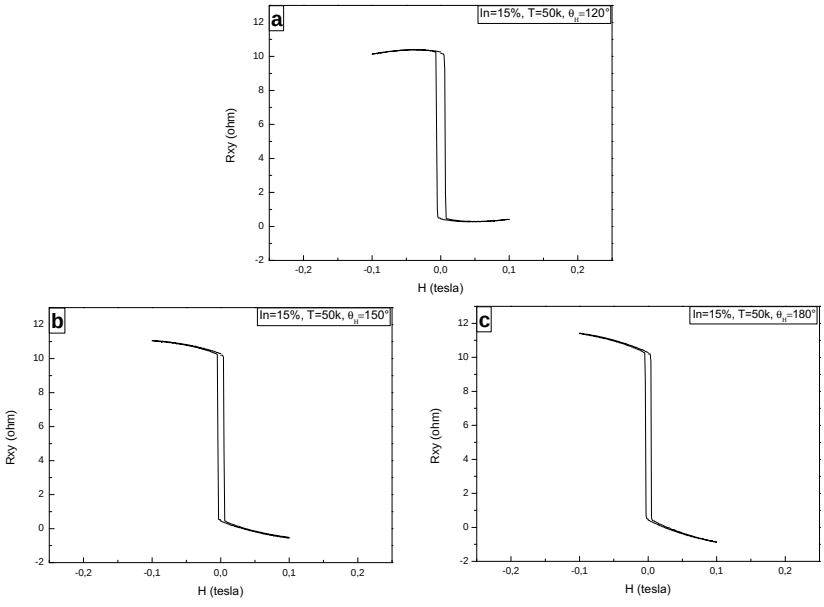


FIGURE 3.16 – *R*ésistiance de Hall du $(Ga_{0.94},Mn_{0.06})As/In_{0.15}Ga_{0.85}As$ pour différentes orientations de champ magnétique a :$\theta_H = 120°$; b :$\theta_H = 150°$; c :$\theta_H = 180°$.

On remarque à T=50K que la résistance de Hall décrit un cycle d'hystérésis bien carré dont la forme une signature uniaxile preuve que l'aimantation elle est hors plan (axe facile perpendiculaire au plan (001)).

À partir des trois derniers graphes correspondant aux mesures à trois différentes températures pour les couches $(Ga_{0.94},Mn_{0.06})As/In_{0.15}Ga_{0.85}As$, on remarque que l'anisotropie uniaxiale est dominante.

3.6 Conclusion

La qualité des couches minces développées par épitaxie dépend du substrat et de son orientation cristallographique. Dans le cas de $(Ga_{1-x},Mn_x)As$, le substrat de choix est bien sûr le GaAs. Néanmoins, la présence des atomes dopants Mn dans les $(Ga_{1-x},Mn_x)As$, même à une certaine concentration, entraînera un changement des paramètres du réseau qui introduit une incompatibilité avec le substrat GaAs.

En raison d'un décalage du paramètre de réseau entre les couches de $(Ga_{1-x},Mn_x)As$ et (Ga,As), une contrainte peut être introduit afin d'engendrer des propriétés magnétiques différents.

L'anisotropie des propriétés magnétiques induite par la contrainte ont été déterminée par magnéto-transport.

Comme le dopage de Mn dans le semi-conducteur GaAs conduit à une augmentation de la constante de réseau, les couches réalisées sur des substrat de GaAs sont sous une contrainte compressive.

D'autre part, dans le cas d'un substrat $In_yGa_{1-y}As$ comme couche tampon(y=0.02), les constantes de réseau des substrats sont grandes que celles de $(Ga_{1-x},Mn_x)As$ avec x = 0.06 et la couche sera sous tension mais pas assez grande pour faire basculer l'aimantation , contrairement quand le dopage de In atteint le 15%, où les constantes de réseau des substrats sont plus grandes, donc plus de tension, on remarque le basculement de l'aimantation.

L'échantillon $(Ga_{0.94},Mn_{0.06})As/In_{0.15}Ga_{0.85}As$, pour des différentes orientations du champ appliqué hors du plan , indique que l'aimantation elle est hors plan (axe facile perpendiculaire au plan (001).

les mesures par magnéto-transport peuvent être appliquées pour étudier l'effet de la contrainte sur le réorientation de direction de facile aimantation.

3.7 Conclusion générale

Le travail de ce mémoire a consisté à la caractérisation de couches minces à propriétés magnétiques dans le but de les exploiter dans des applications pratiques. Il s'inscrit dans le cadre d'un projet de fin d'étude pour la préparation d'un Master en physique des matériaux.

Des couches magnétiques de GaMnAs/InGaAs déposées par épitaxie par jets moléculaires au laboratoire Max IV à l'université Lund en Suède ont été étudiées. Les mesures expérimentales ont été réalisées par notre directeur au sein du L2C de l'université Montpellier 2 en France.

En première partie le travail s'est axé sur un rappel des fondamentaux du magnétisme et les différents phénomènes exploités dans la technologie de la spintronique. En deuxième partie notre travail s'est focalisé sur l'analyse des résultats obtenu par magnéto-transport, dans une étude de la sensibilité de la phase ferromagnétique à des paramètres contrôlant l'aimantation et son orientation dans un semi-conducteur ferromagnétique.

Les effets de la variation de la contrainte d'épitaxie ont été étudiés sur des films de GaMnAs/InGaAs confectionnés en forme de croix de Hall de 50μm d'épaisseur. De la variation de la résistance de Hall en fonction du champ magnétique, des cycles d'hystérésis ont été observés mettant en évidence la dépendance de l'anisotropie magnétique en fonction de la contrainte d'épitaxie.

On a trouvé que l'introduction de l'indium dans la couche tampon intermédiaire entre le substrat et la couche magnétique permet d'introduire une contrainte de tension provoquant une orientation de l'aimantation vers la direction uniaxiale [001] perpendiculaire au plan des couches. L'analyse montre aussi que l'aimantation reste confinée dans le plan des couches pour des contraintes exercées par une couche de concentration d'indium égale à 2%. On estime que ces concentrations ne sont pas suffisantes pour générer la tension nécessaire pour faire basculer l'aimantation dans la direction perpendiculaire.

Le travail effectué s'inscrit dans le domaine de la détection magnétique, il ouvre la voie à de nouvelles perspectives dans la recherche fondamentale et dans le développement technologique. Des travaux en cours visent à intégrer ces matériaux nano structurés dans des dispositifs pour des applications potentielles.

Au-delà des aspects applicatifs recherchés, ces applications offrent également des perspectives très importantes pour l'étude de l'effet de réduction de la taille à l'échelle nanométrique sur les propriétés physiques des matériaux. Elles permettent de mieux cerner les mécanismes responsables de la coopérativité et de la dynamique de spin lors de la transition de phase magnétique.

Bibliographie

[1] Mario Norberto Baibich, Jean Marc Broto, Albert Fert, F Nguyen Van Dau, Frédéric Petroff, P Etienne, G Creuzet, A Friederich, and J Chazelas. Giant magnetoresistance of (001) fe/(001) cr magnetic superlattices. *Physical review letters*, 61(21) :2472, 1988.

[2] Étienne Du Trémolet de Lacheisserie, Damien Gignoux, and Michel Schlenker. Magnetism. *Magnetism, Edited by E. du Trémolet de Lacheisserie, D. Gignoux, and M. Schlenker. ISBN 0-387-23062-9. Berlin : Springer, 2006.*, 2006.

[3] A Herpin. Théorie du magnetisme : Institut national des sciences et techniques nucleaires. *Paris : PUF*, 1968.

[4] Bogdan Viorel Neamţu. *Matériaux compacts magnétiques doux obtenus à l'état nanocristallin à partir de poudres d'alliages Ni-Fe-X issues de mécanosynthèse.* PhD thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I, 2010.

[5] Srinivasan Balakrishnan. *Structural and magnetic properties of polymer coated iron based nanoparticles for biomedical applications.* University of Delaware, 2010.

[6] I Magnétisme and E Fondements. du trémolet de lacheisserie. *EDP Sciences*, 2000.

[7] F Boukchiche. 1.4. 3 la matrice s. *ETUDE DE STRUCTURES COPLANAIRES À MÉTAMATERIAUX ET À COUCHE MAGNÉTIQUE*, page 32, 2010.

[8] Mathias Getzlaff. *Fundamentals of magnetism.* Springer Science & Business Media, 2007.

[9] PES Seeks New. Pesnews. *IEEE Power Engineering Review*, page 17, 2001.

[10] Amir Nourdine. *Modélisation de l'hystérésis dans les matériaux magnétiques et Introduction de modèles dans le logiciel de simulation aux éléments finis Flux3D.* PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG, 2002.

[11] Georges Couderchon. *Alliages magnétiques doux.* Ed. Techniques Ingénieur, 1998.

[12] Azzouz Miouat. *Identification-optimisation paramétrique et quantification des pèrtes dans les matériaux ferromagnétiques doux.* PhD thesis, Université de Batna 2, 2006.

[13] Abdelkader Benabou. *Contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul de champ.* PhD thesis, Lille 1, 2002.

[14] P POULICHET. Chapitre 1 : Introduction a la compatibilite electromagnetique. 2010.

[15] R Vergne, JC Cotillard, and JL Porteseil. Quelques aspects statistiques des processus d'aimantation dans les corps ferromagnétiques. cas du déplacement d'une seule paroi de bloch à 180Âř dans un milieu monocristallin aléatoirement perturbé. *Revue de Physique Appliquée*, 16(9) :449–476, 1981.

[16] HWF Sung and C Rudowicz. Physics behind the magnetic hysteresis loopâĂŤa survey of misconceptions in magnetism literature. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 260(1) :250–260, 2003.

[17] SG Wang, RCC Ward, GX Du, XF Han, C Wang, and A Kohn. Temperature dependence of giant tunnel magnetoresistance in epitaxial fe/mgo/fe magnetic tunnel junctions. *Physical Review B*, 78(18) : 180411, 2008.

[18] Giorgio Bertotti. *Hysteresis in magnetism : for physicists, materials scientists, and engineers*. Academic press, 1998.

[19] JW Taylor, JA Duffy, AM Bebb, MR Lees, L Bouchenoire, SD Brown, and MJ Cooper. Temperature dependence of the spin and orbital magnetization density in sm 0.982 gd 0.018 al 2 around the spin-orbital compensation point. *Physical Review B*, 66(16) :161319, 2002.

[20] Harold Weinstock. A review of squid magnetometry applied to nondestructive evaluation. *IEEE Transactions on Magnetics*, 27(2) :3231–3236, 1991.

[21] T Hayashi, M Tanaka, T Nishinaga, and H Shimada. Magnetic and magnetotransport properties of new iii-v diluted magnetic semiconductors : Gamnas. *Journal of applied physics*, 81(8) :4865–4867, 1997.

[22] Richard Bouzerar. *Théorie pour les systèmes désordonnés de spins localisés en interaction avec des porteurs itinérants : Les semiconducteurs magnétiques dilués*. PhD thesis, Université de Picardie Jules Verne, 2008.

[23] Mathieu Taillefumier. *Quelques mécanismes non conventionnels de l'effet Hall anormal*. PhD thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I, 2006.

[24] A Avisou, C Dufour, K Dumesnil, and D Pierre. Epitaxial growth of (110) and (111) smal 2 films : Deposition temperature dependence of the growth direction. *Journal of crystal growth*, 297(1) :239–246, 2006.

[25] T Wakano, N Fujimura, Y Morinaga, N Abe, A Ashida, and T Ito. Magnetic and magneto-transport properties of zno : Ni films. *Physica E : Low-Dimensional Systems and Nanostructures*, 10(1) :260–264, 2001.

[26] AW Rushforth, K Vỳbornỳ, CS King, KW Edmonds, RP Campion, CT Foxon, J Wunderlich, AC Irvine, P Vašek, V Novák, et al. Anisotropic magnetoresistance components in (ga, mn) as. *Physical review letters*, 99(14) :147207, 2007.

[27] Neil William Ashcroft and N David Mermin. *Physique des solides*. EDP sciences, 2012.

[28] M Buchmeier, BK Kuanr, RR Gareev, DE Bürgler, and P Grünberg. Spin waves in magnetic double layers with strong antiferromagnetic interlayer exchange coupling : Theory and experiment. *Physical Review B*, 67(18) :184404, 2003.

[29] W Karaś. Hyperfine fields in fe–cr thin films. *Vacuum*, 54(1-4) :295–297, 1999.

[30] R Schad, P Beliën, G Verbanck, VV Moshchalkov, Y Bruynseraede, HE Fischer, S Lefebvre, and M Bessiere. Giant magnetoresistance dependence on the lateral correlation length of the interface roughness in magnetic superlattices. *Physical Review B*, 59(2) :1242, 1999.

[31] Michel Julliere. Tunneling between ferromagnetic films. *Physics letters A*, 54(3) :225–226, 1975.

[32] J Inoue and S Maekawa. Theory of tunneling magnetoresistance in granular magnetic films. *Physical Review B*, 53(18) :R11927, 1996.

[33] Terunobu Miyazaki and Nobuki Tezuka. Spin polarized tunneling in ferromagnet/insulator/ferromagnet junctions. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 151(3) : 403–410, 1995.

[34] Jagadeesh Subbaiah Moodera, Lisa R Kinder, Terrilyn M Wong, and R Meservey. Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions. *Physical review letters*, 74(16) : 3273, 1995.

[35] H Fujimori, S Mitani, and S Ohnuma. Tunnel-type gmr in metal-nonmetal granular alloy thin films. *Materials Science and Engineering : B*, 31(1-2) :219–223, 1995.

[36] S Mitani, S Takahashi, K Takanashi, K Yakushiji, S Maekawa, and H Fujimori. Enhanced magnetoresistance in insulating granular systems : evidence for higher-order tunneling. *Physical Review Letters*, 81 (13) :2799, 1998.

[37] E Yu Tsymbal and DG Pettifor. Perspectives of giant magnetoresistance. *Solid state physics*, 56 :113–237, 2001.

[38] AM Bratkovsky. Tunneling of electrons in conventional and half-metallic systems : Towards very large magnetoresistance. *Physical Review B*, 56(5) :2344, 1997.

[39] Jagadeesh S Moodera and George Mathon. Spin polarized tunneling in ferromagnetic junctions. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 200(1) :248–273, 1999.

[40] Mark Durlam, Peter J Naji, Asim Omair, Mark DeHerrera, John Calder, Jon M Slaughter, Brad N Engel, Nicholas D Rizzo, Greg Grynkewich, Brian Butcher, et al. A 1-mbit mram based on 1t1mtj bit cell integrated with copper interconnects. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 38(5) :769–773, 2003.

[41] LJ Schwee, PE Hunter, KA Restorff, and MT Shephard. The concept and initial studies of a crosstie random access memory (cram). *Journal of Applied Physics*, 53(3) :2762–2764, 1982.

[42] S Tehrani, E Chen, M Durlam, M DeHerrera, JM Slaughter, J Shi, and G Kerszykowski. High density submicron magnetoresistive random access memory. *Journal of Applied Physics*, 85(8) :5822–5827, 1999.

[43] Jianguo Wang, Yaowen Liu, PP Freitas, E Snoeck, and JL Martins. Continuous thin barriers for low-resistance spin-dependent tunnel junctions. *Journal of applied physics*, 93(10) :8367–8369, 2003.

[44] SSP Parkin, KP Roche, MG Samant, PM Rice, RB Beyers, RE Scheuerlein, EJ OâĂŹsullivan, SL Brown, J Bucchigano, DW Abraham, et al. Exchange-biased magnetic tunnel junctions and application to non-volatile magnetic random access memory. *Journal of Applied Physics*, 85(8) :5828–5833, 1999.

[45] Byoung-Chul Choi, M Belov, WK Hiebert, GE Ballentine, and MR Freeman. Ultrafast magnetization reversal dynamics investigated by time domain imaging. *Physical Review Letters*, 86(4) :728, 2001.

[46] HW Schumacher, C Chappert, P Crozat, RC Sousa, PP Freitas, J Miltat, J Fassbender, and B Hillebrands. Phase coherent precessional magnetization reversal in microscopic spin valve elements. *Physical review letters*, 90(1) :017201, 2003.

[47] HW Schumacher, C Chappert, RC Sousa, PP Freitas, and J Miltat. Quasiballistic magnetization reversal. *Physical review letters*, 90(1) :017204, 2003.

[48] Stephen J Pearton, CR Abernathy, DP Norton, AF Hebard, YD Park, LA Boatner, and JD Budai. Advances in wide bandgap materials for semiconductor spintronics. *Materials Science and Engineering : R : Reports*, 40(4) :137–168, 2003.

[49] H Munekata, H Ohno, S Von Molnar, Armin Segmüller, LL Chang, and L Esaki. Diluted magnetic iii-v semiconductors. *Physical Review Letters*, 63(17) :1849, 1989.

[50] Laura Thevenard. *Étude des propriétés ferromagnétiques de (Ga, Mn) As au moyen de l'hydrogénation*. PhD thesis, Paris 6, 2007.

[51] Eduard Leonovich Nagaev. *Physics of magnetic semiconductors*. Moscow : Mir Publishers, 1983.

[52] DJ Craik. Magnetic oxides, vol. 2, 1975.

[53] Hideo Ohno. Making nonmagnetic semiconductors ferromagnetic. *science*, 281(5379) :951–956, 1998.

[54] H Ohno, A Shen, F Matsukura, A Oiwa, A Endo, S Katsumoto, and Y Iye. (ga, mn) as : a new diluted magnetic semiconductor based on gaas. *Applied Physics Letters*, 69(3) :363–365, 1996.

[55] BK Meyer, DM Hofmann, JR Niklas, and J-M Spaeth. Arsenic antisite defect as ga and el2 in gaas. *Physical Review B*, 36(2) :1332, 1987.

[56] IA Buyanova, Morteza Izadifard, WM Chen, Antonio Polimeni, M Capizzi, HP Xin, and CW Tu. Hydrogen-induced improvements in optical quality of ganas alloys. *Applied physics letters*, 82(21) : 3662–3664, 2003.

[57] RP Campion, KW Edmonds, LX Zhao, KY Wang, CT Foxon, BL Gallagher, and CR Staddon. The growth of gamnas films by molecular beam epitaxy using arsenic dimers. *Journal of crystal growth*, 251(1) : 311–316, 2003.

[58] A Mlayah, R Carles, G Landa, E Bedel, and A Muñoz-Yagüe. Raman study of longitudinal optical phonon-plasmon coupling and disorder effects in heavily be-doped gaas. *Journal of applied physics*, 69(7) :4064–4070, 1991.

[59] PR Molnar, R Wallace, M Harry, and MJ Zuckermann. Developments in semiconductors. *Noordhoff, The Netherlands*, 1973.

[60] Graeme P Moore, Jacques Ferré, Alexandra Mougin, Maria Moreno, and Lutz Däweritz. Magnetic anisotropy and switching process in diluted ga 1- x mn x as magnetic semiconductor films. *Journal of applied physics*, 94(7) :4530–4534, 2003.

[61] Hideo Ohno. Properties of ferromagnetic iii–v semiconductors. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 200(1) :110–129, 1999.

[62] Alex Bienaimé. *Microcapteur en arséniure de gallium pour la détection de molécules dans un fluide*. PhD thesis, Besançon, 2012.

[63] Vivien Lacour. *Optimisation d'un microcapteur GaAs à ondes acoustiques et de sa biointerface pour la détection de pathogènes en milieu liquide*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2016.

[64] Tomasz Dietl, H Ohno, F Matsukura, J Cibert, and e D Ferrand. Zener model description of ferromagnetism in zinc-blende magnetic semiconductors. *science*, 287(5455) :1019–1022, 2000.

[65] T Dietl, H Ohno, and F Matsukura. Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors. *Physical Review B*, 63(19) :195205, 2001.

[66] V Novák, K Olejník, J Wunderlich, M Cukr, K Vỳbornỳ, AW Rushforth, KW Edmonds, RP Campion, BL Gallagher, Jairo Sinova, et al. Curie point singularity in the temperature derivative of resistivity in (ga, mn) as. *Physical review letters*, 101(7) :077201, 2008.

[67] J Szczytko, A Twardowski, K ŚwiaÌğtek, M Palczewska, M Tanaka, T Hayashi, and K Ando. Mn impurity in ga 1- x mn x as epilayers. *Physical Review B*, 60(11) :8304, 1999.

[68] M Linnarsson, Erik Janzén, Bo Monemar, M Kleverman, and A Thilderkvist. Electronic structure of the gaas : Mn ga scenter. *Physical Review B*, 55(11) :6938, 1997.

[69] A Van Esch, L Van Bockstal, J De Boeck, G Verbanck, AS Van Steenbergen, PJ Wellmann, B Grietens, R Bogaerts, Fritz Herlach, and Gustaaf Borghs. Interplay between the magnetic and transport properties in the iii-v diluted magnetic semiconductor ga 1- x mn x as. *Physical Review B*, 56(20) :13103, 1997.

[70] T Dietl, F Matsukura, and H Ohno. Ferromagnetism of magnetic semiconductors : Zhang-rice limit. *Physical Review B*, 66(3) :033203, 2002.

[71] RN Bhatt, Mona Berciu, Malcolm P Kennett, and Xin Wan. Diluted magnetic semiconductors in the low carrier density regime. *Journal of Superconductivity*, 15(1) :71–83, 2002.

[72] Clarence Zener. Interaction between the d-shells in the transition metals. ii. ferromagnetic compounds of manganese with perovskite structure. *Physical Review*, 82(3) :403, 1951.

[73] Khashayar Khazen. *Ferromagnetic resonance investigation of GaMnAs nanometric layers*. PhD thesis, Citeseer, 2008.

[74] M Abolfath, T Jungwirth, and AH MacDonald. Mean-field theory of magnetic properties of mn x iii 1-x v semiconductors. *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 10(1) :161–164, 2001.

[75] Tomasz Dietl. Magnetic semiconductors. *interaction*, 2(5) :9, 1994.

[76] Aidong Shen, Hideo Ohno, Fumihiro Matsukura, Yasuhiro Sugawara, Yuzo Ohno, Norimitsu Akiba, and Tatsuo Kuroiwa. (ga, mn) as/gaas diluted magnetic semiconductor superlattice structures prepared by molecular beam epitaxy. *Japanese journal of applied physics*, 36(2A) :L73, 1997.

[77] H Ohno, H Munekata, T Penney, S Von Molnar, and LL Chang. Magnetotransport properties of p-type (in, mn) as diluted magnetic iii-v semiconductors. *Physical Review Letters*, 68(17) :2664, 1992.

[78] P Frigeri, L Seravalli, G Trevisi, and S Franchi. 3.12-molecular beam epitaxy : An overview. 2011.

[79] Elif Akcalt, Kazunori Nemoto, and Reha Uzsoy. Cycle-time improvements for photolithography process in semiconductor manufacturing. *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing*, 14(1) :48–56, 2001.

[80] J Sadowski, JZ Domagała, J Bak-Misiuk, S Koleśnik, K ŚwiaĽğtek, J Kanski, and L Ilver. Structural properties of mbe grown gamnas layers. *Thin Solid Films*, 367(1) :165–167, 2000.

[81] Pekka Laukkanen, Janusz Sadowski, and Mircea Guina. Surface studies by low-energy electron diffraction and reflection high-energy-electron diffraction. In *Semiconductor Research*, pages 1–21. Springer, 2012.

[82] RS Fishman. Spin-density waves in fe/cr trilayers and multilayers. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 13(13) :R235, 2001.

[83] David L Sidebottom. *Fundamentals of Condensed Matter and Crystalline Physics : An Introduction for Students of Physics and Materials Science*. Cambridge University Press, 2012.