Université Yahia Farès de Médéa

FACULTE DES SCIENCES
Département des Sciences de la Matière

Mémoire

Présenté pour obtenir le diplôme de Master En physique

Spécialité :

Physique des matériaux

Théme :

Capteur a effet Hall á base de multicouches magnétiques Ta/NiFe/Cu/IrMn/Ta : Analyse de résultats expérimentaux obtenus par magnéto-transport.

Réalisé par :

ZERAIMI Khadidja et SAHARI Hadjer

Préenté le 14 juillet 2021 devant de jury composé de :

Dr LACHENANI Hanane	MCB	Université de Médéa	*Président*
Dr MEDIA Al Mahdi	MCB	Université de Médéa	*Examinateur*
Dr BOUKAOUD Abdelali	MCA	Université de Médéa	*Examinateur*
Dr DEHBAOUI Mourad	MCA	Université de Médéa	*Encadrant*

Année universitaire : 2020-2021

Remerciements

Peu importe le niveau de compétence d'un étudiant, il ne peut jamais mener une recherche scientifique sans interagir avec plusieurs personnes, chacune ayant ses propres compétences et idées. Dans les lignes qui suivent, nous voudrions remercier les personnes qui ont été directement ou indirectement impliquées dans notre formation et dans la réalisation de ce travail.

Avant tout nous tenons á remercier DIEU tout puissant qui nous a donné durant cette année la santé, le courage , la volonté et la foi en nous-mêmes pour en arriver lá.

Cette étude fait partie du projet EADS (European Aeronautic Defence and Space Company) pour le développement de matériaux adaptés á la technologie aérospatiale. Des multicouches métalliques élaborées au laboratoire n-BEST á l'université Chungnam en Corée du sud dans une collaboration avec le laboratoire Charles Coulomb (Montpellier2, France).

Nous tenons á exprimer toute notre reconnaissance á notre encadreur de mémoire, Monsieur Dr. DEHBAOUI. Mourad, nous le remercie de nous avoir encadré, orienté, aidé et conseillé.

Nous remercions Dr. Lachenani. H, d'avoir accepté de présider le jury ainsi que d'évaluer notre modeste travail. Nous adressons nos sincéres remerciements aux examinateurs pour ce mémoire Dr. Media. Al Mahdi, et Dr. Boukaoud. Abdelali, d'affecter une partie de leurs temps et accepter l'examen de ce travail.

Nous adressons également nos remerciements et notre gratitude á Monsieur Dr. HOUHOU. Oussama, pour le temps et l'aide qu'il nous a accordés d'organiser ce mémoire.

Nous remercions également le Dr. Hireche. Sofiane qui n'a pas ménagé son temps pour nous aider et nous adressons également nos remerciements au Dr. Kharroubi Boumediene.

Sans oublier tous les professeurs qui nous ont accompagnés tout au long de notre parcours scolaire.

Et certainement tous les remerciements et gratitude aux notre honorables familles (Zeraimi et Sahari) pour nous aider moralement et financiérement.

Nous tenons le remerciement á Mlle. Makhtiche. Manel, pour son aide et ses encouragements, ainsi Mlle. Djaber. Amina, Mlle. Benaissa. Meriem et Mme. Kali. Roumaissa, et tous les amis et les collégues de notre promo.

Enfin, nous remercions tous ceux qui ont contribué de prés ou de loin á la réussite de ce modeste mémoire

Dédicace

Je dédie ce modeste travail á :
Mon chére pére "Said" qui a consacré sa vie pour moi.
Ma chére maman, dont sa priére m'a accompagné tout au long de mon chemin.
Tous mes chéres fréres et surtout Ahmed, qui m'a donné confiance et m'a encouragé.
Mes chéres soeurs Leila, Djamila et Fatiha qui m'ont soutenu, encouragé et beaucoup aidé.
Mes niéces surtout Sara et Hajer, et á mon neveu Abdellah.
Aux femmes des mes fréres surtout TaTa.
Ma cousine Soumia.
Mon binôme Hadjer, qui a tout partagé avec moi pendant la réalisation de cet humble travail, vraiment merci.
Tous mes chéres ami(e)s, surtout Manel qui m'a jamais quitté, Chirine, Leila et Sbrina.
En fin á tous ceux qui m'ont encouragé et souhaité ma réussite

Khadidja

Dédicace

Je dédie ce modeste travail á :
Mon chére pére qui est la source de ma réussite.
Ma belle-mére aicha.
Mes chéres fréres Adel et Mouhamed.
Mes chéres soeurs Bouchra et Fouzia.
Ma cousine Dalila, qui était plus qu'une soeur pour moi, et toujours á ma côtés et me soutenant.
Tous mes camarades du parcours scolaires, et surtout Sabrina, Samiha, Imane, Sara et Naoual. Et á mes soeurs qui ma mére n'a pas mis au monde, mes amies d'enfance Zineb et Yassmine.
Je n'oublie pas celle qui était avec moi pour préparer le mémoire, je la remercie d'avoir travaillé avec moi et de m'avoir guidé á chaque fois.
Tous ceux qui m'ont aidé financiérement ou moralement.
A la fin je dédie á toute ma famille.

Hadjer

الملخص

تعد المستشعرات المغناطيسية مجالاً جلبت فيه إلكترونيات الدوران ثراءً جديداً، مما يوفر إمكانية حساسية عالية على نطاق مكاني صغير. من بين هذه المستشعرات مستشعرات تأثير هول . في هذه الأطروحة نتحدث عن مستشعر هول المستوي *PHE* ، بناءاً على طبقات مغناطيسية متعددة الطبقات *Ta/NiFe/Cu/IrMn/Ta* . الهدف من هذه الدراسة هو زيادة حساسية هذا المستشعر لذلك يجب علينا إختيار : المواد الملائمة . الهيكل التسلسلي ثلاثي الطبقات، ثنائي الطبقات أو صمام الدوران . الاتجاه أو الزاوية التي تكون عندها كثافة *PHE* أكبر التكوين (نضع جسر ويتستون على شكل حلقة).

الكلمات المفتاحية : سبينترونيك ، المقاومة المغناطيسية ، *GMR* ، *TMR* ، مغناطيسي، المغناطيسية الحديدية، مستشعر تأثير هول، دورة تخلفية

Résumé :

Les capteurs magnétiques sont un domaine oú l'électronique de spin a permis d'apporter une nouvelle richesse,en amenant la possibilité d'une grande sensibilité sur une petite échelle spatiale. Parmi ces capteurs : les capteurs á effet Hall. Dans ce mémoire nous parlons du capteur á effet Hall planaire PHE, á base de multi couches magnétique Ta/NiFe/Cu/IrMn/Ta. Le but de cette étude est d'augmenter la sensibilité de ce capteur, nous devons donc choisir :

- Les matériaux appropriés.
- La structure d'empilement tr-icouche, bi-couche ou vanne de spin.
- La configuration (on met du pont de Wheatstone en forme de ring).
- L'orientation ou l'angle auquel l'intensité de PHE est la plus grande.

Mots clés : Spintronique, Magnétorésistance, GMR, TMR, Magnétique, Ferromagnétique, Capteur é effet Hall, Cycle d'hystérésis.

Abstract :

Magnetic sensors are an area where spin electronics have brought new richness, bringing the possibility of great sensitivity on a small spatial scale. Among these sensors are Hall effect sensors. In this thesis we are talking about the PHE planar Hall effect sensor, based on magnetic multi-layers. The purpose of this study is to increase the sensitivity of this sensor, so we have to choose :

- The right materials.
- The three-layer, bilayer or spin valve stacking structure.
- The configuration (we put the Wheatstone bridge in the shape of a ring).
- The orientation or angle at which the intensity of PHE is greatest.

Keywords : Spintronics, Magnetoresistance, GMR, TMR, Magnetic, Ferromagnetic, Hall effect sensor, Hysteresis cycle.

Table des figures

1.1 Fondements de la spintronique. . . . 5
1.2 Géomètre d'un capteur AMR. . . . 6
1.3 Phénomène de diffusion dans les (GMR). . . . 7
1.4 Les différentes magnétorésistances AMR,GMR et TMR. . . . 8
1.5 Diffusion et les résistances associée dans la vanne de spin. . . . 10
1.6 Tableau périodique des éléments. . . . 11
1.7 Orbitale d. . . . 14
1.8 Levée de dégénérescence des orbitales atomiques "d" effet du champ cristallin. . . . 14
1.9 Influence du champ cristallin octaédrique sur les orbitales "d". . . . 15
1.10 Influence du champ cristallin tétraédrique sur les orbitales "d". . . . 15
1.11 Niveaux d'énergie de passage de la géométrie octaédrique à la géométrie plan-carré. . . . 17
1.12 Plan-carré. . . . 17

2.1 Le moment magnétique élémentaire 'M_a' au niveau atomique. . . . 19
2.2 Un matériau parcouru par un courant électrique, de section S : et une longueur L. . . . 20
2.3 Champ d'induction magnétique. . . . 21
2.4 Orientation des spins en fonction du champ. . . . 22
2.5 Moment magnétique et aimantation. . . . 22
2.6 Susceptibilité magnétique. . . . 23
2.7 Cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique dur. . . . 24
2.8 Cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique doux. . . . 25
2.9 Classification des matériaux magnétique. . . . 26
2.10 Expulsion des lignes du champ magnétique de l'intérieur d'un matériau supraconducteur. . . . 27
2.11 Illustration schématique du comportement d'un matériau paramagnétique 28
2.12 Réseau de spin d'un matériau ferromagnétique. . . . 28
2.13 Réseau de spin d'un matériau antiferromagnétique. . . . 29
2.14 Réseau de spin d'un matériau ferrimagnétique. . . . 30
2.15 Paroi de Bloch entre deux domaines magnétique. . . . 31
2.16 Cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique. . . . 31
2.17 Cycle d'hystérésis typique d'un matériau ferromagnétique. . . . 32
2.18 Différentes configurations des spins dans les matériaux magnétiques. . . . 33
2.19 Double échange entre le Mn^{3+} et le Mn^{4+}. . . . 34
2.20 L'interaction RKKY. . . . 34
2.21 Représentation schématique de l'interaction d'échange indirect RKKY isotrope. . . . 35
2.22 Capteur à effet Hall. . . . 37
2.23 Schéma de fonctionnement d'un SQUID. . . . 38
2.24 Principe de l'effet Hall. . . . 40
2.25 La dépendance de la tension de Hall en fonction du champ magnétique, à différentes températures, pour le Ni. . . . 42

2.26 Géométrie du capteur Hall planaire. 43

3.1 Trois structures différents d'empilement de couche mince 46
3.2 Tension PHE en fonction de champ appliqué (H) des structures vanne de spin, tri-couche et bi-couche. 47
3.3 Cycle d'hystérésis. 48
3.4 Cycle d'hystérésis pour trois couches mince. 49
3.5 Cycle d'hystérésis de la structure bi-couche. 49
3.6 Cycle d'hystérésis de la structure vanne de spin. 50
3.7 Cycle d'hystérésis de la structure tri-couche. 51
3.8 Tension de Hall planaire (PHE) en fonction du champ appliqué (H) pour différent orientation dans le plans de la structure tri-couche. 51
3.9 Forme et structure du capteur a . Configuration du capteur en pont de Wheastone, b.Empilement des couches métalliques 52
3.10 Configurations de mesure et pont de Wheastone équivalent 53

Liste des tableaux

1.1 Energie ESCC de le complexe octaédrique et tétraédrique. 16

2.1 Susceptibilité magnétique de quelques matériaux. 27
2.2 Propriétés de quelques matériaux fortement magnétiques (à 300 K). 30
2.3 Comparaison entre les capteurs de champ magnétique. 39

Table des matières

1 Spintronique **3**

1.1 Généralité . . . 4
1.2 Fondements de la spintronique . . . 4
1.2.1 Asymétrie de spin des porteurs du courant . . . 4
1.2.2 Approximation de Mott . . . 4
1.2.3 Diffusion dépendant du spin . . . 5
1.2.4 Accumulation de spin . . . 5
1.3 Aperçu sur magnétorésistance MR . . . 5
1.3.1 La magnétorésistance anisotrope AMR . . . 5
1.3.2 La magnétorésistance géante GMR . . . 7
1.3.3 La magnétorésistance Tunnel TMR . . . 8
1.4 Les applications de la spintronique . . . 8
1.4.1 Les mémoires magnétiques à accès aléatoire non volatiles MRAM . . . 9
1.4.2 Les mémoires à accès aléatoire à couple de transfert de spin STTRAM . . . 9
1.4.3 La vanne de spin . . . 9
1.4.4 Les jonction tunnel magnétique JTM . . . 10
1.5 Généralité sur les élements de transition . . . 10
1.5.1 Les propriétés des métaux de transition . . . 11
1.5.2 Les metaux de transiton . . . 12
1.6 Complexes et Ligands . . . 12
1.6.1 Complexe de coordination . . . 12
1.6.2 Ligand . . . 12
1.7 Le champ cristallin . . . 13
1.7.1 Principe . . . 13
1.7.2 Forme des orbitales atomiques "d" et levée de la dégénérescence . . . 13
1.7.3 Influence de la symétrie de l'environnement . . . 14
1.8 L'énergie de stabilisation du champ cristallin (ESCC) . . . 16
1.8.1 Effet Jahn-Teller . . . 16
1.9 Champ cristallin plan-carré . . . 17

2 Magnétisme et capteur à effet Hall **19**

2.1 Généralités sur les matériaux magnétique . . . 19
2.2 Grandeurs fondamentales . . . 20
2.2.1 Conductivite électrique . . . 20
2.2.2 Champ d'induction magnétique . . . 21
2.2.3 Spin électromagnétique . . . 21
2.2.4 Moment magnétique et aimantation . . . 22
2.2.5 Susceptibilité magnétique . . . 23
2.3 Les matériaux magnétiques . . . 23
2.3.1 Matériaux magnétiques durs . . . 24

2.3.2 Matériaux magnétiques doux . . . 24
2.3.3 Matériaux magnétiques semi-durs . . . 25
2.4 Classification des matériaux magnétique . . . 25
2.4.1 Diamagnétique . . . 26
2.4.2 Paramagnétique . . . 27
2.4.3 Ferromagnétique . . . 28
2.4.4 Antiferromagnétique . . . 29
2.4.5 Ferrimagnétique . . . 29
2.5 Propriétés ferromagnétiques . . . 30
2.5.1 Champ moléculaire, domaines et parois . . . 30
2.5.2 Cycle d'hysteresis . . . 31
2.6 Les différentes formes quantiques du magnétisme . . . 32
2.6.1 Généralités . . . 32
2.6.2 Interactions d'échange direct . . . 33
2.6.3 Double échange . . . 33
2.6.4 L'interaction RKKY . . . 34
2.6.5 L'interaction spin-orbite . . . 35
2.7 Capteur de champ magnétique . . . 36
2.8 Caractéristiques des capteurs de champ magnétiques . . . 36
2.9 Différents capteurs de champ magnétique . . . 36
2.9.1 Les capteurs à effet Hall . . . 36
2.9.2 Capteurs magnéto résistifs . . . 37
2.9.3 Les magnétomètres . . . 38
2.10 Comparaison entre les capteurs de champ magnétique . . . 38
2.11 Effet Hall . . . 39
2.11.1 Effet Hall anormal . . . 41
2.11.2 Effet Hall Ordinaire . . . 42
2.11.3 Effet Hall Planaire . . . 42

3 Résultats et discutions **45**
3.1 Choix de structures . . . 46
3.1.1 Analyse des tension . . . 46
3.1.2 Analyse du cycle d'hystérésis . . . 48
3.2 Choix de orientation . . . 51
3.3 Configuration des mesure du pont de wheatstone . . . 52
3.4 Conclusion . . . 53

Bibliographie **57**

Introduction

Dans le domaine de la mesure et du contrôle, l'électronique de circuits modernes ont été introduits à grande échelle conduisant à des systèmes très sophistiqués et de nouvelles solutions. Le développement de circuits intégrés, les microprocesseurs et les mémoires avec de bons rapports qualité/prix, a eu une profonde influence sur de nombreux domaines de recherche et de technologie. Dans ces systèmes de mesure et de contrôle, bien souvent des capteurs ont conçus et il est devenu nécessaire d'améliorer ces appareils de manière à ce que leurs rapports qualité/prix se rapprochent de celui des circuits électroniques modernes.

Une percée technologique est réalisée au milieu du 20^{ieme} siècle avec l'avènement de l'électronique et du magnétisme. Ces deux branches de la physique ont révolutionné le monde du stockage de détection et du traitement des données, permettant d'un côté d'augmenter de façon exponentielle la densité de stockage et la vitesse de traitement de l'information et d'un autre côté de développer de capteur de meilleures sensibilités.

La spintronique, ou électronique de spin, est un nouveau domaine de recherche situé á l'interface entre le magnétisme et l'électronique en forte expansion depuis les années 90. L'électronique "traditionnelle" utilise la charge électrique pour le transport de l'information, le spin quant à lui est utilisé pour le stockage de l'information ou la détection mais dans des dispositifs séparés. A l'inverse, la spintronique tire parti du fait que le courant électrique se polarise en spin dans les matériaux ferromagnétiques, pour s'intéresser aux effets liés au spin dans les propriétés de transport électronique. Cette discipline vise à exploiter les deux degrés de liberté de l'électron (à savoir la charge te le spin) dans le même dispositif électronique.

Les capteurs magnétiques sont de nos jours des détecteurs ou des transducteurs de plus en plus nombreux dans l'industrie ainsi dans les circuits électroniques. Les capteurs magnétiques existants utilisés pour la détection de biomatériau par marquage magnétique sont des capteurs GMR, capteurs á vanne de spin, capteurs à effet Hall et capteurs á effet Hall planaires [1] La Magnétorésistance géante (GMR) a été découverte en 1988 par Baibich et al [2]. L'effet GMR a été rapidement par l'industrie microélectronique dans les disques durs pour améliorer la sensibilité des têtes de lecture des disques (IBM 1997). Plus tard, des capteurs GMR de tailles nanométriques ont été fabriqués et caractérisés [3]. Il existe aussi les capteurs magnéto-résistifs, comme les capteurs de type AMR (magnétorésistance anisotrope), leur principe est basé sur la variation de la résistance électrique d'un matériau magnétique en fonction de l'angle entre aimantation et courant électrique. Caractérisée par une sensibilité élevée, ils ont montré leur efficacité et leur fiabilité dans la détection magnétique dans des différents domaines, notamment dans la biodétection [1].

Les capteurs à vanne de spin ont été utilisés comme biocapteurs pour la détection et la manipulation d'une bille magnétiques de 2 μm [4]. Des billes revêtues de streptavidine ont été liés à une surface de détection faite de biotine et détectées par le capteur à vanne de spin [5, 6].

Parmi les types des capteurs de champ magnétique existants, les capteurs á effet Hall sont très utilisés dans l'industrie de technologie et de recherche, ceci est dû á leur forte sensibilité, simplicité d'intégration, faible consommation et la large plage de mesure ainsi sont les moins couteux. Dans ce travail on s'intéresse aux capteurs à effet Hall planaire (PHE)). Ce type de capteur produit un signal linéaire en réponse à un champ magnétique appliqué, ils sont aussi caractérisés par une sensibi-

lité élevée. Ce type type de capteurs a l'avantage d'avoir un fort ratio signal/bruit, une réponse très linéaire à un champ magnétique appliqué sous saturation du matériau magnétique. Ils ont été développé pour des applications dans des mémoire à accès aléatoire (RAM) [7], micro boussoles [8] et puces biologiques [9].

Dans ce mémoire une caractérisation de matériaux ferromagnétiques est réalisée. Les matériaux sont structurés en un empilement de couches minces métalliques. L'étude est menée dans une application de détection exploitant la mesure de la résistance électrique dans un dispositif à propriétés ferromagnétiques. Plusieurs principes et géométries peuvent être utilisés pour tirer profit de l'effet magnétorésistif : Résistance de Hall planaire(PHR) [10, 11], anomalie magnétoresistive (AMR) [12, 13], magnétorésistance géante (GMR) [3, 14, 15]. L'utilisation de l'effet Hall planaire pour la détection de l'état magnétique est mise en évidence par des mesures réalisées dans un empilement de couches magnétique et non magnétique.

En effet, la partie des mesures expérimentales a été réalisée par notre directeur de travaux Dr Dehbaoui M au sein de l'équipe : Physique de l'Exciton, du photon et du spin, Département Semiconducteurs Matériau et Capteur, Laboratoire Charles Coulomb (L2C) de l'université Montpellier 2. Les couches minces sont fournies après croissance et traitement par le laboratoire n-BEST sous la direction du professeur CheolGi Kim en Corée du sud.

Le travail de ce mémoire a consisté en l'analyse des résultats expérimentaux obtenus par magnétotransports sur des couches magnétiques dans le but de comprendre leur comportement sous l'effet d'un champ magnétique externe. Le mémoire est organisé en trois principaux chapitres :

d'abords un premier chapitre regroupant des notions concernant cette nouvelle discipline la spintronique- pour mieux cerner les objectifs et comprendre le comportement et le fondement des matériaux utilisés.

Dans le deuxième chapitre une introduction aux différents bases et concepts du magnétisme suivie d'une description des capteurs magnétiques et leur utilisation.

Dans le troisième chapitre sont illustrés : l'analyse des résultats et sélection des conditions de structure des matériaux et leur arrangement, le tri des configurations de mesures et proposition de solution pour une bonne optimisation d'un capteur à effet Hall de haute sensibilité.

CHAPITRE 1

Spintronique

Sommaire

2.1 Généralités sur les matériaux magnétique . . . 19
2.2 Grandeurs fondamentales . . . 20
2.2.1 Conductivite électrique . . . 20
2.2.2 Champ d'induction magnétique . . . 21
2.2.3 Spin électromagnétique . . . 21
2.2.4 Moment magnétique et aimantation . . . 22
2.2.5 Susceptibilité magnétique . . . 23
2.3 Les matériaux magnétiques . . . 23
2.3.1 Matériaux magnétiques durs . . . 24
2.3.2 Matériaux magnétiques doux . . . 24
2.3.3 Matériaux magnétiques semi-durs . . . 25
2.4 Classification des matériaux magnétique . . . 25
2.4.1 Diamagnétique . . . 26
2.4.2 Paramagnétique . . . 27
2.4.3 Ferromagnétique . . . 28
2.4.4 Antiferromagnétique . . . 29
2.4.5 Ferrimagnétique . . . 29
2.5 Propriétés ferromagnétiques . . . 30
2.5.1 Champ moléculaire, domaines et parois . . . 30
2.5.2 Cycle d'hysteresis . . . 31
2.6 Les différentes formes quantiques du magnétisme . . . 32
2.6.1 Généralités . . . 32
2.6.2 Interactions d'échange direct . . . 33
2.6.3 Double échange . . . 33
2.6.4 L'interaction RKKY . . . 34
2.6.5 L'interaction spin-orbite . . . 35
2.7 Capteur de champ magnétique . . . 36
2.8 Caractéristiques des capteurs de champ magnétiques . . . 36
2.9 Différents capteurs de champ magnétique . . . 36
2.9.1 Les capteurs à effet Hall . . . 36
2.9.2 Capteurs magnéto résistifs . . . 37
2.9.3 Les magnétomètres . . . 38
2.10 Comparaison entre les capteurs de champ magnétique . . . 38
2.11 Effet Hall . . . 39
2.11.1 Effet Hall anormal . . . 41

2.11.2 Effet Hall Ordinaire 42
2.11.3 Effet Hall Planaire 42

1.1 Généralité

La spintronique (ou électronique de spin) est née en 1988, année de découverte de la magnéto-résistance géante par les équipes d'Albert Fert en France et Peter Grunberg en Allemagne, et pour la quelle le prix Nobel de physique 2007 leur a été attribué.

Le concept général de la spintronique est de placer des matériaux ferromagnétiques sur le trajet des électrons, et d'utiliser l'influence du spin sur la mobilité des électrons dans ces matériaux. Cette influence, d'abord suggérée par Mott [16] en 1936, a été ensuite démontrée expérimentalement et décrite théoriquement à la fin des années 60 [17, 18].

La spintronique c'est l'utilisation de la charge de l'électron et de son degré de liberté de spin.

1.2 Fondements de la spintronique

Actuellement, la spintronique fait partie des domaines les plus effervescents, les briques sur les quelles elle est construite sont : asymétrie de spin des porteurs du courant, approximation de Mott, diffusion dépendant du spin et accumulation de spin.

1.2.1 Asymétrie de spin des porteurs du courant

Dans les matériaux non magnétiques, qu'ils soient métalliques, isolants ou semi-conducteurs, le nombre d'électrons haut spin(spin up)↑ et bas spin(spin down) ↓ est le même.

Dans les matériaux magnétiques, le nombre est différent. C'est cette différence qui fait apparaître le moment magnétique macroscopique non nul.

Dans les métaux magnétiques usuels comme :fer, cobalt, nickel et leurs alliages, les électrons responsables du magnétisme sont les mêmes et participent au transport électrique. L'asymétrie de spin du porteur est la première brique de base de la Spintronique.

1.2.2 Approximation de Mott

Dans les métaux, du fait de la diffusion des impuretés du réseau, des défauts (dislocations, joints de grains, etc.) et des excitations collectives (phonons, magnons), le mouvement des électrons est ralenti par diffusion : c'est à l'origine de la résistance.

En première approximation, lors des collisions et autres processus de diffusion subis par les électrons, la probabilité de diffusion avec inversion de spin est négligeable.

En d'autres termes, en première approximation, le spin des électrons est conservé. Par conséquent, nous pouvons considérer des électrons qui tournent de haut en bas pour conduire le courant en parallèle : c'est l'approximation de Mott [19], et la seconde brique de construction de base de la spintronique.

1.2.3 Diffusion dépendant du spin

Dans les métaux magnétiques, comme le nombre d'électrons haut spin ↑ et bas spin ↓ est différent, la probabilité de diffusion (liée à la densité d'état) dépend du fait que le spin des électrons conducteurs de courant est parallèle ou antiparallèle à l'aimantation locale macroscopique. Cette caractéristique est appelée diffusion dépendante du spin et est le troisième composant de base de la spintronique.

1.2.4 Accumulation de spin

Lorsque le courant est injecté d'un matériau magnétique vers un matériau non magnétique, un désaccord apparaît à l'interface puisque le nombre d'électrons de haut spin ↑ et de bas spin ↓ est différent dans le métal magnétique alors qu'il est identique dans le métal non magnétique. Il apparaît alors une Zone tampon dans laquelle l'asymétrie de spin décroît progressivement.

Cependant puisque la probabilité de diffusion avec renversement du spin est très faible, la dimension de cette zone tampon, appelée longueur de diffusion de spin, est importante. Cet effet d'accumulation de spin est la quatrième brique de base de la spintronique [20].

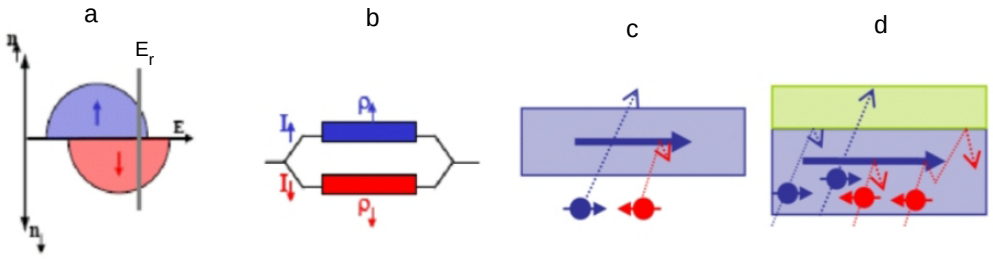


FIGURE 1.1 – Fondements de la spintronique : (a)Asymétrie de spin; (b)Approximation de Mott; (c)Diffusion dépendant du spin; (d)Accumulation de spin.

1.3 Aperçu sur magnétorésistance MR

Le changement de la configuration magnétique d'un matériau modifie sa configuration électronique, puisque l'aimantation est directement liée à la dynamique de spin et au moment orbital du matériau. Par conséquent, on s'attend à un changement de la résistance électrique du matériau en réponse à un champ magnétique appliqué, ces effets sont appelés magnétorésistance (MR).

Les magnétorésistances sont des capteurs magnétiques à base de matériaux ferromagnétiques. Il en existe différentes sortes. Les principales étant les magnétorésistances anisotropes (AMR), les magnétorésistances géantes (GMR) et les magnétorésistances à effet tunnel (TMR).

1.3.1 La magnétorésistance anisotrope AMR

Les capteurs magnétorésistances existent principalement en couche mince. Ils présentent une forte sensibilité pour les faibles valeurs d'induction et une faible consommation d'énergie.

Ces capteurs peuvent être produit en grande quantité à des prix très bas car ils sont constitués de couche ferromagnétique (comme le permalloy) il présente une anisotropie magnétique obtenue par l'exposition à un champ magnétique fort pendant la formation du cristal.

Le type de réseau cristallin et la géométrie détermine la direction de facile aimantation. La résistivité électrique ρ des matériaux magnétiques dépend de l'angle entre l'aimantation et la direction du courant. Cet effet est appelé magnétorésistance anisotrope (AMR).

Le Principe de fonctionnement d'un capteurs AMR

Le Principe de AMR est basé sur la variation de la résistance d'un matériau en fonction de la direction de l'aimantation, tel que la variation de la résistance est reliée à l'angle ϕ entre la magnétisation M du matériau et la direction de facile aimantation. La figue 1.2 illustre ce principe. avec θ est l'angle entre la magnétisation M et le courant I.

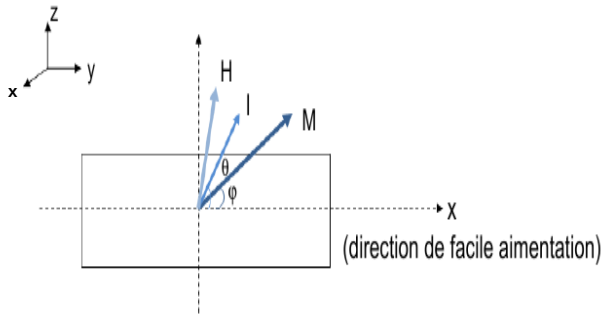


FIGURE 1.2 – Géomètre d'un capteur AMR.

L'application d'une excitation magnétique H dans le plan entraîne une rotation de l'aimantation M. Supposons que le champ H soit appliqué suivant y et $H_x = 0$. La relation entre ϕ et H_y est donnée par :

$$\sin\phi = \frac{H_y}{H_0}$$

Et la résistance R est reliée à H par la relation suivante :

$$R(H) = R_\perp + \Delta R_{max}\cos^2\theta$$

$R_\perp$ est la résistance quand M est perpendiculaire à I.

Applications des capteurs AMR

Les capteurs AMR sont principalement utilisés dans la mesure des champs faibles en raison de leur grande sensibilité comme le capteur de courant, boussole.

1.3.2 La magnétorésistance géante GMR

La magnétorésistance géante (en anglais Giant Magnétorésistance ou GMR) est une effet quantique observé dans les structures de films minces composées d'une alternance de couches ferromagnétiques et de couches non magnétiques. Elle se manifeste par une importante modification de la résistance de ces empilements sous l'effet d'un champ magnétique. En supposant qu'à champ nul, les deux couches ferromagnétiques adjacentes ont une aimantation antiparallèle, alors, sous l'effet d'un champ magnétique externe. Les aimantations respectives des deux couches s'alignent et la résistance de la multicouche décroît et devient constante.

Si les champs coercitifs des deux électrodes ferromagnétiques sont différents, il est possible de les commuter indépendamment. Ainsi, on peut réaliser un alignement parallèle ou antiparallèle. Ce système, appelé vanne de spin ou spin-valve.

L'élément de détection dans les dispositifs est généralement configuré comme : un pont de Wheastone composé de quatre résistances de détection, La résistance de spin-valve typique est faite dans la bande serpentine, où la couche épinglée est fixée dans la direction transversale par couplage d'échange avec une couche antiferromagnétique (par exempl : CrPtMn), et seule la couche libre est autorisée à répondre aux champs de signal. La résistance de détection de la vanne de rotation offre des avantages significatifs par rapport aux autres types de détection résistances, par exemple : AMR (magnétorésistance anisotrope) détection résistances et résistances à effet Hall[21].

Dans un dispositif GMR ,le courant peut circuler soit d'une façon perpendiculaire aux interfaces (CPP, current-perpendicular to-plane), ou parallèlement aux interfaces (CIP, current-inplane).

Principe de fonctionnement

Son principe de fonctionnement est basé sur la diminution de la résistance électrique d'un matériau lors d'application d'un champ magnétique, tell que les variations de la résistance dans les structures (GMR) s'expliquent par le phénomène de diffusion des électrons dépendants du spin. En effet, dans les éléments ferromagnétiques les électrons de bas spin (c'est-à dire ceux dont le spin est antiparallèle au vecteur aimantation) sont plus fortement diffusés que les électrons de haut spin (spin parallèle au vecteur aimantation)).

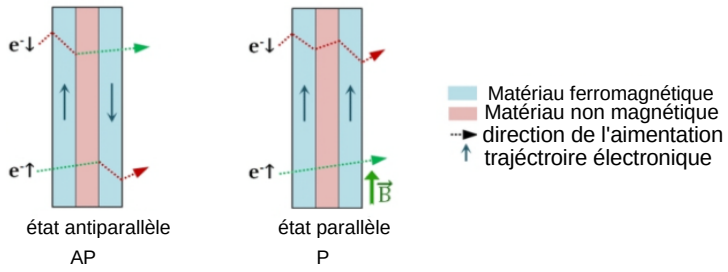


FIGURE 1.3 – Phénomène de diffusion dans les (GMR).

Application des capteurs GMR

Les magnétorésistances sont destinés à deux types de capteurs :

1. Les gradiomètres : détectent une variation du champ magnétique entre deux points.
2. Les magnétomètres : permettent de mesurer l'intensité d'un champ magnétique.
    - Ils sont également présents dans la tête de lecture du disque dur.
    - Ils utilisés pour mesurer la vitesse de rotation et la position.
    - Ils mesure les courants électriques.
    - Ils permettent de réaliser des codeurs magnétiques linéaires et angulaires et des réseaux Utilisé pour détecter les ponts des motifs dessinés à l'encre magnétique.

1.3.3 La magnétorésistance Tunnel TMR

La TMR se manifeste comme une variation de résistance électrique, d'un courant traversant l'isolant par effet tunnel, en fonction de la configuration de matériaux ferromagnétiques. Le principe s'obtient dans un empilement de couches magnétiques séparées par une couche isolante (Ferro/Isolant/Ferro).

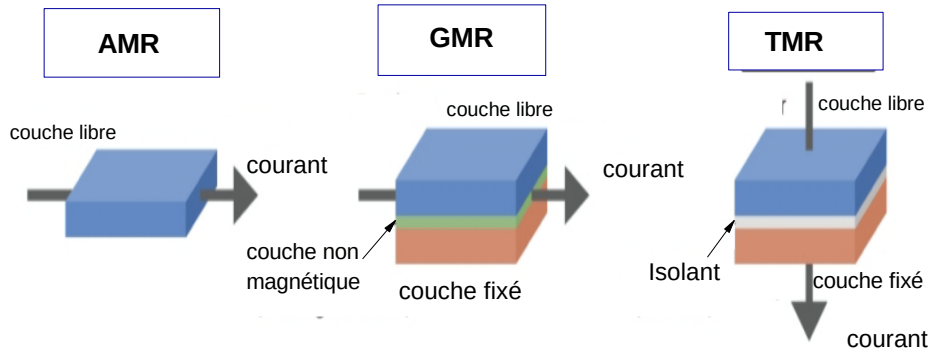


FIGURE 1.4 – Les différentes magnétorésistances AMR,GMR et TMR.

La conduction purement quantique entre les deux matériaux ferromagnétiques implique que la TMR est liée à la différence d'états disponibles pour les haut spin ↑ et pour les bas spin ↓ de part et d'autre de la barrière.

1.4 Les applications de la spintronique

Les applications existantes de la spintronique sont basées sur les effets GMR, la découverte de la Magnétorésistance à effet Tunnel TMR à la température ambiante a permis un regain d'intérêt pour l'étude des jonctions tunnel magnétiques qui sont aujourd'hui à la base des prototypes de plusieurs mémoires magnétiques à accès aléatoire non volatiles (Magnetic Random Acces Memory MRAM). D'autres types de mémoires ont vu le jour, comme la mémoire à accès aléatoire à base de couple de transfert de spin et la mémoire à piste de course.

1.4.1 Les mémoires magnétiques à accès aléatoire non volatiles MRAM

Les mémoires magnétiques à accès aléatoire non volatiles ou (Magnetic Random Acces Memory MRAM) permet de stocker de l'information de manière non volatile grâce au même type d'empilement, mais en remplaçant la couche non magnétique par une couche d'isolant. On obtient alors une jonction tunnel magnétique dont l'état permet de stocker un bit d'informations sont permanentes, contrairement aux mémoires vives actuelles à base de semi-conducteurs.

Elles gardent l'information même lorsque l'ordinateur est éteint. Dans ces Mémoires, l'information («0» ou «1») est stockée dans les TMR ; «0» correspond à la configuration où les aimantations des électrodes ferromagnétiques sont parallèles, alors qu'elles sont antiparallèles pour «1».

1.4.2 Les mémoires à accès aléatoire à couple de transfert de spin STTRAM

Les Mémoires à accès aléatoire à couple de transfert de spin ou (Spin Transfe Torque RAM (STTRAM)) ont été étudiées pour surmonter les problèmes rencontrés dans les MRAM ; en particuler, la forte intensité du courant pour écrire et la grande taille des cellules. Le courant polarisé en spin, qui passe à travers les multi-jonctions tunnel constituant les STTRAM, produit un transfert de moment angulaire aux spins de la couche magnétique libre, causant ainsi son retournement.

Le mode de lecture dans les STTRAM est analogue à celui dans les MRAM, par contre le mode d'écriture dans les STTRAM est plus simple ; il utilise un seul courant au lieu de deux pour les MRAM.

1.4.3 La vanne de spin

Une vanne de spin est typiquement formée par un empilement Ferro/Métal/Ferro où les matériaux ferromagnétiques sont les électrodes. L'une des couches ferromagnétiques doit être capable des orienter facilement avec un champ appliqué d'intensité faible. Cette couche est appelée "douce" (couche libre).

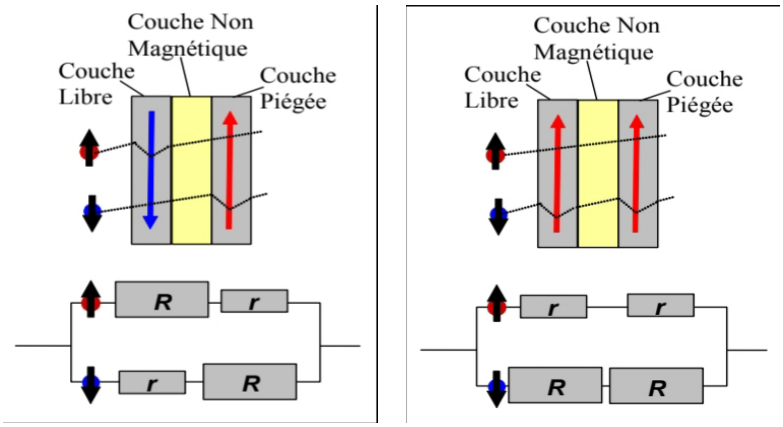
La deuxième couche ferromagnétique doit garder une aimantation indépendante de la couche douce et la direction de son aimantation doit rester fixe pour des champ magnétiques de faibles intensités. Cette couche est appelée "dure"(couche piégée).

D'une manière générale, des matériaux ferromagnétiques avec des coercitifs plus élevés que ceux de la couche douce sont utilisés, mais la différence de coercitif peut aussi être obtenue par "durcissement" à l'aide d'un couplage ferro-antiferro, permettant de décaler le cycle d'hystéresis des couches ferromagnétiques. On peut en première approximation considérer qu'un courant est porté par deux canaux : un canal haut(up) et un canal bas(down) .

Dans un matériau conducteur classique, ces deux canaux sont équivalents. Dans un matériau ferromagnétique, au contraire, il peut y avoir une grande différence entre les deux canaux selon de la densité d'état au niveau de Fermi.

Ainsi, dans le cas extrême, la conduction peut n'être assurée que par un seul des deux canaux, l'autre étant isolant, on parle alors dans ce cas de demi-métal.

Les vanne de spin présente un grand intérêt industriel et commercial car il est utilisé notamment dans les têtes de lecture des disques durs, dans les capteurs de champ magnétique et dans les isolateurs GMR (Giant Magnetoresistance).



(a) état antiparallèle (b) état parallèle

FIGURE 1.5 – Diffusion et les résistances associée dans la vanne de spin.

1.4.4 Les jonction tunnel magnétique JTM

Les jonctions tunnel magnétiques (JTM) est formée par deux électrodes ferromagnétiques, séparés par une barrière diélectrique. Elles sont utilisées dans le domaine des mémoires (MRAMS) avec un fonctionnement binaire.

L'application visée est la mesure de position et de vitesse dans un roulement basée sur une roue codeuse grâce à des TMR. D'autres applications sont cependant envisageables telles que la mesure de courant, le contrôle non destructif ou l'instrumentation médicale.

1.5 Généralité sur les élements de transition

Puisque, au cours de notre sujet, nous sommes confrontés à une étude des multi couches magnétiques (Ta/NiFe/Cu/IrMn/Ta), Donc on donne une aperçu sur les éléments de transition.

Les métaux de transition sont des éléments chimiques qui représentent une large fraction de la classification périodique, ils ont un "d" incomplet sous la couche électronique, et Prenez ce nom d'où ils sont placés entre les éléments du bloc "s" dans le tableau périodique et ceux du bloc "p". Les métaux de transition constituent essentiellement le bloc « d » du tableau périodique,ou Les 38 éléments chimiques de numéro atomique 21 à 30, 39 à 48, 72 à 80 et 104 à 112, la figure (1.6) représente les éléments de transition.

L'une des caractéristiques des éléments de transition est leur aptitude à posséder des valences variables, ces variations se manifestent soit dans un domaine de valence étendu, soit dans le passage d'une valeur à une autre. Les éléments de transition forment facilement de nombreux composés de coordination contrairement aux éléments du bloc "s" et "p". La raison est que les éléments de transition possèdent des ions petits, très chargés avec des orbitales vides et les énergies de ces orbitales possèdent des valeurs qui sont capables de recevoir des doublets électroniques, apportées par d'autres groupe s'appelés ligand ou coordinat.

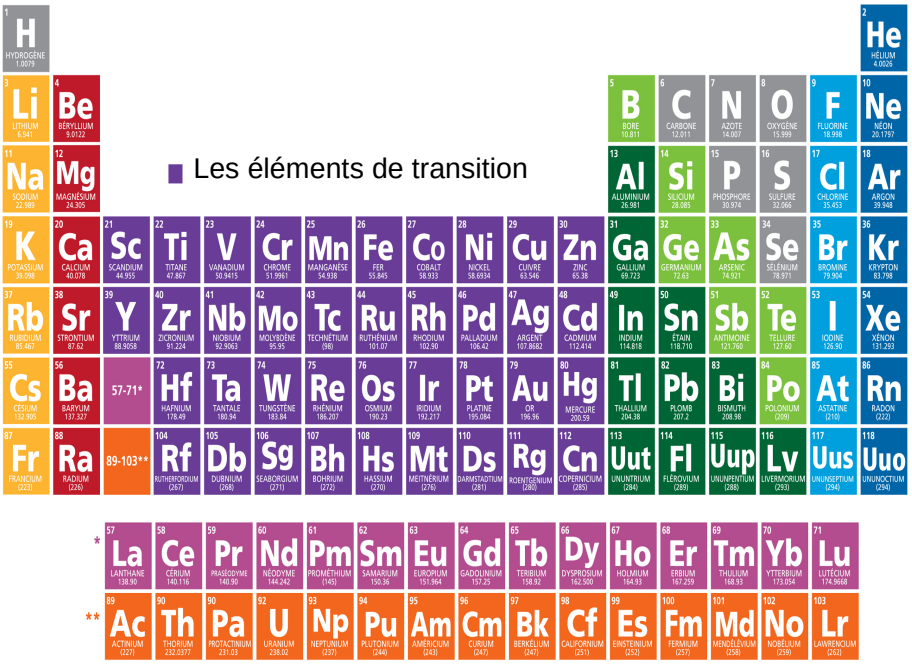


FIGURE 1.6 – Tableau périodique des éléments.

1.5.1 Les propriétés des métaux de transition

Les métaux de transition possèdent des propriétés intéressantes pour l'industrie, la construction et la vie quotidienne, ces propriétés proviennent de la capacité des électrons de la couche "d" à se délocaliser dans le réseau métallique. Dans les substances métalliques, plus le nombre d'électrons partagés entre les noyaux est grand, plus les propriétés du composé sont intéressantes.

- Les éléments de transition sont presque tous durs, ont en général une forte densité, une température de fusion et de vaporisation élevée, sauf ceux du groupe 12 qui ont au contraire un point de fusion assez bas .
- Une très grande résistance à l'abrasion, ce sont de bon conducteur thermique et électrique .
- Ils possèdent de nombreux états d'oxydation, les plus courants sont +2 et +3.
- Certains de ces métaux sont de bons catalyseurs homogènes et hétérogènes par exemple : l'utilisation du platine et du nickel dans l'hydrogénation des alcènes.
- Ils forment de nombreux alliages entre eux et avec d'autres métaux, notamment avec les lanthanides. La plupart sont attaqués par les acides mais il existe aussi des métaux « nobles » non attaqués (Cu, Ag, Au).
- Ils peuvent facilement former de nombreux complexes paramagnétique et colorés [22].

1.5.2 Les metaux de transiton

Le nickel

Le nickel est un élément chimique de symbole (Ni) de numéro atomique (Z=28). Il appartient à la 4 ème période et à la X groupe de la classification périodique, il est dans la première ligne des éléments de transition et la 8 ème colonne du bloc "d", il a pour structure électronique $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^2\ 3p^6\ 3d^8\ 4s^2$, Sa masse molaire 58,6934 (g/mol) et d'une couleur blanche ou gris argenté.

Estimé le 7 ème métal de transition le plus abondant. C'est un métal ferromagnétique, dur, malléable, cristallise dans une maille cubique à face centrée, c'est un bon conducteur de la chaleur et d'électricité, sa densité est égale à $d = 8,9$ (g/cm^3). Il réagit avec les acides mais pas avec les bases. Dans les conditions habituelles il ne réagit pas avec l'air humide. Légèrement soluble dans HCl mais se dissout dans l'acide nitrique dilué.

Le nickel est utilisé dans la fabrication des pièces de monnaie, du fer, du cuivre et dans l'argenture par électrolyse grâce à sa résistance à la corrosion et à l'oxydation .

Le cuivre

Le cuivre est un élément chimique (Cu) de numéro atomique ($Z = 29$), Se trouve dans la sous couche "d", il a pour structure électronique $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^2\ 3p^6\ 3d^{10}\ 4s^1$ ou [Ar] $3d^{10}\ 4s^1$,Sa masse molaire 63,546 (g/mol) ,Il est un métal rougeâtre extrêmement ductile, il appartient à la 4 ème période XI groupe de la classification périodique . C'est la première ligne des éléments de transition et la colonne des métaux «nobles». C'est un très bon conducteur d'électricité et de chaleur.

1.6 Complexes et Ligands

Tous les éléments de transition peuvent former facilement des composés de coordination ou des complexes.

1.6.1 Complexe de coordination

Un complexe de coordination peut être défini comme une entité composée d'un ou plusieurs atomes métalliques constituant un coeur entouré d'un certain nombre de molécules ou d'ions appelés ligands. Cette entité peut être électriquement neutre ou chargée positivement ou négativement; donc un ion métallique accepte une ou plusieurs paires d'électrons par les sites donneurs libres pour former une liaison de coordination.

1.6.2 Ligand

Un ligands est un atome, ion ou une molécule associée à l'atome central dans un complexe. Les ligands peuvent être constitués d'un seul atome, et sont généralement des donneurs d'électrons, donc des bases. On appelle coordinat unidenté, un coordinat fixé en un seul point à l'ion métallique.

Les molécules ou les ions possédant deux ou plusieurs atomes donneurs sont susceptibles de former deux, trois, quatre liaisons de coordination; de tels ligands sont alorsbidentés, tridentés, tétradentés et plus généralement multidentés.

1.7 Le champ cristallin

Différentes théories et différents modèles permettent de décrire les liaisons chimiques, il existe en particulier quelques théories permettant d'expliquer la formation de la liaison chimique dans les complexes de coordination selon le modèle du champ cristallin, elle permet de décrire la distribution électronique de l'ion métallique pour diverses symétries environnantes et explique en particulier les propriétés magnétiques, de spin et la couleur des complexes de coordination [22].

1.7.1 Principe

Le modèle de champ cristallin est fondé sur une interaction purement électrostatique (loi de Coulomb) entre le métal central(M) et les ligands (L), c'est à dire une interaction ionique (atome central à charge positive, le ligand avec doublet libre à charge négative).

Elle a été proposée par les physiciens Hans Bethe et John Hasbrouck van Vleck dans les années 1930. Ce modèle suppose que les ligands sont représentés par des charges ponctuelles négatives ou par des dipôles orientés avec la paire libre (charge négative partielle) vers l'atome central.

Ces charges négatives interagissent avec les électrons des orbitales "d" et la répulsion entre les entités de charge identique conduit à une répulsion et à une déstabilisation des orbitales.

Par conséquent, la déstabilisation de l'ion central est la levée de dégénérescence et le dédoublement des 5 orbitales atomiques en deux séries d'orbitales atomiques.

1.7.2 Forme des orbitales atomiques "d" et levée de la dégénérescence

Les orbitales atomiques décrivent l'espace où l'électron a une forte probabilité de se situer. Elles sont représentées par des formes géométriques à trois dimensions indiquant la région de l'espace où la probabilité de trouver l'électron est de 95%, et où la densité du nuage électronique est la plus élevée.

Comme les orbitales "p", la forme des orbitales "d" n'est pas de symétrie sphérique. Elle est déterminée par la géométrie du cortège électronique. Ces orbitales "d" sont au nombre de cinq, notées : d_{xy} ,d_{xz} ,d_{yz} ,$d_{x^2-y^2}$ et d_{z^2}.

- d_{xy} ,d_{xz} et d_{yz} sont des orbitales ont la même symétrie (lobes centrés sur les bissectrices des axes). Les deux autres orbitales "d" sont centrées sur les axes Ox, Oy et Oz :
- $d_{x^2-y^2}$ suivant les axes x et y.
- d_{z^2} a deux lobes centrés sur l'axe z et possède un petit volume torique (volume en forme d'anneau, de bouée) centré sur le noyau.

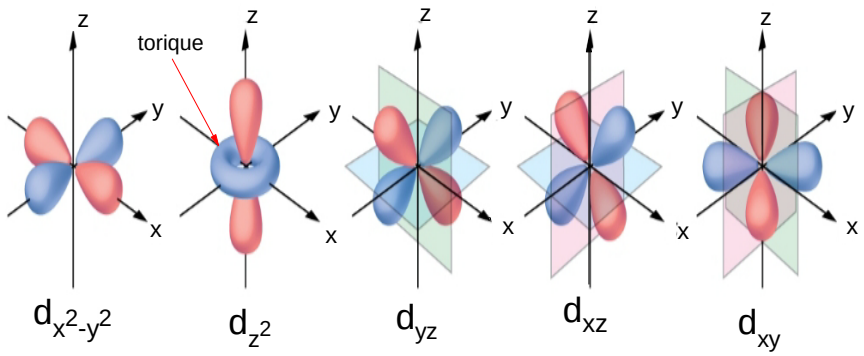


FIGURE 1.7 – Orbitale d.

Les cinq orbitales "d" se retrouvent dans deux niveaux appelés t_{2g} qui contient les orbitales d_{xy} ,d_{xz} et d_{yz}, et e_g qui contient les orbitales $d_{x^2-y^2}$ et d_{z^2}. La figure (1.8) représente l'effet de champ cristallin sur l'orbitales atomique "d".

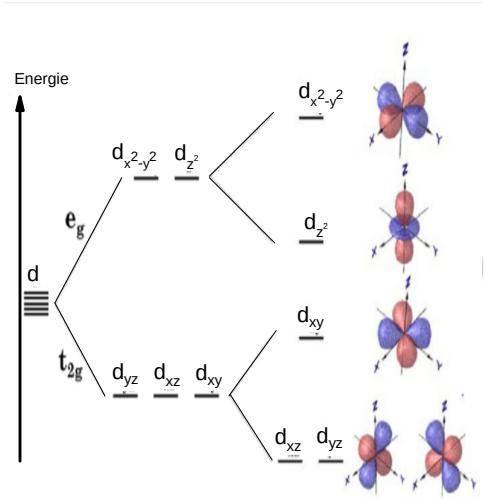


FIGURE 1.8 – Levée de dégénérescence des orbitales atomiques "d" effet du champ cristallin.

1.7.3 Influence de la symétrie de l'environnement

Cas de la symétrie octaédrique de l'environnement de coordinats (Complexes octaédriques)

Lorsque les orbitales "d" sont dans un champ de symétrie octaédrique. On observe une levée partielle de dégénérescence, trois orbitales d seront stabilisées et les deux autres seront déstabilisées.

La stabilisation ou déstabilisation des orbitales atomiques "d" dépend de leurs formes et orientation (qui dépendent du nombre quantique magnétique m l). Les orbitales $d_{x^2-y^2}$ et d_{z^2} ont leurs lobes orientés vers les ligands (charges négatives) et comme les orbitales présent une densité élec-

tronique importante (charges négatives), leur niveau énergétique va monter (répulsion). La situation est inverse dans les cas des trois orbitales d_{xy} , d_{xz}, d_{yz}, parce que leurs lobes sont orientés vers les directions diagonales (entre les ligands).

Dans ce cas : les orbitales t_{2g} abaissent leur énergie, elles seront donc plus stables et cette stabilisation correspond à $-2\Delta_0/5$ par électron. Par contre, l'énergie des orbitales e_g va monter et la déstabilisation va correspondre à $+3\Delta_0/5$ par électron.

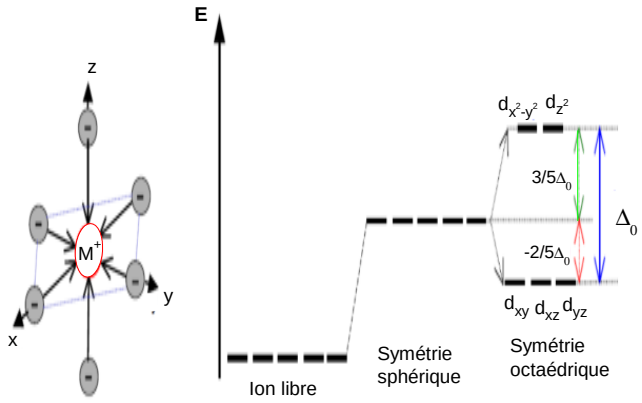


FIGURE 1.9 – Influence du champ cristallin octaédrique sur les orbitales "d".

Cas de la symétrie tétraédrique de l'environnement de coordinats (Complexes tétraédriques)

Un tétraèdre peut toujours être inscrit dans un cube. Dans les cas des complexes tétraédriques (champ tétraédrique), les ligands sont placés dans les positions entre les axes x, y, z (en réalité ils occupent 4 sommets du cube).

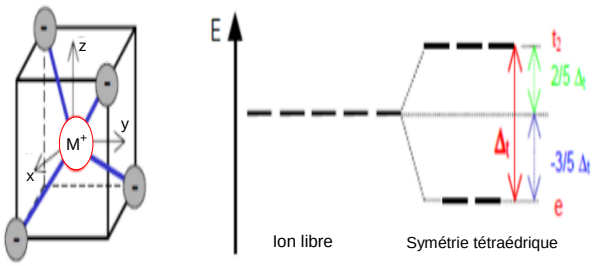


FIGURE 1.10 – Influence du champ cristallin tétraédrique sur les orbitales "d".

La levée de dégénérescence correspondant à l'écart Δ_t (énergie de dédoublement des orbitales "d" pour une symétrie tétraédrique), qui sépare les orbitales e et t_2. Dans ce cas-là les orbitales $d_{x^2-y^2}$

et d_{z^2} sont stabilisées (dégénérescence 2, symbole e) et la stabilisation va correspondre à $-3\Delta_t/5$ par électron. Par contre, les orbitales d_{xy} , d_{xz}, d_{yz} sont déstabilisées (dégénérescence 3, symbole t_2).

La déstabilisation va correspondre à $+2\Delta_t/5$ par électron. Dans le cas du champ tétraédrique, l'énergie dédoublement est plus petite que dans le cas du champ octaédrique. Pour le même ligand et les mêmes distances (M-L), le rapport des deux valeurs est $\Delta_t = 4/9\ \Delta_0$.

1.8 L'énergie de stabilisation du champ cristallin (ESCC)

A chaque configuration électronique, on peut associer une énergie de stabilisation du champ cristallin (ESCC). Elle correspond au gain ou à la perte d'énergie de l'ion en symétrie octaédrique par rapport à la symétrie sphérique.

La grandeur de la stabilisation dépend du nombre des électrons et de leurs distribution dans les orbitales (champ faible, champ fort).

Le tableau 1.1 présente l'énergie ESCC de symétrie octaédrique et tétraédrique et sont configuration.

- Complexes octaédriques : deux distributions électroniques sont possibles pour les configurations d^4 , d^5 ,d^6 etd^7 . On a : $\Delta_0 < P$ complexes haut-spin (champ faible).

  $\Delta_0 > P$ complexes bas-spin (champ fort). Car : P est le facteur influençant.

- Complexes tétraédriques : deux distributions électroniques sont en principe possibles pour les configurations d^3 , d^4 , d^5 et d^6 , mais la condition $\Delta_t >$ P n'est jamais vérifiée de sorte que tous les complexes tétraédriques connus sont haut-spin.

Syétrier	configuration	énergie (ESCC)
octaédrique	$(\ t_{2g}^x)(\ e_g^y)$	x(-2/5 Δ_0)+y(3/5 Δ_0)
tétraédrique	$(e^x)(\mathrm{t}t_2^y)$	x(3/5Δ_t)+y(2/5Δ_t)

TABLE 1.1 – Energie ESCC de le complexe octaédrique et tétraédrique.

1.8.1 Effet Jahn-Teller

L'effet Jahn-Teller ou distorsion Jahn-Teller, décrit la distorsion géométrique des molécules et des ions qui est associé à certaines configurations d'électrons. Cet effet a été proposé dans un théorème en 1937 par Hermann Arthur Jahn et Edward Teller. Dans lequel ils démontrent que toute molécule non-linéaire possédant un niveau électronique fondamental dégénéré subira une distorsion géométrique qui lèvera cette dégénérescence, ce qui aura pour effet de diminuer l'énergie totale de la molécule. En d'autres termes, tout système moléculaire ayant un niveau électronique dégénéré est instable et se déforme pour abaisser sa symétrie et lever sa dégénérescence .

Dans les complexes octaédriques des métaux de transition, l'effet Jahn-Teller est principalement observable lorsqu'un nombre impair d'électrons occupe le niveau e_g. Cette condition est vérifiée lorsque le métal possède une configuration d^9 , ou d^4 haut spin↑ (champ faible), ou d^7 bas spin↓ (champ fort) pour lesquels l'état fondamental du complexe octaédrique théorique est dégénéré [22].

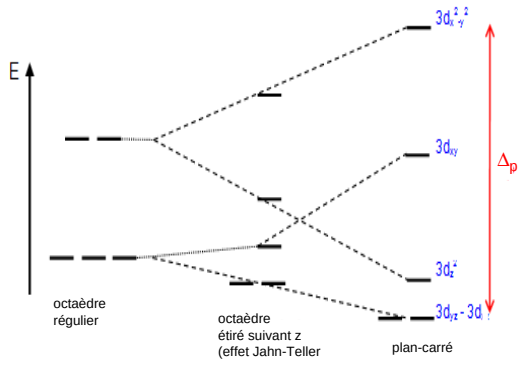


FIGURE 1.11 – Niveaux d'énergie de passage de la géométrie octaédrique à la géométrie plan-carré.

1.9 Champ cristallin plan-carré

La configuration plan-carré est rencontrée essentiellement pour les éléments d8 . Elle est obtenue à partir d'un complexe octaédrique en éloignant à l'infini les ligands placés selon l'axe Oz. Dans ces conditions, les orbitales dirigées suivant x et y se trouvent déstabilisées alors que les orbitales présentant une orientation selon z se trouvent stabilisées.

Le passage de la géométrie octaédrique à la géométrie plan-carré (1.12) passe par la déformation de l'octaèdre (effet Jahn-Teller rencontré pour les ions d) et provoque une nouvelle levée de dégénérescence des orbitales "d", conduisant à quatre niveaux d'énergie [23].

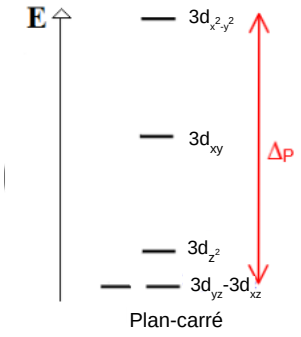


FIGURE 1.12 – Plan-carré.

CHAPITRE 2

Magnétisme et capteur à effet Hall

Sommaire

3.1 Choix de structures 46
3.1.1 Analyse des tension 46
3.1.2 Analyse du cycle d'hystérésis 48
3.2 Choix de orientation 51
3.3 Configuration des mesure du pont de wheatstone 52
3.4 Conclusion 53

2.1 Généralités sur les matériaux magnétique

Le magnétisme est le domaine de la physique où on étudie les propriétés magnétiques, dues aux moments magnétiques des particules qui constituent la matière.

Toute substance matérielle est composée d'un groupe d'atomes. Chaque atome est composé d'un noyau autour duquel gravitent un certain nombre d'électrons.Les électrons sont chargés et en mouvement, cela génère un moment magnétique à l'origine de la propriété Corps magnétique. D'une part, le moment magnétique vient quand les électrons tournent autour du noyau dans leurs orbites, par contre proviennent de la colonne vertébrale de chacun électronique [12, 13, 24].

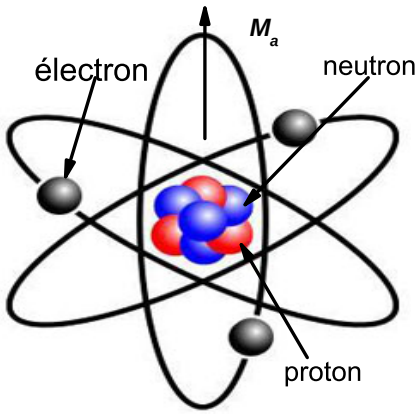


FIGURE 2.1 – Le moment magnétique élémentaire 'M_a' au niveau atomique.

Pour les matériaux magnétiques soumis à un champ magnétique extérieur $\vec{H}$, il y aura induction

magnétique $\vec{B}$ à l'intérieur du matériau, liée au champ magnétique $\vec{H}$ et à l'aimantation $\vec{M}$ de la façon suivante :

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \tag{2.1}$$

Avec : $\vec{M} = \chi\vec{H}$

χ : était la susceptibilité magnétique.

Ensuite, on définit la susceptibilité magnétique χ, qui est le degré de difficulté du matériau réagissez en fonction des champs externes qui lui sont appliqués.

2.2 Grandeurs fondamentales

2.2.1 Conductivite électrique

Un courant électrique est le mouvement d'un ensemble de particules chargées. L'intensité I (A) d'un courant électrique par une surface $S(m^2)$ correspond au nombre de charges qui passage cette surface divisée par un temps donné facilité de déplacement de ces charges quantifiée par la conductivité électrique $\sigma(S.m^{-1})$. Par conséquent La conductivité électrique σ est une fonction de la concentration électronique du matériau et sa mobilité. Pour un échantillon homogène et la partie constante est donnée par :

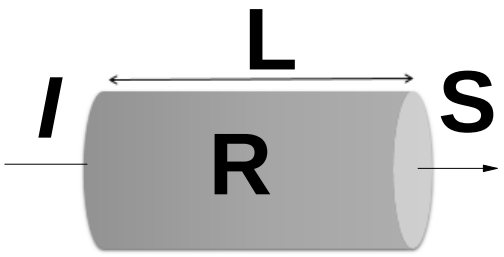


FIGURE 2.2 – Un matériau parcouru par un courant électrique, de section S : et une longueur L.

$$\sigma = \frac{L}{RS} \tag{2.2}$$

avec :

R la résistance (Ω).

S la section de l'échantillon (surface équipotentielle, m^2) .

l la longueur (m) de l'échantillon étudié.

Veuillez noter que la température $T(^\circ C)$ a un effet significatif sur la mobilité conduite les électrons et affecte donc la conductivité [25]. Dans le cas du conducteur Métal, la résistance augmente avec la température en raison de l'agitation thermique du réseau cristallin et donc obstrué le passage des électrons et du courant électrique. Mattison (chimiste britannique au 19e siècle) étudier la relation entre la résistance et la température, et établissez une loi qui relie ces tailles :

$$R_{T_2} = R_{T_1}[1 + \alpha(T_2 - T_1)] \tag{2.3}$$

avec :

R_{T_1} (respectivement R_{T_2}) la résistance du matériau à la température T_1 (respectivement T_2).

α le coefficient de température ($^\circ C^{-1}$) du matériau considéré. Dans le cas du fer, ce coefficient est de l'ordre de quelques $10^{-3\circ}C^{-1}$.

2.2.2 Champ d'induction magnétique

Le courant produit un champ d'induction magnétique $\vec{B}(T)$ par la Loi Bio et Sawat. Dans le cas d'un courant de ligne d'une intensité de I dans le vide, la loi suivante peut s'écrire :

$$\vec{B}M = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_c \frac{Id\vec{l}\wedge P\vec{M}}{\| P\vec{M}\|^3} \tag{2.4}$$

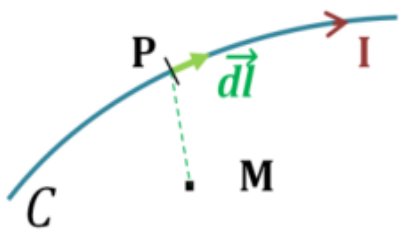


FIGURE 2.3 – Champ d'induction magnétique.

L'intégrale est étendue à toute la longueur du fil. Le coefficient μ_0 , de valeur $4\pi 10^{-7} H.m^{-1}$ est appelé perméabilité magnétique du vide. L'induction magnétique $\vec{B}$ à deux propriétés remarquables. Premièrement, la divergence de $\vec{B}$ est égale à zéro. De plus, la circulation du champ magnétique $\vec{H}$ ($A.m^{-1}$, dans le vide $\vec{H} = \vec{B}/\mu_0$) sur un contour fermé est égale au courant traversant la surface portée par le contour [26] :

$$\oint \vec{H}d\vec{l} = I \tag{2.5}$$

2.2.3 Spin électromagnétique

Selon une description commune, (car ce sont des phénomènes quantiques, ils ne conviennent pas). Les électrons se déplaçant autour du noyau tournent selon un certain degré de rotation l'angle par rapport à l'axe de rotation comme un gyroscope. Ce phénomène est le spin électronique.

Puisque les électrons sont des particules chargées, ce type de spin génère un certain moment magnétique, appelé le moment magnétique du spin (ms).

Cela peut interagir avec le champ magnétique externe $\vec{H}_0$ passer contre ou passer aligner avec le champ magnétique externe, qui dépend des propriétés magnétiques du matériau.

Plus le champ magnétique externe est puissant plus il y aura d'électrons qui aligneront leur spin en fonction de celui-ci (figure 2.4) [27].

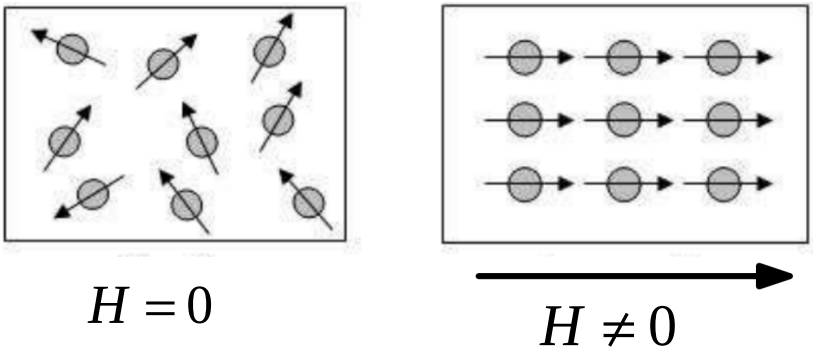


FIGURE 2.4 – Orientation des spins en fonction du champ.

2.2.4 Moment magnétique et aimantation

Considérons une spire circulaire C parcourue par un courant électrique I. Nous verrons dans la suite que ce circuit permet de schématiser le comportement d'un atome dans un champ magnétique. Une nouvelle grandeur est définie, le moment magnétique $\vec{m}$ $(A.m^2)$,

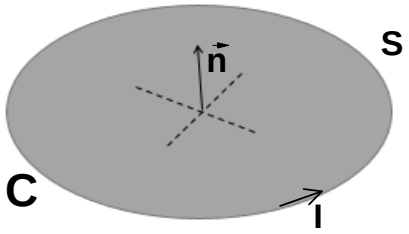


FIGURE 2.5 – Moment magnétique et aimantation.

$$\vec{m} = I\vec{S} \tag{2.6}$$

avec $\vec{S} = S\vec{n}$

avec $\vec{S}$ le vecteur de norme égale à la surface de la spire, normal à son plan et orienté d'après le sens du courant. Le moment magnétique permet de rendre compte mathématiquement de « l'intensité » et de la direction (grandeur vectorielle) d'une source magnétique. Si cette boucle de courant est plongée dans un champ extérieur uniforme (à son échelle) $\vec{B}_{ext}$, le couple résultant $\vec{\Gamma}$ auquel elle sera soumise s'exprime :

$$\vec{\Gamma} = \vec{m} \wedge \vec{B}_{ext} \tag{2.7}$$

L'aimantation $\vec{M}$ $(A.m^{-1})$ est une grandeur macroscopique traduisant la réaction d'un matériau dans un champ magnétique. Elle s'exprime comme une densité volumique de moments magnétiques, soit :

$$\vec{M} = \frac{d\vec{m}}{dv} \tag{2.8}$$

Où $d\vec{m}$ est la somme vectorielle des moments magnétiques atomiques compris dans l'élément de volume dv (m^3).

2.2.5 Susceptibilité magnétique

La susceptibilité magnétique χ d'un matériau est définie comme le rapport entre son aimantation $\vec{M}$ et une excitation magnétique $\vec{H}$ qui lui est appliquée. Elle exprime la faculté d'un matériau à s'aimanter sous l'action d'une excitation magnétique. Lorsqu'un matériau magnétique est plongé dans un champ d'excitation magnétique $\vec{H}$, l'induction magnétique $\vec{B}$ s'exprime :

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0(1+\chi)\vec{H} \tag{2.9}$$

Dans le cas de matériaux linéaires et isotropes, il est usuel d'utiliser la notation suivante :

$$B = \mu_0\mu_r H \tag{2.10}$$

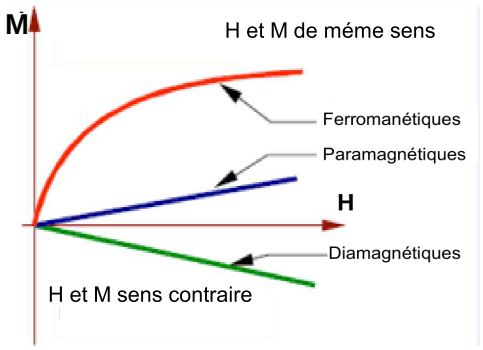


FIGURE 2.6 – Susceptibilité magnétique.

Où le terme $\mu_0\mu_r$ est la perméabilité magnétique du matériau, caractérisée par sa perméabilité relative μ_r par rapport à l'air de perméabilité proche de celle du vide μ_0. La grandeur μ_r sans dimension, reflète donc la capacité du matériau magnétique à capter, canaliser et amplifier le champ magnétique [26].

2.3 Les matériaux magnétiques

Les matériaux magnétiques sont actuellement utilisés dans divers domaines tels que les aimants permanents et l'enregistrement magnétique à haute densité. Ces matériaux sont caractérisés par leurs propriétés dites intrinsèques (dépendent de la composition chimique) et extrinsèques (fonction de la microstructure). Les propriétés magnétiques inuencées par les caractéristiques structurales à l'échelle atomique sont celles que l'on nomme propriétés intrinsèques : la température de Curie, l'aimantation à saturation et l'anisotropie magnéto cristalline, généralement ces propriétés sont liées fortement d'une part à l'environnement et à la distance des premiers proches voisins et d'autre part à l'interaction des électrons entre eux et à leur interaction avec les noyaux et elles sont

indépendantes de la quantité de la matière. Pour la grande majorité des applications [28], la température de Curie doit être supérieure à la température ambiante, ce qui implique que les matériaux concernés sont à base des éléments de transition Fe, Co, Ni. La recherche, par ailleurs, d'une forte aimantation tend à privilégier les matériaux à base de Fe ou de Co. Les propriétés magnétiques extrinsèques sont le champ coercitif et l'aimantation rémanente, déduite du cycle d'hystérésis [29]. Le cycle d'hystérésis représente la réponse d'un matériau à un champ appliqué. Il donne les caractéristiques magnétiques intéressantes d'un échantillon. En général d'un point de vue pratique on utilise le cycle d'hystérésis des matériaux magnétiques pour remonter à certaines grandeurs physiques telles que l'aimantation rémanente (MR) et le champ coercitif (HC). A partir de la forme du cycle d'hystérésis et de la valeur de la coercitivitè, on distingue trois grandes catégories de matériaux : matériaux doux, durs et semi-durs [30, 31].

2.3.1 Matériaux magnétiques durs

Les matériaux magnétiques durs sont ferromagnétiques ou ferrimagnétiques à température ambiante, ils nécessitent un très fort champ magnétique extérieur pour arriver jusqu'à saturation. Son aimantation peut être considérée comme rémanente et permanente. Ces matériaux ont un cycle d'hystérésis large, après l'élimination du champ extérieur, ces matériaux ont une faible perméabilité et sont difficiles à aimanter. L'application des propriétés de ces matériaux est la réalisation d'aimants permanents de très forte puissance. On cite par exemple des alliages AlNiCo et certains alliages à base de terres rares (alliage samarium-cobalt ou néodyme-fer-bore) [31].

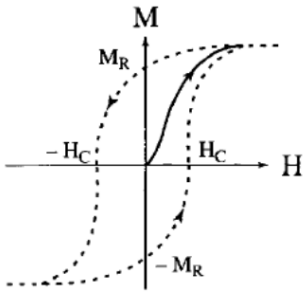


FIGURE 2.7 – Cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique dur.

H_C : Champ coercitif.
M_S : Aimantation à saturation.
M_R : Aimantation rémanente.

2.3.2 Matériaux magnétiques doux

Les matériaux magnétiques doux sont caractérisés par la capacité d'atteindre leur aimantation jusqu'à saturation facilement avec un champ magnétique extérieur relativement faible. Cette aimantation persiste lorsqu'on cesse d'appliquer ce champ. Il s'agit donc d'une aimantation rémanente forte. Cependant cette aimantation se dissipe facilement sous l'action d'un champ magnétique inverse au coercitif. Ces matériaux sont caractérisés par un cycle d'hystérésis étroit (2.8) et ont une

perméabilité très grande, ils peuvent être aimantés et désaimantés facilement. On cite par exemple le fer, certains aciers de fer et nickel, des ferrites (NiFe2O4) [29, 30].

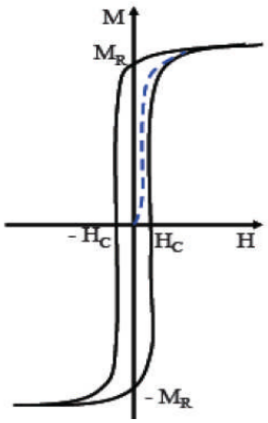


FIGURE 2.8 – Cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique doux.

Les matériaux magnétiques doux sont utilisés pour réaliser des électroaimants ou des circuits magnétiques fonctionnant en régime alternatif (machines électriques et transformateurs).

2.3.3 Matériaux magnétiques semi-durs

Les matériaux magnétiques semi-durs sont utilisés comme supports pour l'enregistrement magnétique à haute densité. Le principe consiste à utiliser les propriétés magnétiques d'empilements de matériaux pour y inscrire des informations au format numérique (succession de 0 et de 1) comme des variations de l'orientation locale de l'aimantation. Ces matériaux doivent être des composés stables jusqu'à des températures élevées présentant une anisotropie uniaxiale, responsable d'un champ d'anisotropie HA de l'ordre de $5T$ et une aimantation rémanente proche de 0,5 T. Le cycle d'hystérésis de ces matériaux doit être carré, le champ coercitif ne doit pas être trop élevé afin de faciliter l'inscription et la réinscription magnétiques [32]. On cite par exemple des alliages Sm-Fe-Ti et certains composites à base de terres rares (alliage Sm2Fe17/Cu et CoPt).

2.4 Classification des matériaux magnétique

L'essentiel du magnétique des atomes dans la matière provient de leurs couches électroniques incomplètes : moment orbital dû au mouvement sur les orbitales des électrons autour du noyau, moment de spin d'origine purement quantique. Ces deux moments, couplés par une interaction d'origine relativiste, le couplage spin-orbite, forment le moment magnétique. Un champ magnétique a tendance à aligner les moments magnétiques selon sa direction [32].

Des paramètres clés qui permettent de distinguer les matériaux sont la perméabilité magnétique relative μ_r et la susceptibilité χ, liés par la relation (2.11) :

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} = (1 + \chi) \tag{2.11}$$

Les matériaux magnétiques sont classés en cinq familles :

- Diamagnétiques : $\chi < 0$.
- Paramagnétiques : $\chi > 0$.
- Ferromagnétiques : existence d'une aimantation spontanée ou rémanente très grande et χ très grand et varie avec H.
- Antiferromagnétiques : la susceptibilité est faiblement positive, car les moments s'équilibrent dans un arrangement antiparallèle en deux sous-réseaux d'aimantations égales et opposées.
- Ferrimagnétiques : le matériau possède deux sous-réseaux qui n'ont pas la même aimantation.

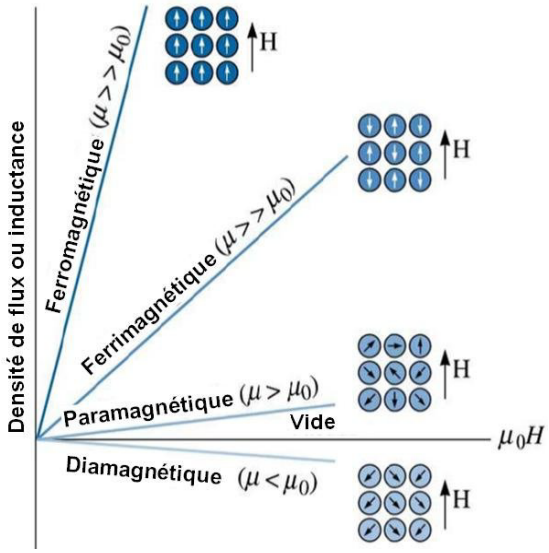


FIGURE 2.9 – Classification des matériaux magnétique.

Nous allons maintenant détailler les propriétés de chacun de ces groupes.

2.4.1 Diamagnétique

Le diamagnétisme caractérise en général des substances qui ne comportent que des atomes non magnétiques. Il se définit comme étant une réaction de la matière à l'application d'un champ magnétique extérieur.

Les matériaux diamagnétiques présentent des valeurs très faibles et négatives de susceptibilité $\chi = -10^{-5}$, et, en conséquence, des valeurs de perméabilité relative $\mu_r < 1$. Pour une valeur de $\chi = -1$, le matériau appelé diamagnétique parfait, le champ induit compense exactement le champ externe grâce à l'absence de résistance dans le matériau. Ces matériaux constituent les supraconducteurs (voir figure 2.10).

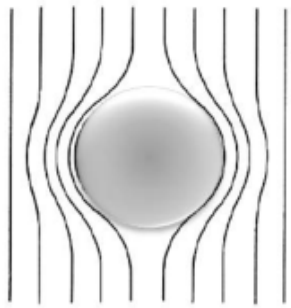


FIGURE 2.10 – Expulsion des lignes du champ magnétique de l'intérieur d'un matériau supraconducteur.

Les matériaux diamagnétiques sont linéaires, c'est-à-dire la courbe caractéristique $M(H)$ est linéaire.

Matériau	χ_m
B_i	$-16,6\times10^{-5}$
C	$-2,1\times10^{-5}$
eau	$-1,2\times10^{-5}$
vide	0

TABLE 2.1 – Susceptibilité magnétique de quelques matériaux.

2.4.2 Paramagnétique

Les matériaux paramagnétiques, par exemple l'aluminium (Al), le chrome (Cr) et le sodium (Na), sont caractérisés par des particules avec un moment magnétique spontané , si les interactions entre les moments magnétiques sont faibles, comparées à l'agitation thermique, les interactions deviennent négligeables. En absence d'un champ magnétique, les moments peuvent s'orienter dans n'importe quelle direction. Sous l'effet d'un champ magnétique extérieur, les moments magnétiques tendent à s'orienter suivant ce champ. L'aimantation est proportionnelle à l'excitation H appliqué :

$$M = \chi H \tag{2.12}$$

ou χ est la susceptibilité magnétique.

La susceptibilité magnétique χ a une variation hyperbolique avec la température, est faible, positive et comprise entre 10^{-5} et 10^{-3} , ce qui donne une perméabilité relative μ_r>1.

Les matériaux paramagnétiques sont non-linéaires, c'est-à-dire la courbe caractéristique $M(H)$ n'est pas linéaire.

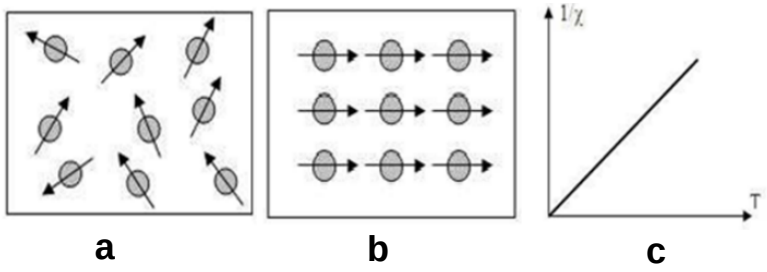


FIGURE 2.11 – Illustration schématique du comportement d'un matériau paramagnétique : (a) en absance d'un champ magnétique, (b) : en présence d'un champ magnétique. (c) : évolution de $1/\chi$ en fonction de la température.

2.4.3 Ferromagnétique

Cinq métaux de transition (le chrome (Cr), le manganèse (Mn), le fer (Fe), le cobalt (Co) et le nickel (Ni)), la plupart des lanthanides (métaux de transition communément appelés terres rares), plusieurs alliages et les ferrites sont ferromagnétiques.

Le ferromagnétique est la propriété qu'ont certains corps de s'aimanter très fortement sous l'effet d'un champ magnétique extérieur, et pour certain (matériaux magnétiques durs) de garder une aimantation importante même après la disparition du champ extérieur. Le ferromagnétisme provient des interactions d'échange positives des spin, qui provoquent un arrangement parallèle des moments (figure 2.12).

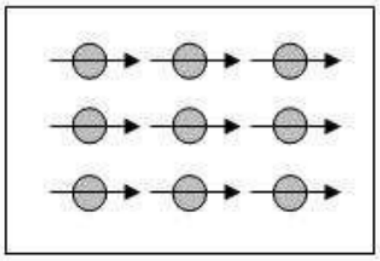


FIGURE 2.12 – Réseau de spin d'un matériau ferromagnétique.

Ce champ d'échange est appelé aussi champ moléculaire. Il peut être considéré comme l'équivalent d'une induction magnétique (B_e).

$$B_e = \lambda M_v \tag{2.13}$$

λ : Est une constante indépendante de la température.

M_v : Le moment magnétique par unité de volume.

Les propriétés des corps ferromagnétiques dépendent beaucoup de la température. Généralement, l'aimantation à saturation prend à T =0 K une valeur maximale, correspondante au parallélisme des moments élémentaires, décroit régulièrement à mesure que la température s'élève et s'annule à une certaine température appelée la température de Curie,l'agitation thermique induite un

comportement paramagnétique. En dessous de cette température, les interactions dominent l'agitation thermique, une aimantation spontanée (MS) apparaît sans champ appliqué. Afin de minimiser l'énergie interne du matériau, il y a formation de domaines de Weiss dans lesquels les moments magnétiques des atomes sont dirigés dans la même direction. Ces domaines sont séparés par des parois, appelées parois de Bloch.

La susceptibilité magnétique χ et la perméabilité magnétique μ_r ont des valeurs très élevées, qui peuvent aller de 10^1 à 10^6.

2.4.4 Antiferromagnétique

Dans un corps antiferromagnétique, l'état de plus basse énergie correspond à un alignement antiparallèle des moments magnétiques. Il en résulte un regroupement des moments en deux sous réseau d'aimantation égale et opposée de sorte qu'en absence de champ l'aimantation totale est nulle [33].

La variation thermique de la susceptibilité magnétique présente un maximum correspondant à une certaine température, analogue à la température de Curie pour les ferromagnétiques, appelée la température de Néel. Au-dessus de cette température, un matériau antiferromagnétique devient paramagnétique [34].

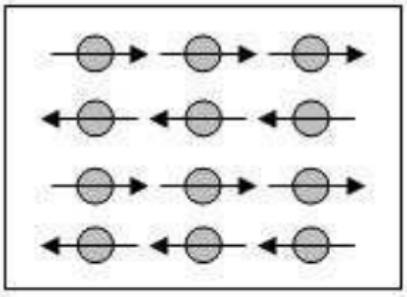


FIGURE 2.13 – Réseau de spin d'un matériau antiferromagnétique.

2.4.5 Ferrimagnétique

Les matériaux ferrimagnétiques sont également composés de deux sous-réseaux, mais à la différence des ferromagnétiques, le moment total de chaque sous-réseau est différent. Au-dessus d'une température critique (température de Curie), l'ordre magnétique est perdu et le matériau se comporte comme un paramagnétique. Les ferrites comme la magnétite (Fe_3O_4), les grenats magnétiquent comme le YIG (grenat d'Ytirium et de Fer) et les héxaferrites comme le $BaFe_{12}O_{19}$ sont des exemples de matériaux ferrimagnétiques [35] voir tablau (2.2).

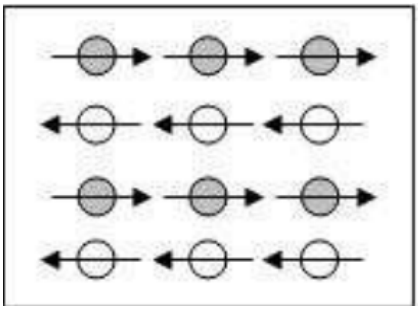


FIGURE 2.14 – Réseau de spin d'un matériau ferrimagnétique.

Matériaux	Structure	Tc (K)	Ms (KA/m)	μ_0 Ms (mT)	K1(KJ/m^3)
Fer	cc	1043	1720	2160	48
$Fe-80\%Ni$	cfc	595	828	1040	-2
Fe_3o_4	spinelle	858	477	600	-13
$CoFe_2o_4$	spinelle	793	398	500	180
$NiFe_2o_4$	spinelle	858	271	340	-6.9
$Y3Fe_5o_{12}$	grenat	553	139	170	-2.5
$BaFe_{12}o_{19}$	hexa	723	382	480	250

TABLE 2.2 – Propriétés de quelques matériaux fortement magnétiques (à 300 K).

2.5 Propriétés ferromagnétiques

2.5.1 Champ moléculaire, domaines et parois

Une première tentative d'une analyse quantitative des corps ferromagnétiques a été avancée par P. Weiss en 1907, et est appelée théorie du champ moyen ou du champ moléculaire. Weiss expliqua ce phénomène en supposant que les échantillons réels sont composés d'un grand nombre de petites régions appelées domaines. L'interface ou la région entre deux domaines adjacents est appelée paroi de domaine à l'intérieur de laquelle l'aimantation locale est saturée. La direction de l'aimantation n'est pas nécessairement la même dans des domaines différents de telle sorte que le moment magnétique résultant est nul. Ce postulat de Weiss est démontré en 1931 par F. Bitter, Hamos et Thiessen. Indépendamment l'un de l'autre, ils découvrent une technique qui permet d'observer réellement ces domaines. Cette observation a permis aussi de développer l'étude théorique des domaines par Landau, Lifshitz et Néel. Weiss expliqua aussi l'existence de l'aimantation spontanée dans les corps ferromagnétiques par l'existence d'un champ moléculaire qui rend tous les moments magnétiques parallèles. L'ordre de cet énorme champ pour le Fe, le Co et le Ni est respectivement 1500, 2100 et 940 Tesla. Deux types de parois existants, paroi de Néel et paroi de Bloch. Pour les couches très minces où l'épaisseur de la couche est très petite devant l'épaisseur de la paroi, les parois de Néel sont plus favorisées. Ce type de paroi est caractérisé par des pôles de spin apparaissant dans le corps ferromagnétique. Tandis que dans le cas contraire, c'est-à-dire pour des couches épaisses, les parois de Bloch sont préférées. Ici les pôles apparaissent dans la surface de la couche [36–38].

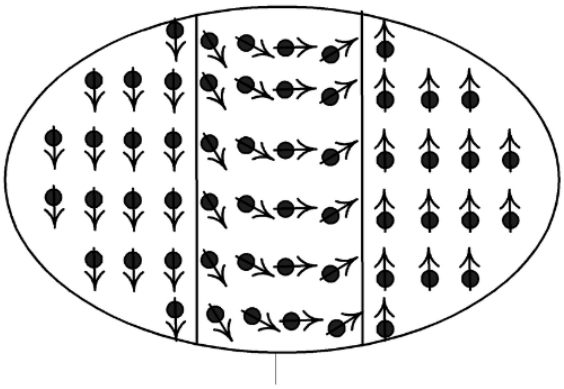


FIGURE 2.15 – Paroi de Bloch entre deux domaines magnétique.

2.5.2 Cycle d'hysteresis

La caractéristique $M(H)$ n'est pas linéaire et dépend des états antérieurs du matériau. Les matériaux ferromagnétiques présentent une hystérésis magnétique, c'est-à-dire la correspondance $B(H)$ n'est pas biunivoque. Dans le paragraphe suivant, nous allons décrire le cycle d'hystérésis.

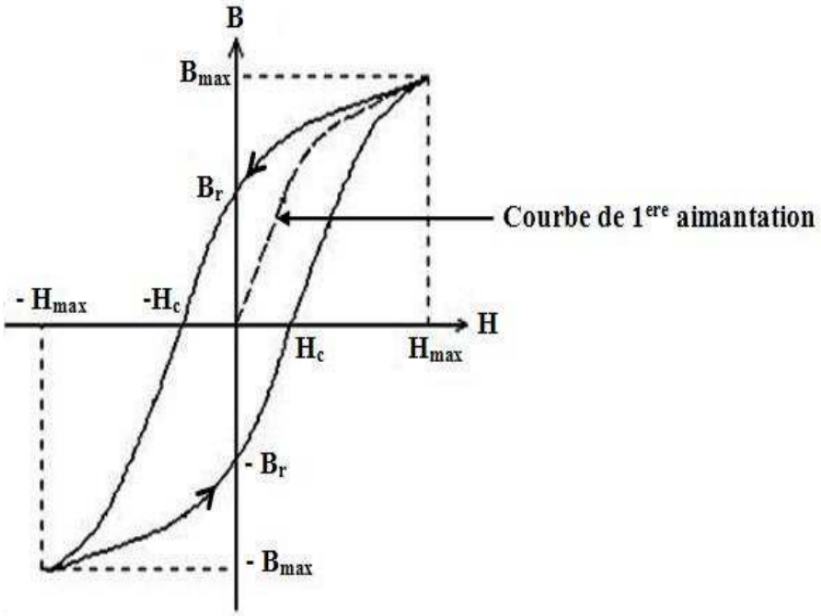


FIGURE 2.16 – Cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique.

Le comportement hystérétique le cycle d'hystérésis est mis en évidence lorsqu'un corps ferromagnétique est aimanté par l'application d'un champ magnétique extérieur alternativement croissant et décroissant. L'aimantation dépend de plusieurs facteurs : l'état magnétique initial du corps, la

forme, l'amplitude du champ extérieur, son orientation, etc. Lorsque l'on magnétise un corps pour la première fois, par exemple sous l'action d'un champ créé par un solénoïde parcouru par un courant d'intensité I, son aimantation suit une courbe dite de première aimantation, jusqu'à sa valeur de saturation, comme montrée dans la figure (2.17). Après avoir aimanté un matériau jusqu'à sa saturation, si le champ d'excitation H décroit, B décroit également, mais en suivant une courbe située au-dessus de la courbe de première aimantation. Lorsque H est ramené à 0, un champ magnétique B_r, appelé champ rémanent, subsiste. Pour annuler ce champ, il faut inverser le courant dans le solénoïde, c'est-à-dire imposer une valeur négative de H. Le champ magnétique s'annule en correspondance d'une valeur de l'excitation appelée champ coercitif H_c .

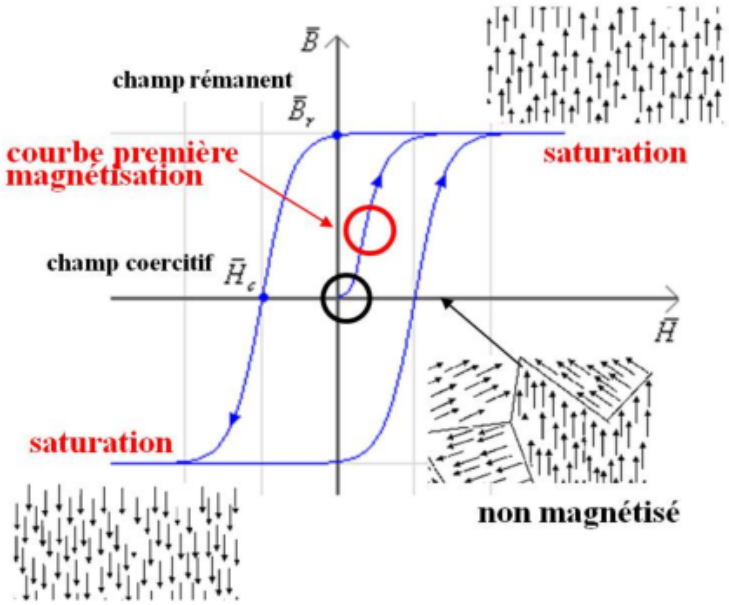


FIGURE 2.17 – Cycle d'hystérésis typique d'un matériau ferromagnétique.

2.6 Les différentes formes quantiques du magnétisme

2.6.1 Généralités

Le ferromagnétique est expliqué par la mécanique quantique. Il a été montré que dans les corps ferromagnétiques, l'origine du champ qui assure l'alignement des moments magnétiques est l'interaction entre les spin des électrons. Cette interaction est appelée interaction d'échange, et est découverte par Heisenberg en 1929.

L'Hamiltonien d'échange est donné par la formule :

$$H = -2J_e S_1 S_2 \tag{2.14}$$

Avec J_e l'interaction d'échange entre deux atomes 1 et 2 de spin total S_1 et S_2, respectivement. Pour le Cobalt, J_e est positif. Effectivement, dans tous les corps ferromagnétiques, les spin sont parallèles. Dans le Chrome J_e est négatif, ainsi que pour tous les corps dits antiferromagnétiques et qui

sont caractérisés par des spin antiparallèles. Il a été trouvé aussi que J_e est positif pour les corps qui possèdent de grandes distances interatomiques par rapport au rayon atomique (Co, Fe, Ni, Gd,...), et négatif dans le cas contraire (Cr, Mn,...) il existe d'autres configurations moins importantes illustrées dans la figure (2.18).

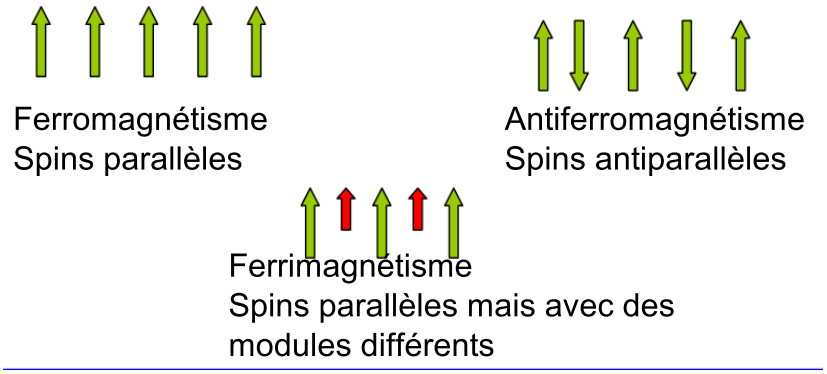


FIGURE 2.18 – Différentes configurations des spins dans les matériaux magnétiques.

2.6.2 Interactions d'échange direct

Lorsque l'interaction se fait entre les électrons des atomes magnétiques voisins, l'interaction est appelée interaction d'échange direct. Souvent cette interaction est extrêmement faible et ne peut pas être un mécanisme important pour contrôler les propriétés magnétiques, car il ya un chevauchement insuffisant entre les orbitales magnétiques voisines. Dans les solides l'interaction d'échange est généralement liée à l'existence d'interactions indirectes entre électrons situes sur des atomes voisins [39].

2.6.3 Double échange

Dans certains oxydes, 1'ion de transition peut présenter deux états de valence selon le dopage : c'est le cas par exemple des alliages La1-xCaxMnO3 ou La1-x SrxMnO3, dans lesquels une fraction $1-x$ d'ions Mn est dans 1'état Mn3+ avec un spin total $S = 2$, les autres ions Mn étant dans la configuration Mn4+ ($S = \frac{3}{2}$). Une interaction ferromagnétique entre les ions Mn3+ et Mn4+, appelée double échange, se produit comme la montre la figure (2.19).

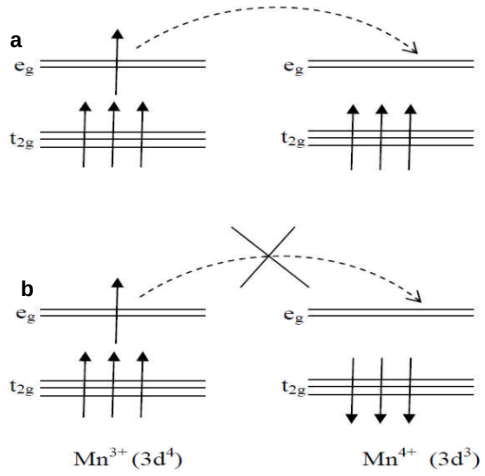


FIGURE 2.19 – Double échange entre le Mn^{3+} et le Mn^{4+}.

En raison de la règle de Hund, 1'électron supplémentaire de 1'ion Mn^{3+} ne peut se déplacer sur un site voisin Mn^{4+} que si les spin sont parallèles (configuration a). Dans la configuration b, 1'électron supplémentaire reste localisé sur Mn^{3+}. La configuration ferromagnétique (a) est alors stabilisée par le gain d'énergie cinétique de 1'électron supplémentaire [39].

2.6.4 L'interaction RKKY

L'interaction RKKY (Ruderman, Kittel, Kasuya and Yosida) est une interaction d'échange indirecte très forte entre les moments localisés portés par les orbitaux 4f des terres rares, réalisée par l'intermédiaire des électrons de conduction. Dans ce modèle, le signe du couplage J dépend de la distance entre deux ions magnétiques, alternativement ferromagnétique et antiferromagnétique. Ce modèle a ensuite été appliqué pour expliquer le couplage ferromagnétique/ antiferromagnétique entre deux couches minces d'un métal ferromagnétique séparées par une couche mince d'un métal non magnétique donnant lieu à un couplage ferromagnétique ou antiferromagnétique entre les deux couches selon l'épaisseur de la couche non magnétique [40].

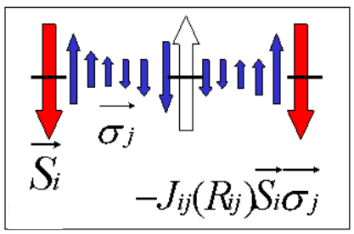


FIGURE 2.20 – L'interaction RKKY.

D'après le mécanisme RKKY on peut exprimer le coefficient d'échange, RKKY J , entre deux ions

i et j selon :

$$J_{RKKY}(R_{ij}) = \frac{2mK_F^4}{\pi h^2} J_{ex}^2 F(2K_F R_{IJ}) \tag{2.15}$$

K_F : Le vecteur d'onde au niveau de Fermi.
R_{ij} : Distance entre les deux ions.
h : Constante de Planck.
J_{ex} : L'intégrale d'échange de l'interaction entre les porteurs de spin et les moments localisés.
avec :

$$F(x) = \frac{x\cos(x) - \sin(x)}{x^4} \tag{2.16}$$

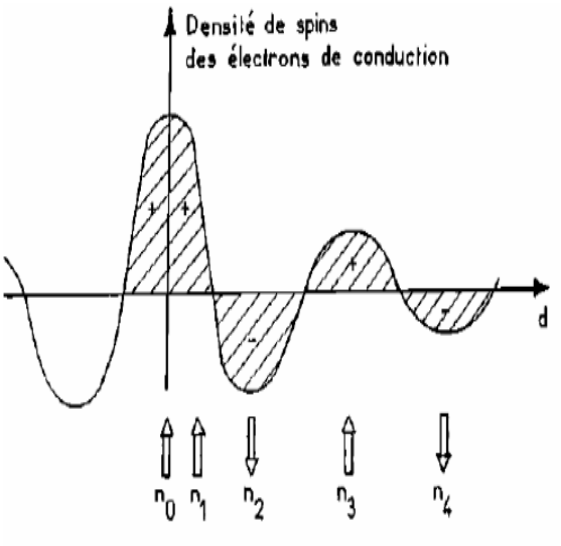


FIGURE 2.21 – Représentation schématique de l'interaction d'échange indirect RKKY isotrope. (+) et (-) représentent la polarisation des électrons de conduction en fonction de l'éloignement d de l'ion magnétique situé en site n0. ↑et ↓ représentent l'orientation des moments magnétiques.

2.6.5 L'interaction spin-orbite

Un électron se déplaçant à une vitesse v perçoit dans son propre référentiel tout champ électrique E perpendiculaire à son déplacement comme un champ magnétique. Celui-ci est décrit par la transformation de Lorentz [41] :

$$\vec{B} = \frac{1}{C^2} \frac{\vec{E} \times \vec{V}}{\sqrt{1 - \frac{|\vec{V}|}{C^2}}} \tag{2.17}$$

Comme la vitesse d'un électron est bien plus faible que la vitesse de la lumière, la formule précédente se simplifie en :

$$\vec{B} = \frac{\vec{E} \times \vec{V}}{C^2} \tag{2.18}$$

La conséquence la plus connue de l'interaction spin-orbite est le décalage des niveaux d'énergie électroniques des atomes isolés. Les niveaux d'énergie électroniques sont modifiés par l'interaction entre les moments magnétiques des électrons et le champ électrique nucléaire dans lequel ils se déplacent. Ceci est observable expérimentalement par la séparation des raies spectrales de l'atome étudié.

2.7 Capteur de champ magnétique

Le capteur de champ magnétique est un appareil détecteur du champ magnétique environnant, il permet de convertir les mesures en un signal électrique utile. La plupart des capteurs magnétiques utilisent des variables environnementales (température, pression, luminosité) pour donner une estimation et des variations du champ magnétique.

2.8 Caractéristiques des capteurs de champ magnétiques

Les caractéristiques qui définissent les performances des capteurs de champ magnétique sont :

- La sensibilité : elle traduit les variations du signal de sortie par rapport aux variations du signal d'entrée.
- La bande passante : elle définit la gamme de fréquences dans laquelle le magnétomètre est utilisable.
- La dynamique : c'est le rapport entre la plus grande et la plus petite valeur de la gamme de mesure du magnétomètre.
- La résolution spatiale : distance limite de distinction de deux sources magnétiques séparées.
- La détectabilité : c'est la plus petite mesure qui peut être mesurée par un capteur
- La dérive en température : la température est un paramètre d'environnement qui influe sauvant sur la caractéristique de capteur, les paramètres susceptibles d'être modifie sont :
  - La sensibilité /gain
  - Le zéro ou offset
- La consommation : c'est la quantité d'énergie qui peut être consommée par le capteur
- le prix : c'est le cout d'un capteur tel que ce dernier joue un rôle très important dans le choix de l'industrie [**?**].

2.9 Différents capteurs de champ magnétique

2.9.1 Les capteurs à effet Hall

La plupart des capteurs magnétiques qui sont produits utilisent l'effet Hall. Ils peuvent être appliqués à la mesure de courant. Les capteurs de Hall sont réalisés à partir de matériaux semi-conducteurs. Ils nécessitent d'être alimentés par un courant I. Lorsqu'un champ magnétique(induit par le courant à mesurer i_{mes}) est appliqué au capteur, les porteurs de charges du semi-conducteur subissent la

force de Lorentz et sont déviés au cours d'un régime transitoire, mais l'apparition de charges surfaciques au sommet et à la base de l'échantillon semi-conducteur vient créer un champ électrique et engendrer une force s'opposant exactement à celle de Lorentz. Une différence de potentiel, appelée tension de Hall, apparait ainsi entre les faces de l'échantillon. C'est cette tension qui se trouve être proportionnelle à I (fixé par l'utilisateur) et au champ magnétique, et qui dépend donc de i_{mes}, qui constitue le signal de sortie du capteur.

Il existe plusieurs types de cellules effet HALL intégrant de l'électronique pour une sortie TOUT ou RIEN avec principalement :

-Cellules unipolaires : sensibles à un seul sens de champ magnétique

- Cellules bipolaires : activer « ON » sur un champ magnétique positif et « OFF » sur un champ magnétique négatif.

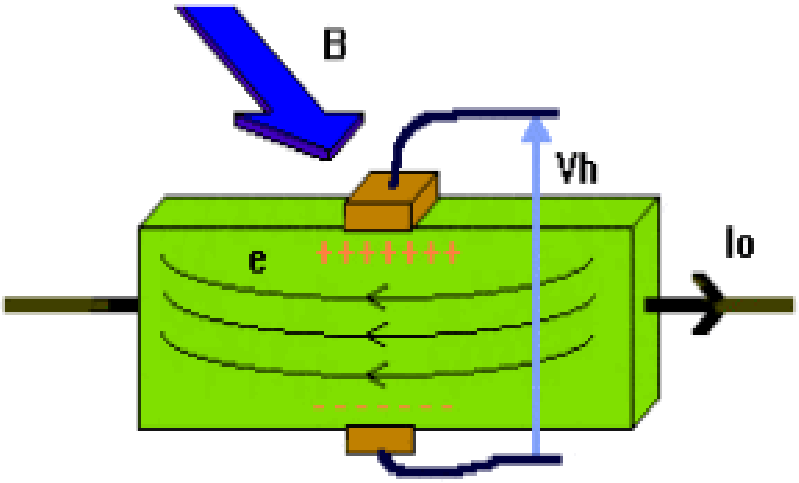


FIGURE 2.22 – Capteur à effet Hall.

Applications des capteurs à effet hall Il existe plusieurs applications des capteurs à effet hall : la caractérisation du type d'un semi-conducteur

- La mesure de la concentration des porteurs dans un semi-conducteur.
- La mesure de la température.
- La mesure de courant fort sans contact.
- La mesure des inductions magnétiques : teslamètre, gaussmètre, magnétomètre.

2.9.2 Capteurs magnéto résistifs

Les magnétorésistances sont des capteurs de champ magnétique à base des matériaux ferromagnétique, existent surtout en couches mince, ils présentent une forte sensibilité et une faible consommation d'énergie pour les faibles valeurs d'induction ainsi sont très sensibles mais pas très linéaires.

Il en existe différentes sortes magnétorésistances, les principaux sont : les AMR (Anisotropic Magneto Resistance), les GMR (Giant Magneto Resistance), et les TMR (Tunnel Magneto Resistance). Les empilements GMR et TMR peuvent être utilisés dans des structures appelées « transistors à effet vanne de spin ». Tous exploitent une variation de résistance d'un ou plusieurs éléments sensibles sous l'effet d'un champ magnétique externe.

2.9.3 Les magnétomètres

Le magnétomètre est un appareil de mesure de champ magnétique extrêmement précis, peut être utilisé pour mesurer des champs magnétiques directs ou basse fréquence La plage est de 10^{-10} à 10^{-4} Tesla.

Il existe de nombreux types de magnétomètres (flux gâte, SQUIDS, les micros magnétomètres, Magnétomètres inductifs), et les suivants sont mentionnés SQUIDS.

SQUID

La magnétométrie à SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) a été inventée en 1964 par Robert Jaklevic, John J, Lambe, James Mercereau et ArnodSilver des laboratoires de recherche [42].

La magnétométrie à SQUID est une technique extrêmement sensible de mesure d'aimantation. Elle utilise un anneau supraconducteur interrompu par une jonction Josephson pour convertir en tension le flux créé par le mouvement d'un échantillon magnétique le long de l'axe de bobines de détection supraconductrices. Après moyennage sur plusieurs excursions, le signal est ajusté à l'expression de l'induction d'un dipôle magnétique idéal et ponctuel se déplaçant entre ces spires le long de leur axe [43].

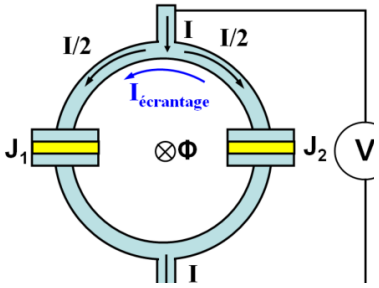


FIGURE 2.23 – Schéma de fonctionnement d'un SQUID.

2.10 Comparaison entre les capteurs de champ magnétique

Il existe de nombreuses manières de mesure le champ magnétique grâces aux différents capteurs magnétique, le tableau suivant résume l'utilisation de ces capteurs.

	Capteur a effet hall	AMR	GMR	SQUIDS
Etendue de mesure	$10^3 mT$	$1mT$	$10Mt$	-
Dérive en température	100-1000 ppm/C	3000 ppm/C	3000 ppm/C	-
Bruite en champ($nT/\sqrt{Hz}$)	$(1-10)*10^4$	1-10	1-10	-
Sensibilité au champ magnétique	faible	forte	forte	-
Précision	faible	Moyenne	Moyenne	Bonne
Consommation	$100\mu W$- $100mW$	20-70mW	1-5 mW	-
Bande passante	DC 1GHz	DC 1GHz	DC 1GHz	-

TABLE 2.3 – Comparaison entre les capteurs de champ magnétique.

2.11 Effet Hall

On considère un barreau semi conducteur de type N non dégénéré et de dopage uniforme, le barreau a la forme d'une plaque infiniment longue figure. Un courant J circule sous l'effet d'un champ électrique extérieur E_e appliqué à la plaque [44].

L'expression de la fore de Lorentz qui s'applique sur les porteurs, ici les électrons est donnée par :

$$F_L = -qE_e - q[V \times B] \tag{2.19}$$

Où :
q : Est la charge de l'électron.
v : La vitesse moyenne des électrons.
B : Un champ magnétique appliqué.
Lorsque les porteurs sont soumis à la seule force électrique, on a :

$$v = -\mu_n E_e \tag{2.20}$$

Avec μ_n : La mobilité des électrons.

La densité de courant est alors donnée par :

$$J = -nqv = qn\mu_n E_e \tag{2.21}$$

Lorsque la plaque est plongée dans un champ magnétique B orienté perpendiculairement à J, la composante magnétique de la force de Lorentz provoque une accumulation d'électrons sur la face supérieure de la plaque créant un déficit d'électrons sur la face inférieure. Ainsi, un champ électrique E_H apparaît entre les faces supérieure et inférieure. Ce champ électrique compense la composante magnétique de la force de Lorentz et on a [44] :

$$-q[V \times B] = -qE_H = 0 \tag{2.22}$$

En conséquence, la trajectoire des porteurs n'est pas déviée et le courant reste orienté selon l'axe x. Le champ E_H est appelé champ électrique de Hall, et vaut :

$$E_e = -[V \times B] \tag{2.23}$$

D'aprés 2.20. E_H se réécrit :

$$E_H = \mu_n [E_e \times B] \tag{2.24}$$

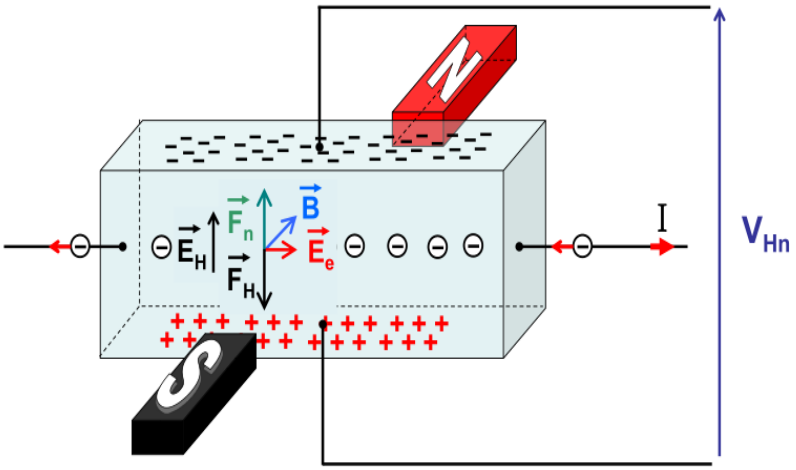


FIGURE 2.24 – Principe de l'effet Hall.

Tension de Hall V_H Considérons M et N deux points situés sur les faces supérieures et inférieures du barreau illustré dans la figure. Ces deux points ont le même potentiel lorsque $B = 0$. En présence d'un champ magnétique B, une tension s'établit entre ces deux points. C'est la tension de Hall, qui est l'intégrale du champ E_H prise entre les points M et N :

$$V_H = \int_M^N E_H dz \tag{2.25}$$

ainsi,

$$V_H = \mu_n E_e w = \frac{1}{qn} JBw = \frac{1}{qnt} IB \tag{2.26}$$

Où

w et t : Représentent respectivement la largeur et l'épaisseur de la plaque.

C'est en plaçant deux contacts ohmiques aux points M et N que nous réalisons un capteur à effet Hall sensible au champ magnétique B orienté selon l'axe y, c'est-à-dire perpendiculaire aux lignes de courant polarisant le capteur. La sensibilité d'un tel capteur vaut alors :

$$S = \frac{V_H}{B} = \frac{r_n I}{nqt} \tag{2.27}$$

Où r_n est le facteur de diffusion donné par $r_n = \dfrac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2}$ avec τ le temps de libre parcours moyenne entre deux collisions.

Pour réaliser un capteur performant, il faut donc de préférence une plaque avec un dopage n faible et une épaisseur t très fine [44].

Effet Hall dans les matériaux magnétiques Les mesures de l'effet Hall dans les films et les matériaux massifs magnétiques, ne suivent pas la loi de l'effet Hall classique, en raison principalement de la présence d'une aimantation spontanée qui modifie le transport. Les mesures de résistivité de Hall dans ces composés ont permis de mettre en évidence deux contributions distinctes. La première contribution décrit l'effet Hall classique tandis que le deuxième terme dépend explicitement de la nature magnétique du composé. La loi empirique obtenue dans les matériaux ferromagnétiques a la forme suivante :

$$p_{xy} = R_0 B + R_S M \tag{2.28}$$

où

R_0 Est la constante de l'effet Hall classique défini précédemment.

R_s La constante de Hall anormale.

La constante R_s, dans les matériaux usuels tels que le fer, suit une loi empirique du forme :

$$R_s = a p_{xx} + b p_{xx}^2 \tag{2.29}$$

Ou a et b sont de constantes caractéristiques du matériau.

Cette loi a été vérifiée expérimentalement sur un certain nombre de composés, mais n'est pas toujours applicables aux composés dont la structure magnétique est non triviale par exemple les manganites, les verres de spin où les composés ferromagnétiques frustrés tels que les composés pyrochlore ($Nd_2Mo_2O_7$) [45].

Effet de champ magnétique En présence d'un champ magnétique, les électrons sont soumis à la force de Lorentz $\vec{F} = -e\vec{\varepsilon} \wedge \vec{B}$ elle modifie σ qui devient une quantité tensorielle. En résolvant les équations de mouvement pour les vitesses, on trouve

$$\vec{\vec{\sigma}} = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c \tau_e)} \begin{pmatrix} 1 & -\omega_c \tau_e \\ \omega_c \tau_e & 1 \end{pmatrix} \tag{2.30}$$

Ou σ_0, est la conductivité de Drude pour $\vec{B} = \vec{0}$,et $\omega_c = \dfrac{eB}{\mu}$,est la pulsation cyclotron.

La résistivité s'écrit $\vec{\vec{\rho}} = \vec{\vec{\sigma}}^{-1}$ d'où :

$$\vec{\vec{\rho}} = \frac{1}{\sigma_0} \begin{pmatrix} 1 & -\omega_c \tau_e \\ \omega_c \tau_e & 1 \end{pmatrix} \tag{2.31}$$

2.11.1 Effet Hall anormal

Les premières mesures d'effet Hall extraordinaire (EHE) datent de la fin du 19e siècle (Kundt 1893). Elles ont montré que l'effet Hall dans les ferromagnétiques dépendait principalement de l'aimantation. Au début du 20e siècle, il a été établi que la tension de Hall mesurée est proportionnelle à l'aimantation pour des champs allant jusqu'au champ de saturation.

L'EHE est un phénomène totalement différent de l'effet Hall ordinaire, ayant la propriété remarquable d'augmenter avec la température. Une formule empirique a été établie pour expliquer les mesures d'effet Hall dans les ferromagnétiques :

$$p_h = R_0 H + R_1 M \tag{2.32}$$

p_h Est la résistivité de Hall.
H Est le champ magnétique appliqué dans la direction Z.
M Est l'aimantation dans la direction Z.
Z Étant la direction perpendiculaire au plan de la couche.
R_0et R_1 Sont respectivement les constantes de Hall ordinaire et extraordinaire [46].

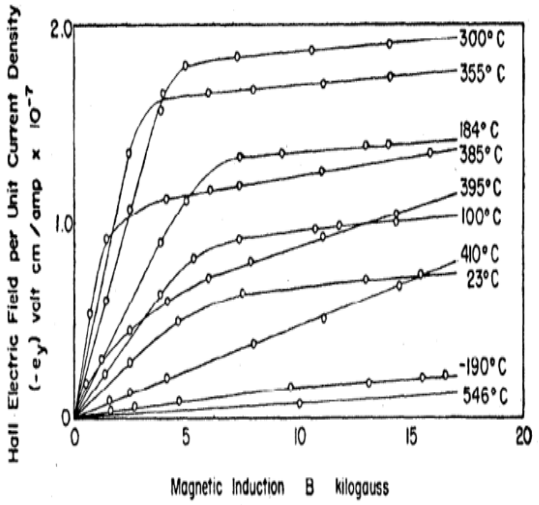


FIGURE 2.25 – (D'après Smith 1929) la dépendance de la tension de Hall en fonction du champ magnétique, à différentes températures, pour le Ni. Remarquons que l'amplitude augmente avec la température puis diminue au delà de la température de Curie ($358°C$ pour le Ni).

2.11.2 Effet Hall Ordinaire

L'effet hall ordinaire (EHO) est une manifestation classique de la force de Lorentz s'exerçant sur des électrons. En présence d'un champ magnétique, un courant d'électrons sera dévié perpendiculairement à sa direction et à la direction du champ, faisant apparaître une tension dite tension de hall transverse à la direction du courant et au champ B. Dans les matériaux magnétiques [47].

2.11.3 Effet Hall Planaire

Le capteur de Hall planaire (EHP) est basé sur l'effet Hall planaire de matériaux ferromagnétiques. La ressemblance avec l'effet Hall ordinaire est uniquement géométrique donc le nom est quelque peu trompeur. L'origine de l'effet Hall planaire est la diffusion anisotrope d'électrons transportés par le courant en raison du moment magnétique des atomes dans le réseau. D'autre part, l'effet Hall ordinaire est provoqué par l'interaction de la force de Lorentz entre les particules chargées se déplaçant dans un champ magnétique. L'effet Hall planaire donne naissance à un champ électrique induit dans le plan du capteur lorsque le matériau anisotrope est aimanté dans le même

plan. D'où le nom planaire plutôt que le champ électrique perpendiculairement induit aux bornes d'un élément à effet Hall normale [1].

Un dessin de la géométrie plane de capteur à effet Hall est présenté dans la figure (2.26). H est au long de x

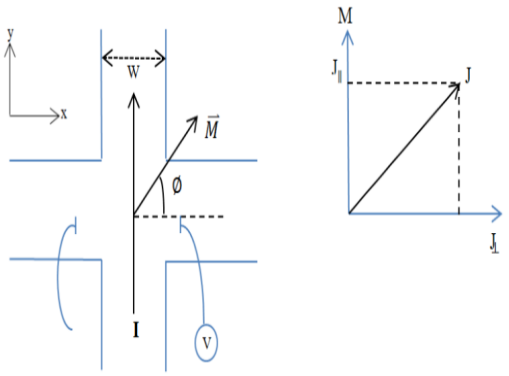


FIGURE 2.26 – Géométrie du capteur Hall planaire.

Le vecteur de magnétisation M, fait un angle ϕ avec l'axe des x. M se situe dans le plan xy, le courant I, est au long de y, et la tension V, est mesurée le long de x. Le capteur a une largeur w et une épaisseur t. J présente deux composantes, une parallèle et une perpendiculaire par rapport à M [48].

CHAPITRE 3

Résultats et discutions

Les capteurs à effets magnétorésistifs ont montré leur efficacité et leur fiabilité dans la détection magnétique dans des différents domaines comme : l'aérospatiale te la biodétection. Il existe plusieurs types de capteurs (capteur AMR, GMR, TMR, PHR). Dans notre étude, nous avons choisi un capteur à effet hall planaire (PHR).

Il a été montré que l'utilisation de l'effet Hall planaire, permet de réduire largement la déviation en température. Un capteur PHE, comparé aux autres capteurs, présente l'avantage d'un fort ratio signal/bruit et une réponse linéaire à faible champ. Cependant, sa sensibilité n'est pas aussi élevée que celle des autres capteurs. Durant ces dernières années des capteurs PHR en structures de multicouches métalliques ont été élaborés dans le but d'améliorer leur sensibilité. Récemment des capteurs PHE en configuration de pont de Wheastone exhibant une forte sensibilité ont été introduits [49].

Pour faire un bon capteur de champ magnétique, il faut partir d'un bon matériau à réluctance présentant une grande résistance aux flux magnétique.

Les matériaux sujet de notre étude sont des multicouches métalliques élaborées au laboratoire n-BEST à l'université Chungnam en Corée du sud, dans une collaboration avec le laboratoire Charles Coulomb (montpellier2, France). Une structure en trois-couches métalliques, qui a un couplage d'échange faible et un courant actif élevé, a été optimisée accentuation pour un capteur PHE à effet Hall planaire pour une meilleure sensibilité au champ magnétique.

Les matériaux utilisés ont été étudiés dans le but de développement de capteurs magnétiques à haute sensibilité. Les matériaux sont élaborés sur le principe de l'exploitation de l'effet Hall. Trois structures différentes sont fabriquées, Ils sont classés en trois catégories :

1. structure de couche mince bi-couche : Ta(3)/ NiFe(10)/IrMn(10)/Ta(3) (nm),
2. structure de couche mince à vanne de spin : Ta(3)/NiFe(10)/Cu(1.2)/NiFe(2)/IrMn(10)/Ta(3)(nm).
3. structure de couche mince tri-couches : Ta(3)/NiFe(10)/Cu(0.12)/IrMn(10)/Ta(3)(nm).

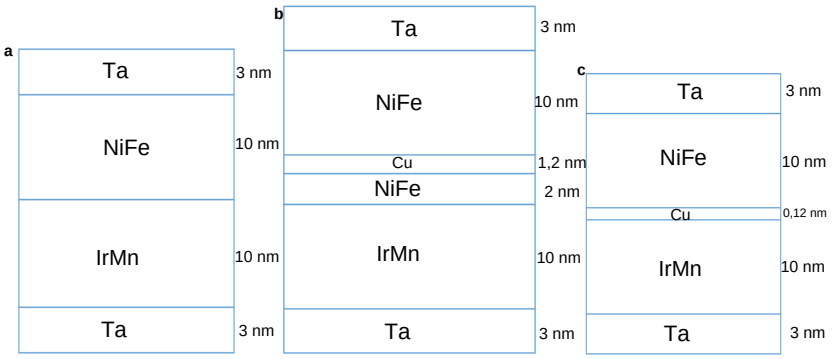


FIGURE 3.1 – Trois structures différents d'empilement de couche mince : a-bi-couche b-vanne de spin c-tri-couche

Dans cette étude, le but étant d'obtenir un meilleur capteur à effet Hall, nous avons commencé par trois principales étapes :

1. Choix de la structure et le type d'empilement des couches (structure à valve de spin, structure bi-couches ou bien une structure tri-couches).
2. Le matériau étant anisotrope, un choix de l'orientation de la mesure s'est naturellement imposé.
3. Choix de la configuration des mesures (dont laquelle nous avons opté pour une structure en pont de Wheatstone).

3.1 Choix de structures

Afin de comparer la sensibilité au champ des capteurs PHE, trois échantillons (tri-couche, bi-couche et vanne de spin) différents ont été fabriqués :

1. structure de couche mince bi-couche (Ta(3)/NiFe(10)/IrMn(10)/Ta(3) (nm).
2. structure de couche mince vanne de spin (Ta(3)/NiFe(10)/Cu(1.2) /NiFe(2)/IrMn(10)/Ta(3))(nm).
3. structure de couche mince tri-couche (Ta(3)/NiFe(10)/Cu(0.12)/IrMn(10)/Ta(3)(nm).

3.1.1 Analyse des tension

La figure (3.2) affiche les profils de tension PHE en fonction de champ appliqué H dans la gamme de ± 200 (Oe) de PHE capteurs basés sur :

1. structure de couche mince bi-couche (Ta/NiFe/ IrMn/Ta).
2. structure de couche mince vanne de spin (Ta/NiFe/Cu/NiFe/IrMn/Ta).
3. structure de couche mince tri-couche (Ta/NiFe/Cu/IrMn/Ta).

Il est évident que l'amplitude du tension de capteur PHE à l'aide de la vanne de spin mince film, environ 39 (μV), et le champ magnétique extrême de cette couche est environ 14 (Oe), il est comparable à celui du film mince tri-couche. Car le champ de film mince tri-couche est estimé à 15 (Oe), et leur

tension PHE est environ 106 (μV). L'amplitude de la tension PHE de la structure bi-couche est environ 115 (μV) avec un champ extrême estimé à 124 (Oe), il est plus grand que film mince tri-couche et vanne de spin.

Le caractérisé les résultats révèlent que la sensibilité au champ du capteur PHE basé sur un film mince tri-couche est d'environ un ordre plus grand que celui de la bi-couche et est environ deux fois plus grand que celui du film mince de la vanne de spin.

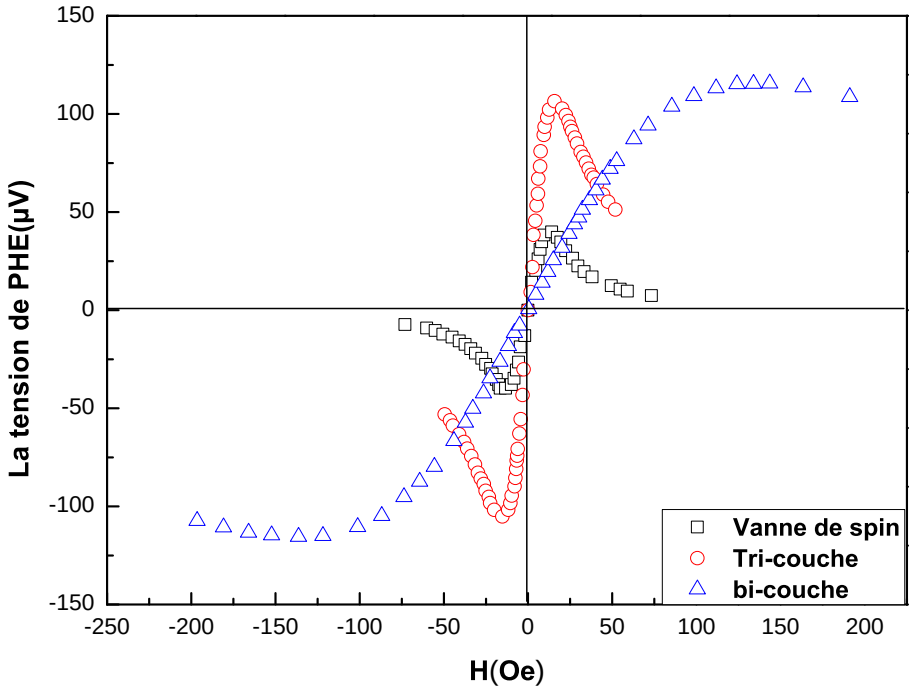


FIGURE 3.2 – Tension PHE en fonction de champ appliqué (H) des structures vanne de spin, tri-couche et bi-couche.

On remarque que la structure de couche mince bi-couche à forte amplitude de la tension PHE, mais grand champ magnétique extrême, et la structure vanne de spin à une tension PHE petit et faible champ extrême. Alors que le capteur de structure tri-couche a une forte amplitude de la tension PHE et un champ magnétique extrême faible.

Cela suggère que la sensibilité au champ du capteur utilisant des structures tri-couche est élevée. Il est étendu pour expliquer dans la figure (3.2).

Parmi eux se trouvent ceux qui bénéficient des avantages et sont soumis aux conditions de PHE. La structure tri-couche AF/espaceur/FM en tant que matériau de détection pour une sensibilité élevée au champ Capteur PHE. Cette structure présente les avantages d'un petit couplage d'échange et d'un courant actif élevé dans la couche FM en raison de couche d'espacement très mince. Par conséquent, la tri-couche surmonte le inconvénients des structures bi-couche et de vannes de spin résultant dans le capteur PHE à haute sensibilité de champ.

3.1.2 Analyse du cycle d'hystérésis

Explication du cycle d'hystérésis Lorsque on augment l'intensité de champ magnétique H le moment magnétique va augment M jusqu'un arrive à saturation H_s. Quand on diminuer le champ va revenir en arrière, mais il va reste un peu de magnétisme, donc on a pas suivre la même courbe, mais on va avoir du magnétisme qui reste et lorsqu'on a coupé le champ $H = 0$ on a du magnétisme qui reste, mais ça, c'est le champ rémanent H_r.

Maintenant si on veut partir du coté inverse, on remarque que le champ magnétique élevé, mais négativement en même temps le moment magnétique enlevé jusqu'à annuler, ce point appelé le champ coercitif $-H_c$.

Quand on arrive ce point on va pouvoir mettre du magnétisme au sens inverse et puis la saturation arrive $-H_s$. Ensuite, on va revenir depuis le coté gauche jusqu'au coté droite de la même façon que le chemin président c'est-à-dire qu'on va coupé le champ on revenir en arrière il va reste du magnétisme jusqu'à l'arrive au point $-H_r$ un champ rémanent inverse.

Puis on augmente le champ magnétique le moment magnétique augmente aussi, le point d'annulation d'un moment magnétique en correspondance d'une valeur de champ magnétique appelée champ coercitif H_c, on repartir au point de départ et on voit apparaitre un cycle qui s'appelle un cycle d'hystérésis.

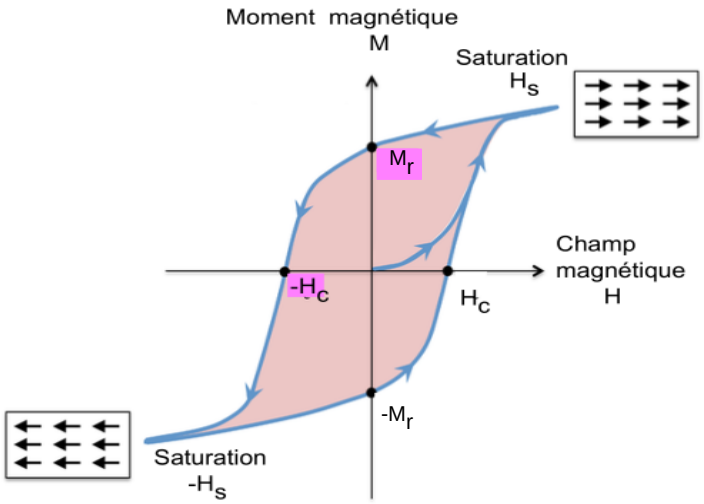


FIGURE 3.3 – Cycle d'hystérésis.

On peut trouver plusieurs types de forme de cycle d'hystérésis :

Cycle d'hystérésis très large en fait on aura un très grand champ coercitif et très grande induction rémanent.

Cycle d'hystérésis très étroit donc on aura ici induction rémanent et champ coercitif très faible.

La figure (3.3) représente ce qu'on a expliqué avant.

cycle d'hystérésis pour trois structures des couches mince La figure 3.4 montre les cycles d'hystérésis magnétiques des trois structure des couches minces fabriquées tri-couche, bi-couche, et vanne de spin.

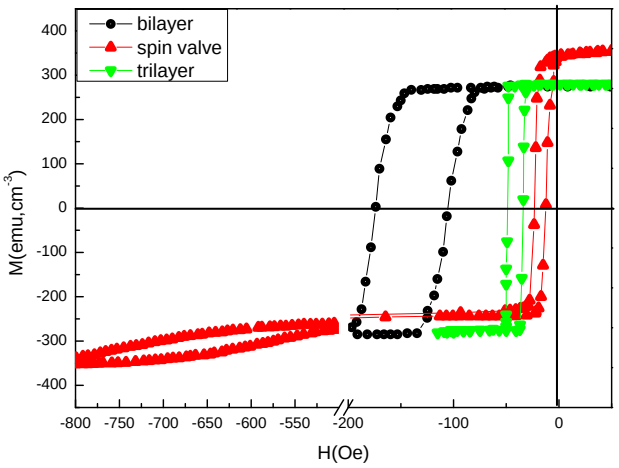


FIGURE 3.4 – Cycle d'hystérésis pour trois couches mince : bi-couche Ta(3)/ NiFe(10)/IrMn(10)/Ta(3) nm,couches mince vanne de spin Ta(3)/NiFe(10)/Cu(1.2)/ NiFe(2)/IrMn(10)/Ta(3) nm, couches mince tri-couche Ta(3)/NiFe(10)/ Cu(0.12)/IrMn(10)/Ta(3) nm.Le champ magnétique externe est appliqué parallèlement à l'axe d'anisotropie des films minces.

Le champ magnétique externe est appliqué parallèlement à l'axe d'anisotropie des couches actives de tous les échantillons.

Structure de couche mince bi-couche Dans la figure (3.5), l'interaction entre l'interface des couches AF (NiFe) d'épaisseur égale à 10 nm et couche FM (IrMn) d'épaisseur égale à 10 nm déplace le centre d'hystérésis étant à $H = 0$ à une quantité connue sous le nom de champ d'échange (le champ extrême) H_{ext} et dans l'échantillon étudié H_{ext} est ± 124 (Oe), on remarque que le cycle d'hystérésis de structure bi-couche est très large donc on déduit que c'est un matériau dur.

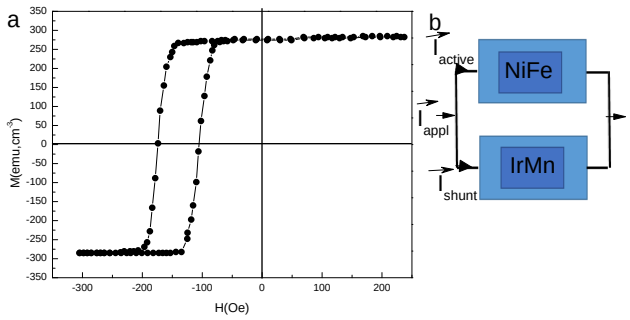


FIGURE 3.5 – Cycle d'hystérésis de la structure bi-couche.

structure de couche mince vanne de spin Le cycle d'hystérésis de la structure de la vanne de spin montre un comportement en deux étapes, le champ intercalaire entre les couches sans FM et FM épinglé est déterminé à partir de la première étape du cycle d'hystérésis tandis que le champ de polarisation d'échange dû à l'interface entre les couches épinglées FM et AF est déterminé à partir de la deuxième étape du cycle d'hystérésis, les champs intercouche et interfacial sont respectivement de $11Oeet550Oe$. Lorsqu'on applique un champ magnétique $H = -200$ pour que ce soit la direction du champ des couches opposées.

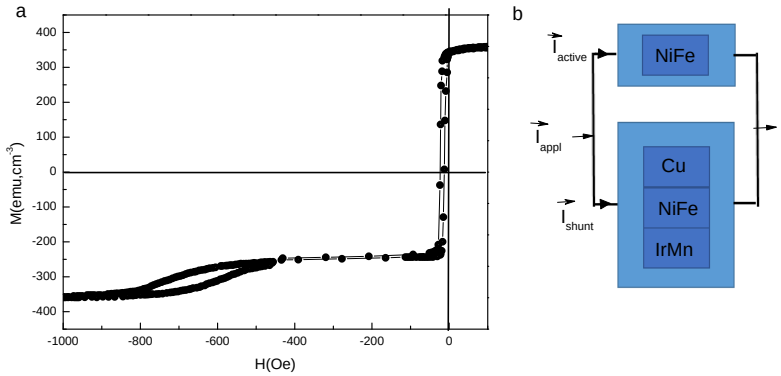


FIGURE 3.6 – Cycle d'hystérésis de la structure vanne de spin.

Lorsqu'on augmente le champ, le sens du champ de couche libre (NiFe) commence à changer avec la direction du champ appliqué. Chaque fois plus le champ appliqué, la direction du champ (NiFe) changent jusqu'à ce qu'il reçoive la même direction que le champ appliqué. Quand atteint la valeur de $H = 200$ la direction du champ (NiFe) ne change pas, donc arrive à saturation (le champ augment et le moment reste presque constant). Au point $H_r = -15Oe$ le moment magnétique (-250) augment, alors le champ du la douzième couche (NiFe) (comme indiqué dans la figure 3.6), il débute à changer de direction jusqu'à ce qu'il atteigne $H_r = -350Oe$ et $M = -248$, et devienne parallèle à la direction du champ, lorsque arrive la saturation $H_s = 15Oe$. Avec le champ de la couche (IrMn), ne change pas la direction parce qu'elle est une couche fixée (épinglée).

Lorsqu'on diminuer le champ va revenir en arrière, mais il va reste un peu de magnétisme, donc on a pas suivre la même courbe, mais dessine une autre courbe. Au point $H_r = -10Oe$ le champ du (NiFe) commence à changé de direction en fonction de la direction du champ (IrMn), au $-H_r$ il aura complètement sa direction, puis il sera saturé $-H_s = -455Oe$. Puis le champ de la couche (NiFe) libre commence à changer de direction jusqu'à ce qu'il change complètement et devienne parallèle aux champs de couche fixés (IrMn).

structure de couche mince tri-couche Dans la figure(3.7) Ta(3)/NiFe(10)/ Cu (0.12)/IrMn(10)/Ta (3), avec (3, 10, 0.12, et 10 sont des épaisseurs des couches successivement Ta, NiFe, Cu et IrMn) sous la forme AF/séparateur/FM, Gökemeijer découvert qu'il existe une polarisation d'échange à longue distance et que la longueur du champ de polarisation d'échange décroît de façon exponentielle avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche d'espacement

Dans notre expérience, lorsque l'épaisseur de la couche d'espacement Cu est de 0,12 nm, le champ de biais d'échange est d'environ $15Oe$. On remarque que le cycle d'hystérésis de la structure

tri-couche est très étroit donc on conclut que c'est un matériau doux.

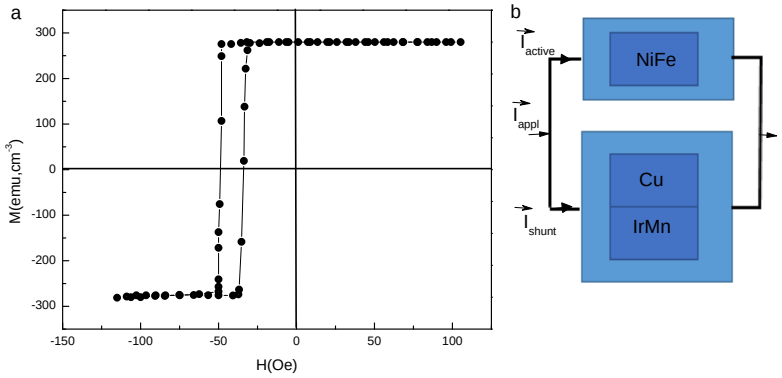


FIGURE 3.7 – Cycle d'hystérésis de la structure tri-couche.

On voit clairement que le cycle d'hystérésis des échantillons tri-couches et bi-couches a un pas.

3.2 Choix de orientation

La mesure de la tension Hall planaire dans différentes directions de l'axe magnétique facile par rapport à l'axe du capteur a été effectuée. La variation de sensibilité du capteur est extraite de ces courbes $S = \frac{dV}{dH}$. Quelle est la valeur maximale dans chaque direction du champ magnétique. Les résultats montrent (figure 3.8) une meilleure sensibilité lorsque le champ est appliqué et l'axe de magnétisation forme facilement un angle de détection de 20 degrés. Par conséquent, nous adoptons la direction dans ce domaine.

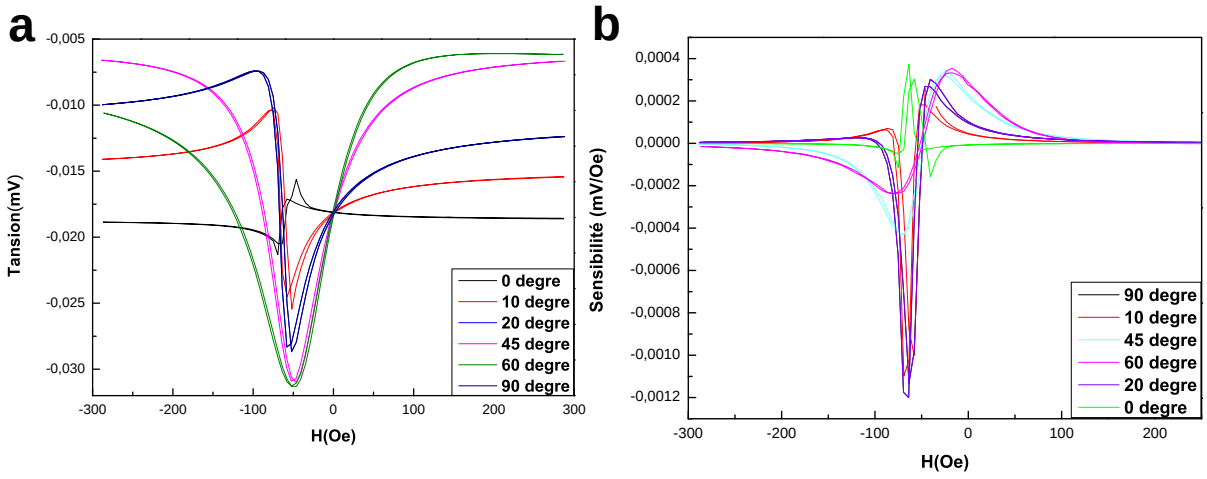


FIGURE 3.8 – Tension de Hall planaire (PHE) en fonction du champ appliqué (H) pour différent orientation dans le plans de la structure tri-couche.

Le champ magnétique est orienté suivant une direction de 20 ° par rapport à l'axe de facile aimantation du capteur. Comme je l'ai explicité dans le paragraphe précédente; ce choix n'est pas arbitraire il est dû au fait qu'à cette direction on a enregistré la plus grande sensibilité du capteur, c'est la direction qui correspond à la zone où la variation de R en fonction du champ appliqué est linéaire. Avec cette configuration la sensibilité du capteur est au maximum .

3.3 Configuration des mesure du pont de wheatstone

Dans notre étude on a adopté une géométrie d'un capteur en anneau circulaire et pour améliorer davantage sa sensibilité, la surface active est élargie par multiplication des anneaux. fig(3.9-a)

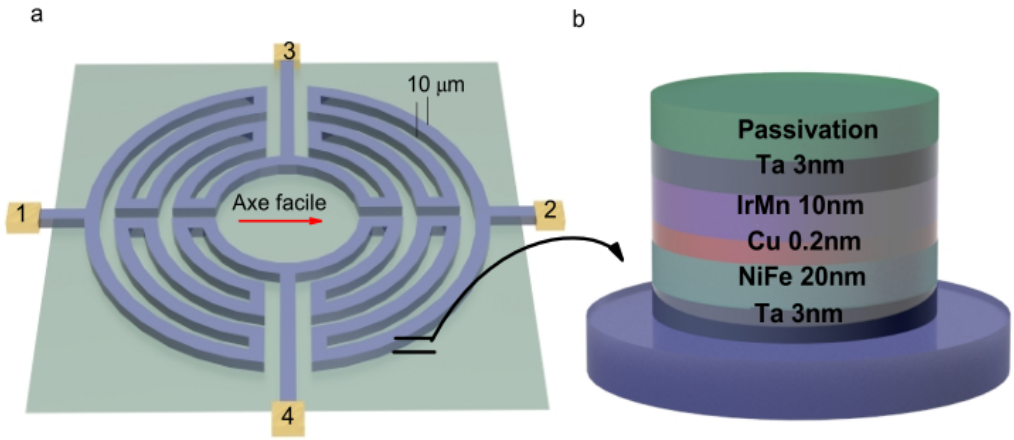


FIGURE 3.9 – Forme et structure du capteur a . Configuration du capteur en pont de Wheastone, b.Empilement des couches métalliques (par l'aimable autorisation Dr.DEHBAOUI).

Le capteur utilisé est fabriqué par la technique de photolithographie dans une salle blanche classe 1000. C'est une structure de trois couches déposées par un système de pulvérisation cathodique sous vide poussé de 10^{-8} Torr (10^{-6} Pa). Le capteur est une structure de trois couches, en forme de multianneaux de diamètre externe de 600 μm, composée essentiellement d'un empilement des couches suivantes aux épaisseurs appropriées : (Ta 3/NiFe 10 /Cu 0.12/IrMn 10/Ta 3) (épaisseurs en nm)(Fig. 3.9-b) [49]. La couche magnétique souple NiFe est le matériau détecteur.

Elle est en faible couplage d'échange avec une couche antiferromagnétique (IrMn) à travers des couches atomique de Cu pour la stabilité thermique. Cet empilement de couches est très sensible aux faibles bruits. Pour la caractérisation le courant est injecté suivant la direction des contacts 1 et 2, la tension est mesurée entre les contacts 3 et 4 (Fig.3.9-a).

Une optimisation de configurations de mesure a été réalisée dans le but de trouver celle qui donne la meilleur réponse en tension. La mesure de la tension de Hall planaire est effectuée :$V_{PHE} = V_0 \sin\theta\cos\theta$. La configuration en pont de Wheastone donne l'expression suivante de la tension V_{3-4} (Fig. 3.10) :

$$V_{3-4} = \left(\frac{R_4}{R_3+R_4} - \frac{R_2}{R_1+R_2}\right)V_0 \tag{3.1}$$

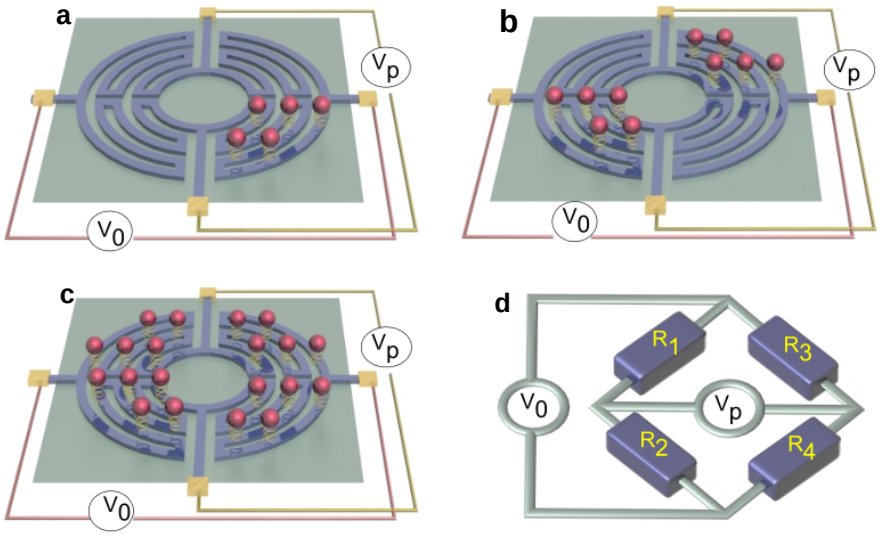


FIGURE 3.10 – Configurations de mesure et pont de Wheastone équivalent(par l'aimable autorisation Dr.DEHBAOUI).

Les expressions des tensions obtenues suivants les différentes configurations sont :

1. Particules déposées sur une seule branche du pont,$R_1 = R_2 = R_3 = R$ et $R_4 = R + \Delta R$, on trouve donc :
$$V^1_{3-4} = \frac{1}{2}\left(\frac{\frac{\Delta R}{R}}{2+\frac{\Delta R}{R}}\right)V_0 \tag{3.2}$$
2. Particules déposées sur deux branches du pont : $R_1 = R_4 = R + \Delta R$ et $R_2 = R_3 = R$, on trouve :
$$V^2_{3-4} = \left(\frac{\frac{\Delta R}{R}}{2+\frac{\Delta R}{R}}\right)V_0 \tag{3.3}$$
3. Particules déposées sur toutes les branches du pont : $R_1 = R_4 = R + \Delta R$ et $R_2 = R_3 = R - \Delta R$, où on trouve :
$$V^3_{3-4} = \left(\frac{\Delta R}{R}\right)V_0 \tag{3.4}$$

De cette optimisation on voit clairement que la troisième configuration, où les particules sont déposées sur toutes les branches du pont, est celle qui donne la meilleure sensibilité.

3.4 Conclusion

Après avoir analysé les résultats qui obtenus par magnéto-transport, nous avons pris l'amélioration du capteur à effet hall planaire, et avons également obtenu la direction pour améliorer la sensibilité, il vous fournira la configuration de mesure du pont Wheastone pour obtenir une meilleure réponse du capteur.

Conclusion

L'étude, sujet de notre recherche, s'inscrit dans le cadre de préparation de mémoire de master en physique des Matériaux. Le travail de ce mémoire a consisté à la description et l'analyse de résultats obtenus par magnéto-transport sur des matériaux réalisés par un empilement de couches minces métalliques. L'objectif visé est la caractérisation de couches minces à propriétés magnétiques dans le but de les exploiter dans des applications pratiques. L'étude initiale fait partie d'un projet EADS (European Aeronautic Defence and Space Company) pour le développement de matériaux adaptés à la technologie aérospatiale. Des multicouches métalliques élaborées au laboratoire n-BEST à l'université Chungnam en Corée du sud dans une collaboration avec le laboratoire Charles Coulomb (Montpellier2, France), ont été étudiés dans le but de développement de capteurs magnétiques a haute sensibilité.

En première partie, le travail de ce mémoire s'est axé autour d'une recherche bibliographique sur les principaux aspects en relation avec la détection magnétique. En effet une étude est menée sur les différents types de capteurs magnétiques exploitant différents principes (GMR, AMR et PHR), pour choisir le capteur qui offre une meilleure sensibilité. Une autre recherche est réalisée pour déterminer les facteurs et paramètres contrôlant l'aimantation et son orientation dans un matériau magnétique. Les effets de l'anisotropie, d'empilement de couches métalliques et de configurations de mesures expérimentales ont été étudiés et optimisés par l'analyse de mesures de magnéto transport sur des dispositifs nanostructurés.

En deuxième partie, l'analyse des résultats de magnéto-transport nous a permis le choix et la justification d'un capteur à effet Hall Planaire. En effet le capteur PHR présente l'avantage d'un fort ratio signal-bruit et une réponse linaire au champ magnétique avant saturation. Le matériau étudié étant anisotrope, un choix d'une orientation de mesure s'est imposé pour préciser une direction préférentielle offrant une forte sensibilité. Nous avons constaté qu'un angle égal à 20°, entre le champ appliqué et l'axe de facile aimantation, offre une meilleure sensibilité du capteur. Un traitement analytique simplifié nous a permis de choisir une configuration de mesure en pont de Wheastone pour l'obtention d'une meilleure réponse du capteur. Et pour obtenir signal de mesure davantage plus fort, nous avons aussi proposé d'augmenter la surface de contact et avons opté pour un capteur en forme circulaire. Une augmentation du nombre d'anneaux est ensuite avérée aussi favorable. Dans cette étude nous avons réussi de réunir les conditions nécessaires pour obtenir un capteur de haute sensibilité, nous permettant la détection de signaux de l'ordre du microvolt. Ce travail est une preuve tangible de l'approche de magnétométrie utilisée. L'apport et l'avantage de cette approche par rapport la technique du SQUID conventionnel est une augmentation significative de la sensibilité pour viser la détection d'une des transitions magnétiques dans des faibles quantités de nanoparticules.

Ces développements constituent une percée dans le domaine de la détection magnétique. D'autres améliorations du composant sont en progression : amélioration de la sensibilité du capteur, réduction du bruit dans les mesures et l'introduction des méthodes différentielles dans les mesures pour plus de précision dans la détection du signal produit. Cette nouvelle optimisation devrait nous donner un composant original pour la détection de la transition de spin SCO (Spin Cross Over) à température ambiante de quelques nanoparticules.

Bibliographie

[1] L Ejsing, Mikkel Fougt Hansen, Aric Kumaran Menon, HA Ferreira, DL Graham, and PP Freitas. Planar hall effect sensor for magnetic micro-and nanobead detection. *Applied Physics Letters*, 84(23) :4729–4731, 2004. (Cité en pages 1 et 43.)

[2] Ming Ma, Qingzhong Xue, Jianpeng Li, Yuhua Zhen, and Sheng Wang. Light-induced resistance effect of pd doped carbon film/sio2/si. *Journal of Applied Physics*, 110(5) :054503, 2011. (Cité en page 1.)

[3] DK Wood, KK Ni, DR Schmidt, and AN Cleland. Submicron giant magnetoresistive sensors for biological applications. *Sensors and Actuators A : Physical*, 120(1) :1–6, 2005. (Cité en pages 1 et 2.)

[4] DL Graham, H Ferreira, J Bernardo, PP Freitas, and JMS Cabral. Single magnetic microsphere placement and detection on-chip using current line designs with integrated spin valve sensors : Biotechnological applications. *Journal of Applied Physics*, 91(10) :7786–7788, 2002. (Cité en page 1.)

[5] HA Ferreira, DL Graham, PP Freitas, and JMS Cabral. Biodetection using magnetically labeled biomolecules and arrays of spin valve sensors. *Journal of Applied Physics*, 93(10) :7281–7286, 2003. (Cité en page 1.)

[6] DL Graham, HA Ferreira, PP Freitas, and JMS Cabral. High sensitivity detection of molecular recognition using magnetically labelled biomolecules and magnetoresistive sensors. *Biosensors and Bioelectronics*, 18(4) :483–488, 2003. (Cité en page 1.)

[7] Y Bason, L Klein, J-B Yau, X Hong, J Hoffman, and CH Ahn. Planar hall-effect magnetic random access memory. *Journal of applied physics*, 99(8) :08R701, 2006. (Cité en page 2.)

[8] Francois Montaigne, Alain Schuhl, Fréderic Nguyen Van Dau, and Armando Encinas. Development of magnetoresistive sensors based on planar hall effect for applications to microcompass. *Sensors and Actuators A : Physical*, 81(1-3) :324–327, 2000. (Cité en page 2.)

[9] Christian Danvad Damsgaard, Bjarke Thomas Dalslet, SC Freitas, PP Freitas, and Mikkel Fougt Hansen. Temperature effects in exchange-biased planar hall sensors for bioapplications. *Sensors and Actuators A : Physical*, 156(1) :103–108, 2009. (Cité en page 2.)

[10] NT Thanh, B Parvatheeswara Rao, NH Duc, and CheolGi Kim. Planar hall resistance sensor for biochip application. *physica status solidi (a)*, 204(12) :4053–4057, 2007. (Cité en page 2.)

[11] NT Thanh, KW Kim, CO Kim, KH Shin, and CG Kim. Microbeads detection using planar hall effect in spin-valve structure. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 316(2) :e238–e241, 2007. (Cité en page 2.)

[12] Chadi Nader. *Caractérisation en guide d'onde rectangulaire dans les bandes X et Ka de matériaux diélectriques, magnétiques et gyromagnétiques pour la réalisation de composants passifs hyperfréquences*. PhD thesis, Saint-Etienne, 2004. (Cité en pages 2 et 19.)

[13] Nihad Dib. Cad modeling of coplanar waveguide cross-over air-bridge. *International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering : Co-sponsored by the Center for Advanced Manufacturing and Packaging of Microwave, Optical, and Digital Electronics (CAMPmode) at the University of Colorado at Boulder*, 15(3) :251–254, 2005. (Cité en pages 2 et 19.)

[14] David R Baselt, Gil U Lee, Mohan Natesan, Steven W Metzger, Paul E Sheehan, and Richard J Colton. A biosensor based on magnetoresistance technology. *Biosensors and Bioelectronics*, 13 (7-8) :731–739, 1998. (Cité en page 2.)

[15] JC Rife, MM Miller, PE Sheehan, CR Tamanaha, M Tondra, and LJ Whitman. Design and performance of gmr sensors for the detection of magnetic microbeads in biosensors. *Sensors and Actuators A : Physical*, 107(3) :209–218, 2003. (Cité en page 2.)

[16] Nevill Francis Mott. The electrical conductivity of transition metals. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences*, 153(880) :699–717, 1936. (Cité en page 4.)

[17] Albert Fert. Les débuts de la spintronique. *Spintronique*, page 8, 2012. (Cité en page 4.)

[18] B Loegel and F Gautier. Origine de la resistivite dans le cobalt et ses alliages dilues. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 32(12) :2723–2735, 1971. (Cité en page 4.)

[19] Albert Fert. Les débuts de la spintronique-travaux précurseurs et magnétorésistance géante. *Reflets de la Physique*, (15) :5–10, 2009. (Cité en page 4.)

[20] Abdellah OUMSALEM. *le transport de spin dans des nanomatériaux application les ordinateur quantique*. PhD thesis, Université de Chlef-Hassiba Benbouali, 2008. (Cité en page 5.)

[21] JM Daughton. Gmr applications. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 192(2) :334–342, 1999. (Cité en page 7.)

[22] Sabrina Belaid, Yamina Merabet, Sylia Azoug, et al. *Complexes à transition de spin*. PhD thesis, Université Abderahmane MIRA de Bejaia, 2020. (Cité en pages 11, 13 et 16.)

[23] Meriem Lemmouchi. *Etude structurale des triflates des lanthanides et des actinides*. PhD thesis, UB1, 2016. (Cité en page 17.)

[24] Rainee N Simons. *Coplanar waveguide circuits, components, and systems*, volume 165. John Wiley & Sons, 2004. (Cité en page 19.)

[25] Etienne KARMAZSIN. *Thermoconductimétrie du solide*. Ed. Techniques Ingénieur, 2001. (Cité en page 20.)

[26] Laure Arbenz. *Caractérisation des propriétés électromagnétiques des matériaux magnétiquement doux : application aux roues polaires de machine à griffes*. PhD thesis, Paris, ENSAM, 2016. (Cité en pages 21 et 23.)

[27] Faris Boukchiche. *Etude de structures coplanaires à métamatériaux et à couche magnétique*. PhD thesis, Université Jean Monnet-Saint-Etienne ; Université Mentouri (Constantine, Algérie), 2010. (Cité en page 21.)

[28] L Bessais, S Sab, C Djéga-Mariadassou, and JM Grenèche. Crystallographic and hyperfine parameters of prti (fe, co) 11 and their carbides. *Physical Review B*, 66(5) :054430, 2002. (Cité en page 24.)

[29] L Bessais, C Djega-Mariadassou, A Nandra, MD Appay, and E Burzo. Hard magnetic sm (fe, si) 9 carbides : Structured and magnetic properties. *Physical Review B*, 69(6) :064402, 2004. (Cité en pages 24 et 25.)

[30] Romulus Tetean, Emil Burzo, and Liviu Chioncel. Magnetic properties and electronic structures of gdco3- xsix compounds. *Journal of alloys and compounds*, 430(1-2) :19–21, 2007. (Cité en pages 24 et 25.)

[31] Jinli Huang, Haichang Zhong, Xiuwen Xia, Wei He, Jinming Zhu, Jianqiu Deng, and Yinghong Zhuang. Phase equilibrium of the gd–fe–co system at 873 k. *Journal of alloys and compounds*, 471(1-2) :74–77, 2009. (Cité en page 24.)

[32] YuQi Yang, GH Rao, T Wang, JB Li, J Luo, GY Liu, XJ Chen, and JL Zhao. Effects of fe substitution on structural and magnetic properties of the nd2co7- xfex compounds. *Journal of alloys and compounds*, 506(2) :766–771, 2010. (Cité en page 25.)

[33] Krishna Veni Selvan, Md Nazibul Hasan, and Mohamed Sultan Mohamed Ali. State-of-the-art reviews and analyses of emerging research findings and achievements of thermoelectric materials over the past years. *Journal of Electronic Materials*, 48(2) :745–777, 2019. (Cité en page 29.)

[34] ZW Li and AH Morrish. Negative exchange interactions and curie temperatures for sm 2 fe 17 sand sm 2 fe 17 n y s. *Physical Review B*, 55(6) :3670, 1997. (Cité en page 29.)

[35] Guillermo Ortiz Hernandez. *Elaboration et étude des propriétés physiques de couches minces monocristallines d'alliage de Heusler à faible amortissement magnétique pour composants hyperfréquences*. PhD thesis, Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2013. (Cité en page 29.)

[36] HT Diep. Physique de la matière condensée» édition dunod, 2003. (Cité en page 30.)

[37] Abdelhamid Layadi. Introduction au magnétisme. 2004. (Non cité.)

[38] C Kittel. Introduction to solid state physics ch. 2, 38–39, 1968. (Cité en page 30.)

[39] LARBI KAHAL. *Etude des propriétés électroniques des matériaux ferromagnétiques*. PhD thesis, USTO, 2011. (Cité en pages 33 et 34.)

[40] Frédéric Faure. Notes de cours sur la description statistique des électrons dans un matériau. (Cité en page 34.)

[41] AA Mikhailichenko. Conversion system for obtaining polarized electrons and positrons at high energy translation. *Naturwissenschaften*, 13 :953, 1925. (Cité en page 35.)

[42] Joshua R Locke. Cmos compatible 3-axis magnetic field sensor using hall effect sensing. 2015. (Cité en page 38.)

[43] Laura Thevenard. *Etude des propriétés ferromagnétiques de (Ga, Mn) As au moyen de l'hydrogénation*. PhD thesis, Paris 6, 2007. (Cité en page 38.)

[44] L Visochek, G Grigoryan, A Kalal, H Milshtein-Parush, N Gazit, I Slutsky, A Yeheskel, A Shainberg, A Castiel, R Seger, et al. A parp1-erk2 synergism is required for the induction of ltp. *Scientific reports*, 6(1) :1–16, 2016. (Cité en pages 39 et 40.)

[45] Mathieu Taillefumier. *Quelques mécanismes non conventionnels de l'effet Hall anormal*. PhD thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I, 2006. (Cité en page 41.)

[46] Andrei Mihai. *Dépiégeage de parois magnétiques par activation thermique et transfert de spin dans des nanostructures d'alliage FePt*. PhD thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I, 2009. (Cité en page 42.)

[47] Sébastien Bandiera. *Jonctions tunnel magnétiques à anisotropie perpendiculaire et écriture assistée thermiquement*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2011. (Cité en page 42.)

[48] DE MASTER DU DIPLOME. Etude théorique de la détection djune bille magnétique par un capteur à effet hall planaire. (Cité en page 43.)

[49] Mourad Dehbaoui. *Analyses structurales et contrôle de l'aimantation par sonde de Hall planaire dans des dispositifs nanostructurés*. PhD thesis, Montpellier 2, 2013. (Cité en pages 45 et 52.)

MR	Magnétorésistance
AMR	Magnétorésistance anisotrope
GMR	Magnétorésistance géante
CCP	current-perpendicular to-plane
CIP	current-inplane
TMR	Magnétorésistance Tunnel
MRAM	Magnetic Random Acces Memory
STTRAM	Spin Transfe Torque RAM
JTM	Les jonction tunnel magnétique
ESCC	L'énergie de stabilisation du champ cristallin
MS	Une aimantation Spontanï¿½e
RKKY	Ruderman, Kittel, Kasuya and Yosida
SQUID	Superconducting Quantum Interference Device
EHE	Effet Hall Extraordinaire
EHO	Effet Hall Ordinaire
PHE	Effet Hall planaire
RHEED	Réflexion à haute énergie de diffraction éléctronique
HS	Haut spin
BS	Bas spin

Symbole	Nom	Unité
I	L'intensité	A
M	La magnétisation	
$\vec{B}$	Induction magnétique	T
$\vec{H}$	Un champ magnétique extérieur	
$\vec{M}$	Aimantation magnétique	$A.m^{-1}$
χ	Susceptibilié magnétique	$s.u$
S	Une surface équipotentielle	(m^2)
σ	La conductivitï¿½ ï¿½lectrique	$(S.m^{-1})$
R	La résistance	Ω
l	La longueur de l'échantillon étudié	m
T	La tempï¿½rature	$°C$
μ_0	Perméabilité magnétique du vide	$4\pi 10^{-7} H.m^{-1}$
$\vec{m}$	Le moment magnï¿½tique	$A.m^{-2}$
μ_r	Perméabilité relative	$s.u$
H_C	Champ coercitif	$A.m^{-1}$
M_S	Aimantation à saturation	T
M_R	Aimantation rémanente	T
λ	une constante indï¿½pendante de la tempï¿½rature	
M_v	Le moment magnï¿½tique par unitï¿½ de volume	
J_e	l'interaction d'échange entre deux atomes	
K_F	Le vecteur d'onde au niveau de Fermi	
R_{ij}	Distance entre les deux ions	
h	Constante de Planck	$6,626.10^{-34} J.s$
J_{ex}	L'intégrale d'échange	
V	La vitesse	m^2
C	La vitesse de la lumiére	$3.10^8 m^2$
q	La charge de l'électron	
v	La vitesse moyenne des électrons	
B	Un champ magnï¿½tique appliqué	
μ_n	La mobilitï¿½ des ï¿½lectrons	
J	La densité de courant	$A.m^{-2}$
V_H	Tension de Hall	
w	Largeur de la plaque	
t	L'épaisseur de la plaque	m
r_n	Le facteur de diffusion	
τ	Le temps de libre parcours moyenne entre deux collisions	
R_0	La constante de l'effet Hall classique	
R_s	La constante de hall anormale	
a et b	Des constantes caractï¿½ristiques du matï¿½riau	
σ_0	La conductivité de Drude	
p_h	La résistivitï¿½é de hall	
Z	La direction perpendiculaire au plan de la couche	