



Caractérisations et fiabilité de mémoires magnétiques à accès aléatoires (MRAM)

Elsa Nicolle

► To cite this version:

Elsa Nicolle. Caractérisations et fiabilité de mémoires magnétiques à accès aléatoires (MRAM). Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2008. Français. NNT : . tel-00279958

HAL Id: tel-00279958

<https://theses.hal.science/tel-00279958>

Submitted on 15 May 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE DE DOCTORAT

SPECIALITE : PHYSIQUE

***Ecole Doctorale « Sciences et Technologies de l'Information des
Télécommunications et des Systèmes »***

Présentée par :

Elsa NICOLLE

Sujet :

**Caractérisations et fiabilité de mémoires magnétiques à accès aléatoires
(MRAM).**

Soutenue le 23 Avril 2008 devant les membres du jury :

M. Jean François BOBO	Rapporteur
M. Ahmad BSIESY	Président du jury
M. Claude CHAPPERT	Directeur de thèse
M. Gérard GHIBAUDO	Rapporteur (absent excusé)
M. Michel HEHN	Examineur
M. David ROY	Examineur
M. Emmanuel VINCENT	Co-Directeur de thèse

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord Claude Chappert, pour m'avoir permis de faire ce travail et de découvrir le milieu si particulier de la recherche. Je voudrais également remercier Emmanuel Vincent et David Roy, qui m'ont encadrée chez STMicroelectronics, pour leur accueil toujours chaleureux et leur enthousiasme communicatif.

D'autre part, je remercie M. Ghibaud et M. Bobo d'avoir accepté de rapporter ce travail de thèse. Merci également à M. Bsiesy de m'avoir fait l'honneur de présider le jury, et à M. Hehn d'avoir accepté de participer au jury de thèse.

Merci à Richard Fournel, Cédric Maufront, Stéphane Zoll, Patrice Waltz, Myriam Vialle, Vincent Huard et tous ceux qui m'ont accompagnée et guidée à Crolles. Grâce à vous, mes visites chez STMicroelectronics ont toujours été un plaisir et un moment privilégié d'échange entre le point de vue industriel et le point de vue académique.

Merci à l'équipe de NST : les anciens : Joo-Von, Dafiné, Jörg, Nicolas, Quentin, Weisheng, Yann, Michel, Capucine, Dana et les nouveaux : Anne Rose, Laurence, Pierrick pour leur soutien et leur gentillesse.

Merci à Dominique Martin pour son écoute et sa patience.

Merci également à Robert Mégy, pour Badura Skoda, le baveux au chocolat et le regard toujours optimiste, humaniste et généreux que tu poses sur l'environnement qui t'entoure.

Merci à Philippe Gogol, Philippe Lecoer, Antoine Fleurence, Pierre Beauvillain pour leur gentillesse.

Enfin, je tiens à remercier ma famille et mes amis qui m'ont supportée sans faille pendant ces quelques années et à qui je dois énormément, mes parents, ma sœur, mes grands parents, Isa, Yves, Blondie, Marie, Jean-Pierre, Corinne et Lisa.

Merci à toi, Claus, ma plus belle découverte.

PLAN DE THESE

<u>Introduction</u>	1
 <u>PARTIE 1 : Introduction et Approche globale de la fiabilité des MRAM</u>	 5
 <u>Chapitre 1 : Introduction à la physique des JTM</u>	 7
<u>1.1. Principe : transport polarisé en spin à travers une barrière isolante</u>	8
1.1.1. La jonction tunnel magnétique.	
1.1.2. Fonctionnement de la jonction tunnel magnétique : modèle de Jullière.	
1.1.3. Effet tunnel dépendant du spin : modèle des électrons libres.	
1.1.4. Modèle de Slonczewski.	
1.1.5. Modèles de Brinkman et de Simmons.	
<u>1.2. État de l'art des jonctions tunnels magnétiques</u>	21
1.2.1. Evolution de la barrière tunnel du Al_2O_3 au MgO .	
1.2.2. Structure Anti-Ferromagnétique Synthétique (SAF).	
1.2.3. Exemples de structures complètes : structure Savtchenko et structure thermiquement activée.	
<u>1.3. Applications des jonctions tunnels magnétiques</u>	30
1.3.1. Mémoires Magnétiques à Accès Aléatoires (MRAM).	
1.3.2. Têtes de lecture de disque dur et capteurs.	
1.3.3. Logique magnétique.	
 <u>Chapitre 2 : Vision globale de la fiabilité des MRAM</u>	 57
<u>2.1. Présentation du système étudié</u>	59
2.1.1. La cellule mémoire MRAM.	
2.1.2. Approche adoptée.	
<u>2.2. Problèmes de fiabilité liés à la fabrication des cellules magnétiques</u>	63
2.2.1. Contamination et diffusion.	
2.2.2. Rugosité des couches minces.	
2.2.3. Mauvaise oxydation de la barrière tunnel.	
<u>2.3. Problèmes de fiabilité lié au fonctionnement de la mémoire</u>	71
2.3.1. Problèmes liés à la structure de la cellule magnétique.	
2.3.2. Problèmes de dispersion des propriétés.	
2.3.3. Stabilité thermique.	
2.3.4. « Program error ».	
<u>2.4. Modèle Physique d'une jonction tunnel magnétique pour simulation électrique</u>	108
2.4.1. Principe du modèle.	
2.4.2. Equations du modèle.	

<u>PARTIE 2 : Cas particulier : la stabilité thermique des jonctions tunnels Freescale</u>	119
<u>Chapitre 3 : Modèle théorique basé sur les hypothèses de Worledge</u>	121
<u>3.1. Différents termes d'énergie pour un système SAF</u>	122
3.1.1. Energies magnétiques pour un système isolé.	
3.1.2. Energies magnétiques d'interaction entre deux couches dans un SAF.	
<u>3.2. Approximations du calcul</u>	128
3.2.1. Système étudié.	
3.2.2. Hypothèses simplificatrices pour le calcul de l'énergie.	
<u>3.3. Expression de l'énergie totale</u>	139
3.3.1. Calcul de l'énergie totale.	
3.3.2. Diagramme des phases magnétiques du système.	
<u>3.4. Estimation de l'énergie de barrière</u>	149
3.4.1. Cas analytique.	
3.4.2. Cas 'réel'.	
<u>Chapitre 4 : Caractérisations expérimentales</u>	157
<u>4.1. Présentation des échantillons et du banc de test</u>	158
4.1.1. Les échantillons étudiés.	
4.1.2. Conception du banc de test et protocole de mesures.	
<u>4.2. Propriétés de transport</u>	167
4.2.1. Caractéristique courant / tension, conductance et magnétorésistance tunnel.	
4.2.2. Adressage en champ magnétique extérieur et en courant.	
<u>4.3. Propriétés magnétiques</u>	181
4.3.1. Hystérésis magnétiques expérimentaux et astroïde magnétique.	
4.3.2. Hystérésis magnétiques simulés.	
<u>4.4. Mesures de probabilité de renversement</u>	196
4.4.1. Dispositif expérimental et protocole de mesure.	
4.4.2. Résultats expérimentaux.	
<u>Chapitre 5 : Estimation de la stabilité thermique d'un nouveau type de mémoire</u>	209
<u>5.1. Présentation de la structure étudiée</u>	210
5.1.1. Principe de fonctionnement et avantages de la structure étudiée.	
5.1.2. Structures modélisées.	
<u>5.2. Estimation de la stabilité thermique de la structure</u>	218
5.2.1. Première approximation de l'énergie de barrière.	
5.2.2. Deuxième approximation de l'énergie de barrière.	
<u>5.3. Architecture proposée et conclusions</u>	229
5.3.1. Conclusions des calculs réalisés.	
5.3.2. Architecture proposée.	
<u>Conclusions et perspectives</u>	241

GLOSSAIRE

AF : Antiferromagnétique

AP : Antiparallèle

DUT : Device Under Test (dispositif mesuré)

F : Ferromagnétique

GMR : Magnétorésistance géante

I : Isolant

I(V) : Caractéristique courant tension

JTM : Jonction Tunnel Magnétique

M : Métal

MRAM : Mémoire magnétique à accès aléatoire

P : Parallèle

SAF : Structure antiferromagnétique synthétique

SpinTorque : Torque de transfert de spin

SW : Stoner Wohlfarth

TAS : Retournement thermiquement assisté

TMR : Magnétorésistance tunnel

UNITES

A : Ampère

Å : Angström

emu : 'electromagnetic unit'

erg : unité d'énergie (10^{-7} J)

eV : électron Volts

Hz : Hertz

J : Joule

nm : nanomètre

Oe : Oersted

S : Siemens

T : Tesla

V : Volts

Ω : Ohms

Introduction

Le développement d'un nouveau panel d'applications grand public pour le stockage de données a entraîné l'apparition de nouveaux enjeux dans le milieu déjà très compétitif des mémoires, depuis les mémoires « de masse » (Flash, disque dur) jusqu'aux mémoires embarqués dans les nouveaux circuits électroniques. Et les mémoires 'classiques' doivent désormais faire face à des problèmes technologiques de plus en plus critiques du fait des contraintes de réductions d'échelle. C'est pourquoi, un effort considérable est dirigé vers la recherche de nouveaux types de mémoire. On peut entre autre citer les mémoires à changement de phase, ou encore les mémoires ferroélectriques et aussi bien sûr les mémoires magnétiques à accès aléatoire (MRAM).

La nouvelle technologie de mémoire magnétique MRAM possède l'avantage d'être, comme la technologie Flash, à la fois non volatile, et compatible avec la technologie MOS. De plus, elle promet, suivant l'architecture adoptée, d'être aussi rapide qu'une SRAM (mémoire à accès aléatoire statique) ou aussi dense qu'une DRAM (mémoire à accès aléatoire dynamique), et d'avoir une endurance théoriquement infinie. Ainsi, une même technologie permettrait un stockage de masse non volatile, un accès ultra-rapide à l'information, et serait en outre insensible à l'irradiation pour les applications spatiales ou militaires. On comprend donc l'enjeu que représente le développement de la technologie MRAM, et l'engouement qu'elle suscite auprès des industriels. La mise en production de ces mémoires s'accompagne évidemment d'une démarche visant à établir une stratégie de fiabilité. Le but de cette thèse est d'identifier les principaux problèmes de fiabilité spécifiques aux cellules mémoires MRAM afin de pouvoir proposer des solutions expérimentales pour les évaluer et, si possible, diminuer leur influence au maximum.

Ce travail de thèse se scinde en deux parties.

Dans une première partie, nous allons tout d'abord donner une introduction générale sur l'élément de base des cellules mémoires MRAM : la jonction tunnel magnétique.

Nous décrivons dans le Chapitre 1 les effets de transport polarisé en spin au sein d'une jonction tunnel magnétique. Puis nous verrons comment la structure de la jonction tunnel magnétique a évolué au fil des améliorations technologiques et des contraintes de ses applications. Enfin, nous donnerons les principales applications des jonctions tunnels magnétiques.

Dans le Chapitre 2, nous donnons une approche globale des problèmes de fiabilité susceptibles d'être rencontrés dans les mémoires magnétiques. Nous verrons tout d'abord les problèmes liés à la structure des jonctions tunnels magnétiques. Puis nous nous intéresserons aux problèmes liés au fonctionnement de la mémoire magnétique, pour cela,

nous étudierons également les problèmes liés à l'intégration des jonctions tunnels magnétiques au niveau d'une application complète.

Dans la deuxième partie, nous nous concentrerons sur un problème de fiabilité particulier : la stabilité thermique des propriétés magnétiques des jonctions tunnels développées par l'Alliance Crolles 2.

Ainsi, nous verrons au Chapitre 3 un modèle théorique simple basé sur les hypothèses de D.C. Worledge et permettant, grâce au calcul de l'énergie totale d'un système de deux couches magnétiques couplées, d'obtenir l'énergie de barrière du système antiferromagnétique synthétique qui compose la couche libre des jonctions tunnels magnétiques que nous allons étudier.

Dans le Chapitre 4 nous décrirons les différentes caractérisations expérimentales que nous avons effectuées sur nos jonctions tunnels magnétiques. Après avoir décrit nos échantillons et le banc de test sur lequel nous avons fait nos mesures, nous verrons tout d'abord comment obtenir les paramètres intrinsèques des jonctions tunnels magnétiques à partir des propriétés de transport. Nous obtiendrons ainsi la hauteur de barrière, son asymétrie ainsi que l'épaisseur de la couche isolante. Nous montrerons aussi comment à partir des diagrammes d'adressage nous avons calibré le champ magnétique rayonné par les lignes d'adressage internes. Nous verrons ensuite comment, à partir des propriétés magnétiques que nous avons mesurées, nous avons pu extraire les paramètres magnétiques dont nous avons besoin pour calculer l'énergie de barrière à l'aide du modèle décrit dans le Chapitre 3. Nous décrirons les mesures de probabilité de renversement que nous avons faites et nous comparerons les probabilités de renversements obtenues expérimentalement et les probabilités de renversements déduites à l'aide du modèle de Néel-Brown des valeurs d'énergie de barrière calculées numériquement.

Le Chapitre 5 aborde une étude différente, menée en tout début de thèse, et qui tente d'estimer la stabilité thermique d'un nouveau type de mémoire magnétique basée sur la propagation de parois de domaines à l'aide d'un courant. Les résultats sont prometteurs, et un brevet avait été proposé en 2005 qui n'a malheureusement pas pu être finalement déposé.

Cela nous conduira à évoquer en conclusion les perspectives de ce travail.

PARTIE 1 :

**Introduction et approche globale de
la fiabilité des mémoires
magnétiques.**

Chapitre 1 : Les jonctions tunnels magnétiques : physique et applications.

1.1. Principe : transport polarisé en spin à travers une barrière isolante.

- 1.1.1. La jonction tunnel magnétique.
- 1.1.2. Fonctionnement de la jonction tunnel magnétique : modèle de Jullière.
- 1.1.3. Effet tunnel dépendant du spin : modèle des électrons libres.
- 1.1.4. Modèle de Slonczewski.
- 1.1.5. Modèles de Brinkman et de Simmons.

1.2. Evolution de la structure des jonctions tunnels magnétiques.

- 1.2.1. Evolution de la barrière tunnel du Al_2O_3 au MgO .
- 1.2.2. Structure Anti-Ferromagnétique Synthétique (SAF).
- 1.2.3. Exemples de structures complètes : structure Savtchenko et structure thermiquement activée.

1.3. Applications des jonctions tunnels magnétiques.

- 1.3.1. Mémoires Magnétiques à Accès Aléatoires (MRAM).
- 1.3.2. Têtes de lecture de disque dur et capteurs.
- 1.3.3. Logique magnétique.

Ce premier chapitre a pour but de décrire l'éventail des possibilités offertes par l'intégration d'une structure au sein de circuits magnétiques ou électroniques : la jonction tunnel magnétique.

Nous verrons dans un premier temps le principal atout de la jonction tunnel magnétique : l'effet tunnel dépendant du spin et ses conséquences sur le transport à travers la barrière tunnel. Cette partie nous donnera l'occasion de rappeler les principaux modèles développés pour caractériser les propriétés de transport des jonctions tunnels magnétiques.

Nous continuerons ensuite par un état de l'art des jonctions tunnels magnétiques. En effet, les jonctions tunnels magnétiques ont beaucoup évolué au fil des avancées technologiques.

Enfin, pour conclure ce premier chapitre, nous ferons un bref horizon des applications industrielles (déjà existantes ou simplement potentielles) des circuits à base de jonctions tunnel magnétiques.

1.1. Principe : transport polarisé en spin à travers une barrière isolante.

La jonction tunnel magnétique est une résistance dont la valeur est commandée par l'orientation relative des aimantations de deux couches magnétiques. Nous allons nous intéresser dans ce paragraphe à l'origine de cette variation et, plus précisément, au transport polarisé en spin à travers la barrière tunnel.

1.1.1. La jonction tunnel magnétique.

L'effet tunnel dépendant du spin a été découvert en 1975 par M. Jullière [Jullière 1975] mais a surtout connu un vif regain d'intérêt lors de l'obtention d'un effet non négligeable à température ambiante par J.S. Moodera en 1995 [Moodera 1995]. Depuis, de nombreuses équipes

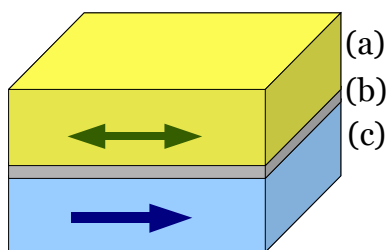


Figure 1.1 : empilement simple d'une jonction tunnel magnétique.

Couche (a) : couche ferromagnétique « libre »

Couche (b) : barrière tunnel isolante

Couche (c) : couche ferromagnétique « piégée »

s'y sont intéressées et des records ne cessent d'être atteints. Cependant le principe de base de la jonction tunnel magnétique reste inchangé. Une jonction tunnel magnétique est obtenue en réalisant un empilement de trois couches minces : deux couches magnétiques séparées par une barrière tunnel isolante. Les couches magnétiques possèdent une

anisotropie uniaxiale définissant une direction privilégiée de l'aimantation (l'axe facile). Une des deux couches magnétiques est piégée dans une direction soit par couplage avec une couche fortement antiferromagnétique, soit du fait de son caractère magnétique plus dur (champ coercitif plus élevé). L'autre couche magnétique, dite d'aimantation « libre », possède deux états privilégiés : parallèle à l'aimantation de la couche « piégée », ou antiparallèle à l'aimantation de la couche « piégée ».

La couche intermédiaire est la barrière tunnel isolante. Comme nous allons le voir par la suite, pour que l'effet tunnel soit important, il faut que l'épaisseur de cette barrière isolante soit de l'ordre ou même inférieure au nanomètre.

Dans un premier temps, nous allons décrire le fonctionnement de la jonction tunnel magnétique à l'aide du modèle simple établi par M. Jullière [Jullière 1975].

1.1.2. Fonctionnement de la jonction tunnel magnétique : modèle de Jullière.

Dans ce modèle, nous considérons deux électrodes ferromagnétiques F1 et F2 séparées par une barrière tunnel isolante I de potentiel rectangulaire déformé par l'application d'une tension V .

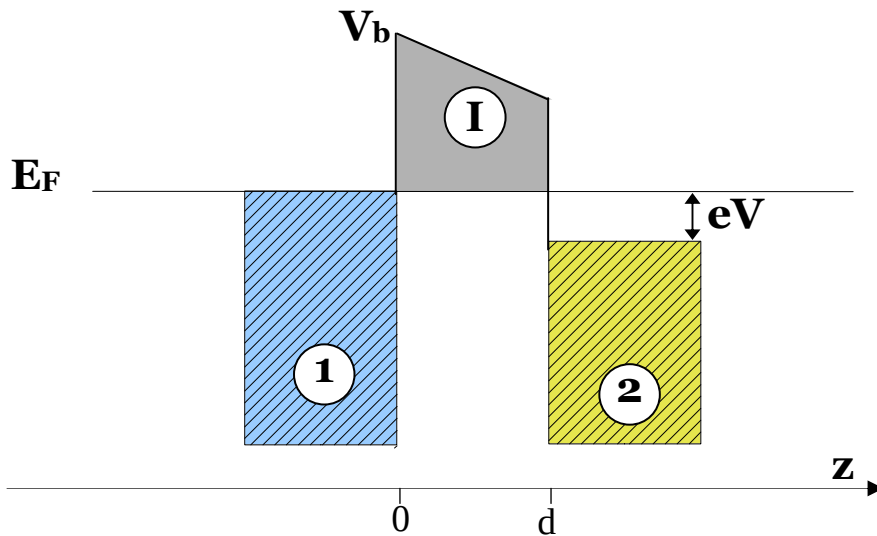


Figure 1.2 : Représentation schématique de l'empilement F1 / I / F2. La barrière isolante I de potentiel V_b est déformée par l'application d'une tension V .

On considère un modèle à une seule bande électronique, et on ne considère que les densités d'états au niveau de Fermi. La barrière tunnel est passive : le coefficient de transmission tunnel est le même pour les spins up et les spins down.

La présence d'un couplage d'échange au niveau des électrodes ferromagnétiques introduit un décalage en énergie des densités d'états des électrons de spin up et de spin down.

On fait l'hypothèse que le spin est conservé lors du passage par effet tunnel (pas de diffusion de spin). Par conséquent, on peut considérer qu'il existe deux canaux de courants parallèles : l'un pour les électrons de spins up (ou majoritaires) et l'autre pour les électrons de spins down (ou minoritaires). D'autre part, d'après la règle d'or de Fermi [Dirac 1927], [Fermi 1950], la probabilité de transition entre l'état initial i et l'état final f pour chaque particule à l'état i (de densité d'états occupés initiale n_i) s'écrit : $P_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{if}|^2 n_i$, où M_{if} est l'élément de matrice caractérisant l'interaction, et n_f est la densité d'états libres finale. L'hypothèse que la barrière est inactive revient à considérer $M_{if} = M$, constante quelque soit i et f . Le coefficient de transmission entre l'état i et l'état f s'exprime donc $T_{i \rightarrow f} = n_i \cdot \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \cdot n_f$, or la conductance est proportionnelle au coefficient de transmission pour chaque canal de spin. La résistance de chaque canal de spin est donc inversement proportionnelle aux densités d'états libres et occupés au niveau de Fermi pour chaque électrode.

La Figure 1.3 est une représentation schématique du modèle de Jullière, les densités d'états des électrons de spins up et down ($n_{\uparrow}$ et $n_{\downarrow}$) sont représentées par des paraboles décalées en énergie. Ce décalage en énergie induit ce que Jullière définit comme la polarisation P des matériaux ferromagnétiques :

$$P = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}}, \text{ dans l'hypothèse de bandes paraboliques, on a}$$

$$\text{aussi : } P = \frac{k_{\uparrow} - k_{\downarrow}}{k_{\uparrow} + k_{\downarrow}}.$$

Si on considère les électrons de spins majoritaires dans le cas parallèle, on voit que la densité d'états occupés dans l'électrode F1 est importante et que la densité d'états libres dans l'électrode F2 est aussi importante. La résistance correspondante $r_{\uparrow}$ est donc faible. Au contraire, pour les électrons de spins minoritaires dans le cas parallèle, la densité d'états occupés dans l'électrode F1 est faible et la densité d'états libres dans l'électrode F2 est faible aussi. Par conséquent, la résistance tunnel des électrons de spins minoritaires $R_{\downarrow}$ dans le cas parallèle est importante. Si on suppose deux canaux de conduction parallèles, le schéma électrique correspondant est décrit ci-dessus dans la Figure 1.3. La résistance totale de la

$$\text{jonction tunnel magnétique dans l'état parallèle s'exprime : } R_{\uparrow\uparrow} = \frac{r_{\uparrow} \cdot R_{\downarrow}}{r_{\uparrow} + R_{\downarrow}}.$$

Si maintenant, on considère le cas anti-parallèle, la densité d'états occupés des électrons de spins majoritaires dans l'électrode F1 est importante, cependant la densité d'états libres des électrons de spins majoritaires dans l'électrode F2 est faible. Par conséquent, la résistance tunnel des électrons de spins majoritaires $R_{\uparrow}$ dans le cas antiparallèle est moyenne. De même, pour les électrons de spins minoritaires, la densité d'états occupés dans l'électrode F1 est

faible mais la densité d'états libres dans l'électrode F2 est importante. Par conséquent, là aussi la résistance correspondante $R_{\downarrow}$ est moyenne. La résistance totale de la jonction tunnel magnétique dans l'état anti-parallèle s'exprime : $R_{\uparrow\downarrow} = \frac{R_{\uparrow} \cdot R_{\downarrow}}{R_{\uparrow} + R_{\downarrow}}$.

On remarque tout de suite que la faible résistance $r_{\uparrow}$ rend $R_{\uparrow\uparrow}$ plus faible que $R_{\uparrow\downarrow}$. Comme nous le verrons dans le dernier paragraphe de ce chapitre, c'est cette différence de résistance entre l'état parallèle et l'état anti-parallèle qui rend la jonction tunnel magnétique tellement intéressante pour les applications.

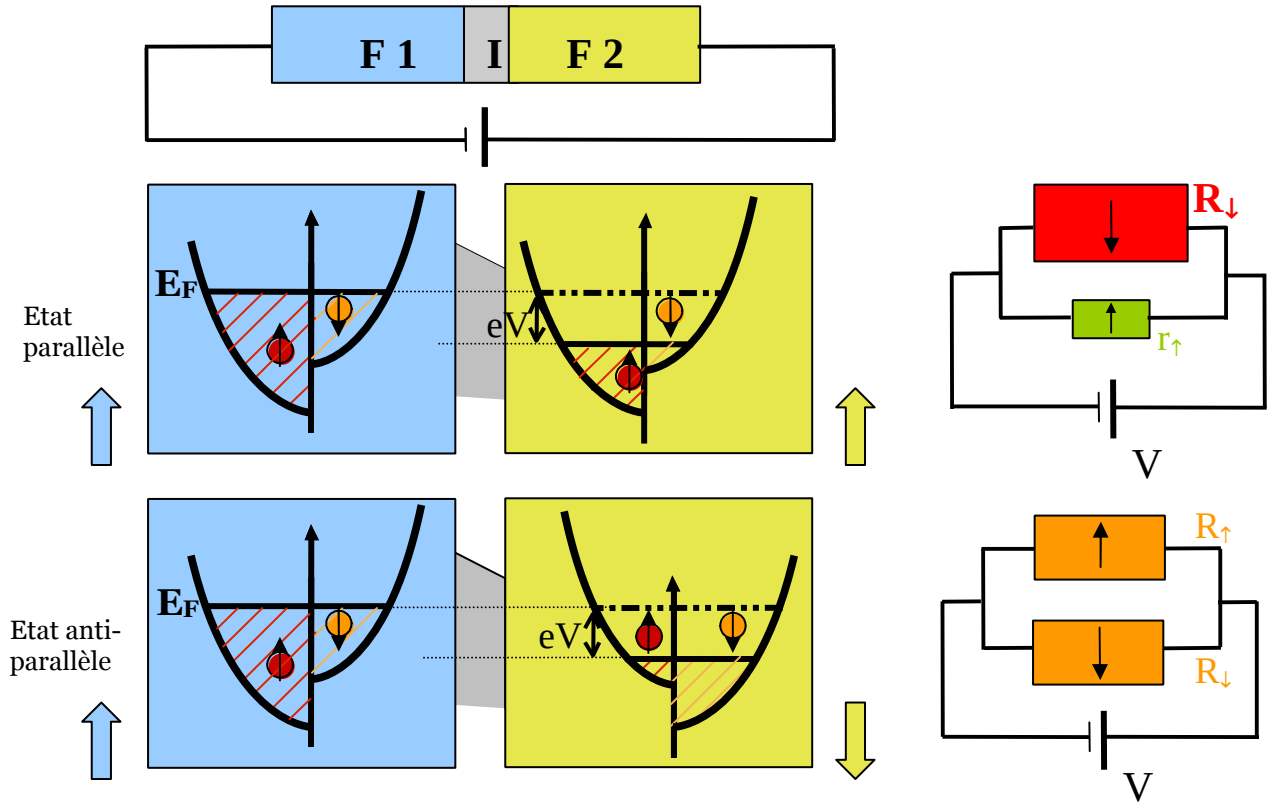


Figure 1.3 : Effet tunnel entre deux ferromagnétiques F1 et F2 séparés par une barrière isolante I de potentiel rectangulaire déformée par l'application d'une tension V. Les densités d'état $n_{\uparrow}$ et $n_{\downarrow}$ sont représentées par des paraboles décalées en énergie par couplage d'échange.

On définit la magnétorésistance tunnel (TMR) par le rapport :

$$TMR = \frac{R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow}}{R_{\uparrow\uparrow}} = \frac{J_p - J_{ap}}{J_{ap}} = \frac{(n_1^{\uparrow}n_2^{\uparrow} + n_1^{\downarrow}n_2^{\downarrow}) - (n_1^{\uparrow}n_2^{\downarrow} + n_1^{\downarrow}n_2^{\uparrow})}{n_1^{\uparrow}n_2^{\downarrow} + n_1^{\downarrow}n_2^{\uparrow}} = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2} \quad (1.1)$$

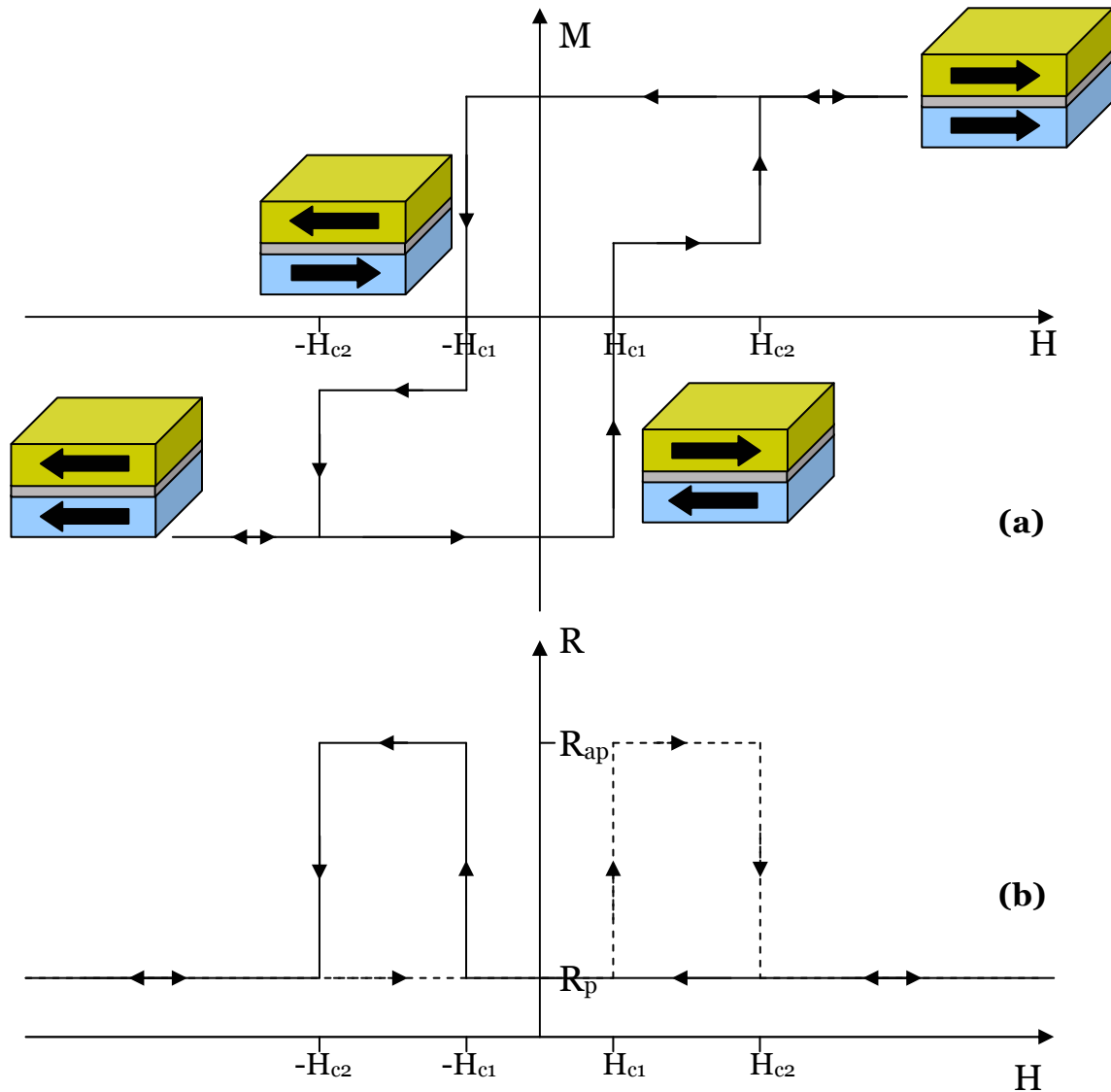


Figure 1.4 : Retournement des aimantations d'une jonction tunnel magnétique $F1/I/F2$ par application d'un champ magnétique suivant l'axe facile.

(a) Cycle de retournement d'aimantation M idéal en fonction du champ magnétique H .

(b) Cycle de la résistance de la jonction tunnel magnétique correspondant.

Pour changer la jonction tunnel magnétique de l'état parallèle à l'état anti-parallèle, on peut appliquer un champ magnétique suivant l'axe facile. La variation de résistance de la jonction ainsi que celle de l'aimantation M en fonction du champ appliqué sont données par la Figure 1.4. La couche « libre » possède un champ coercitif H_{c1} , et la couche « piégée » (ou de référence) un champ coercitif $H_{c2} > H_{c1}$.

On observe bien les retournements successifs des deux couches ferromagnétiques, et on voit que l'on peut déduire de la valeur de la résistance les orientations respectives des deux aimantations (et inversement). Les premières études sur les jonctions tunnels magnétiques permettaient déjà de valider ce comportement [Miyazaki 1995], [Moodera 1995].

Ce modèle simple, bien que permettant d'expliquer dans un premier temps le fonctionnement de la jonction tunnel magnétique, ne prend pas en compte la transmission

par effet tunnel. C'est pourquoi, nous allons détailler dans le prochain paragraphe l'effet tunnel dépendant du spin dans le cadre du modèle des électrons libres. Ce second modèle permet d'obtenir une première approche de la transmission par effet tunnel.

1.1.3. Effet tunnel dépendant du spin : modèle des électrons libres.

L'effet tunnel est un effet de transport quantique évoqué en premier en 1928 par Oppenheimer [Oppenheimer 1928]. L'effet tunnel correspond au passage des électrons au travers d'une barrière de potentiel alors qu'ils possèdent une énergie inférieure à la hauteur de cette barrière. Dans un premier temps, nous considérons le modèle de Sommerfeld : des électrons sans interaction (dits « libres ») dans une boîte (les potentiels des électrodes et de la barrière sont constants). On ne considère que les solutions stationnaires. L'équation de **Schrödinger** de chaque « boîte » s'écrit :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \vec{\nabla}^2 + V \right) \Phi(\vec{r}) = E \cdot \Phi(\vec{r}) \quad (1.2)$$

La Figure 1.5 décrit ce premier système simple.

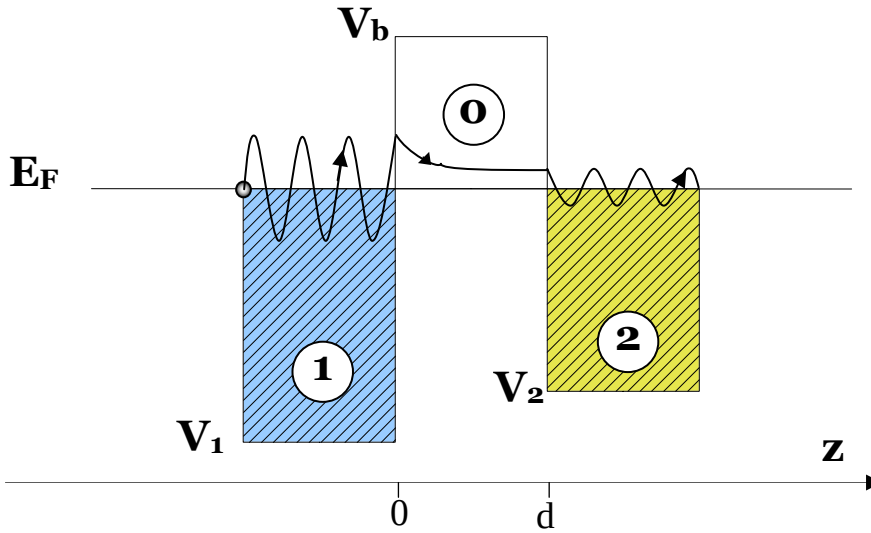


Figure 1.5 : profil de potentiels et fonction d'onde électronique dans le cas d'une barrière de potentiel constant V_b pour un système FM/I/FM.

D'autre part, on suppose que le vecteur d'onde transverse $k_{//}$ est conservé lors du passage tunnel.

On écrit la fonction d'onde $\Phi(r)$ dans les zones 0, 1 et 2 respectivement :

$$\begin{cases} \Phi_1(\vec{r}) = e^{+ik_1z} \cdot e^{+ik_{//}r_{//}} + B_1 \cdot e^{-ik_1z} \cdot e^{+ik_{//}r_{//}} \\ \Phi_0(\vec{r}) = A_0 \cdot e^{+ik_0z} \cdot e^{+ik_{//}r_{//}} + B_0 \cdot e^{-ik_0z} \cdot e^{+ik_{//}r_{//}} \\ \Phi_2(\vec{r}) = A_2 \cdot e^{+ik_2z} \cdot e^{+ik_{//}r_{//}} \end{cases} \quad (1.3)$$

Si on résout l'équation de Schrödinger pour ces fonctions d'onde, on obtient dans la zone 1 :

$$\vec{\nabla}^2 \Phi_1 = -(k_1^2 + k_{//}^2) \cdot \Phi_1 \quad \text{soit} \quad \boxed{E_F - V_1 = \frac{\hbar^2}{2m} (k_1^2 + k_{//}^2)} \quad (1.4)$$

$$\text{dans la zone 2, on obtient de même : } E_F - V_2 = \frac{\hbar^2}{2m} (k_2^2 + k_{//}^2) \quad (1.5)$$

$$\text{On peut donc écrire : } \begin{cases} \boxed{k_1 = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E_F - V_1) - k_{//}^2}} \\ \boxed{k_2 = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E_F - V_2) - k_{//}^2}} \end{cases} \quad (1.6)$$

$$(1.7)$$

Dans la zone 0, la fonction d'onde est une onde évanescente [Bardeen 1961].

$$\text{En effet, } \vec{\nabla}^2 \Phi_0 = -(k_0^2 + k_{//}^2) \cdot \Phi_0 \quad \text{soit} \quad E_F - V_b = \frac{\hbar^2}{2m} (k_0^2 + k_{//}^2) \leq 0.$$

$$\text{Il en découle : } \boxed{\kappa = ik_0 = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (V_b - E_F) + k_{//}^2}}. \quad (1.8)$$

On calcule maintenant le coefficient de transmission T de ce système.

Pour les fonctions d'ondes décrites auparavant, le coefficient de transmission est défini comme le quotient de la densité du courant de probabilité dans l'onde transmise par la

densité du courant dans l'onde incidente [Landau 1967] : $T = \frac{k_2}{k_1} |A_2|^2$. Ce ratio traduit un

ratio de densité de probabilité de présence de 1 vers 2.

Les relations de continuité de Φ et de $d\Phi/dz$ en $z = 0$ et en $z = d$ nous permettent de calculer l'expression de A_2 .

On en déduit alors la valeur du coefficient de transmission tunnel :

$$\boxed{T = \frac{k_2}{k_1} |A_2|^2 = \frac{16k_1 \kappa^2 k_2 \cdot e^{-2\kappa d}}{\left[(\kappa^2 - k_1 k_2) (1 - e^{-2\kappa d}) \right]^2 + \left[\kappa (k_1 + k_2) (1 + e^{-2\kappa d}) \right]^2}} \quad (1.9)$$

On retrouve bien l'expression énoncée par exemple par MacLaren en 1997 [MacLaren 1997].

Ce coefficient de transmission est le point de départ de différents modèles de calcul de la conductance tunnel. Nous allons évoquer dans le paragraphe suivant un des principaux modèles utilisés pour rendre compte du transport polarisé en spin dans une jonction tunnel magnétique : le modèle de Slonczewski [Slonczewski 1989].

1.1.4. Modèle de Slonczewski.

Dans la plupart des cas, la transmission tunnel T est assez faible. Si on considère T proche de zéro (d suffisamment grand), on peut simplifier l'expression de T précédente par :

$$T = \frac{16k_1\kappa^2k_2 \cdot e^{-2\kappa d}}{(\kappa^2 - k_1k_2)^2 + [\kappa(k_1 + k_2)]^2} \quad (1.10)$$

De manière à simplifier le calcul, on suppose les deux électrodes ferromagnétiques identiques. Ce matériau est ferromagnétique, il existe donc un couplage d'échange induisant une différence de potentiel pour les spins up et les spins down. Par conséquent, de part et d'autre de la barrière il existe deux courants de spin, dont les vecteurs d'onde au niveau de Fermi s'écrivent : $k_\uparrow = \sqrt{(2m/\hbar^2)(E_F - V_\uparrow) - k_\parallel^2}$ et $k_\downarrow = \sqrt{(2m/\hbar^2)(E_F - V_\downarrow) - k_\parallel^2}$.

Dans la configuration parallèle, on a $k_1=k_2=k_\uparrow$ ou $k_1=k_2=k_\downarrow$ et respectivement, dans la configuration anti-parallèle, on a $k_1=k_\uparrow$ et $k_2=k_\downarrow$ ou $k_1=k_\downarrow$ et $k_2=k_\uparrow$.

De l'expression précédente, on déduit que le transport tunnel se fait principalement pour $k_\parallel=0$. Si on remplace les vecteurs d'ondes par leurs valeurs dans l'expression de la transmission tunnel on trouve :

$$T_p(k_\parallel = 0) = \frac{16 \cdot k_\uparrow^2 \cdot \kappa_0^2 \cdot e^{-2d\kappa_0}}{(\kappa_0^2 + k_\uparrow^2)^2} + \frac{16 \cdot k_\downarrow^2 \cdot \kappa_0^2 \cdot e^{-2d\kappa_0}}{(\kappa_0^2 + k_\downarrow^2)^2} \quad (1.11)$$

et,

$$T_{ap}(k_\parallel = 0) = \frac{32 \cdot k_\uparrow \cdot \kappa_0^2 \cdot k_\downarrow \cdot e^{-2d\kappa_0}}{(\kappa_0^2 - k_\uparrow k_\downarrow)^2 + [\kappa_0^2(k_\uparrow + k_\downarrow)]^2} \quad (1.12)$$

On utilise ensuite la formule de Landauer-Büttiker [Landauer 1957],[Büttiker 1988] pour calculer la conductance tunnel.

$$G = \frac{e^2}{(2\pi)^2 \hbar} \int d^2 k_{//} T(k_{//}) \quad (1.13)$$

En ne conservant que les termes au premier ordre en $1/d$, on retrouve la formule de

Slonczewski :
$$G = \frac{e^2}{4\pi\hbar} \frac{\kappa_0}{d} T(k_{//} = 0) \quad \text{avec } \kappa_0 = K(k_{//} = 0). \quad (1.14)$$

On peut donc écrire :

$$G_p = \frac{e^2}{4\pi\hbar} \frac{\kappa_0}{d} T_p(k_{//} = 0) = \frac{e^2}{4\pi\hbar} \frac{\kappa_0}{d} \left[\frac{16 \cdot k_{\uparrow}^2 \cdot \kappa_0^2 \cdot e^{-2d\kappa_0}}{(\kappa_0^2 + k_{\uparrow}^2)^2} + \frac{16 \cdot k_{\downarrow}^2 \cdot \kappa_0^2 \cdot e^{-2d\kappa_0}}{(\kappa_0^2 + k_{\downarrow}^2)^2} \right] \quad (1.15)$$

et,

$$G_{ap} = \frac{e^2}{4\pi\hbar} \frac{\kappa_0}{d} T_{ap}(k_{//} = 0) = \frac{e^2}{4\pi\hbar} \frac{\kappa_0}{d} \left[\frac{32 \cdot k_{\uparrow} \cdot \kappa_0^2 \cdot k_{\downarrow} \cdot e^{-2d\kappa_0}}{(\kappa_0^2 - k_{\uparrow}k_{\downarrow})^2 + [\kappa_0^2(k_{\uparrow} + k_{\downarrow})]^2} \right] \quad (1.16)$$

La magnétorésistance est alors définie par :
$$TMR = \frac{G_p - G_{ap}}{G_{ap}} = \frac{2P_{eff}^2}{1 - P_{eff}^2} \quad (1.17)$$

On retrouve l'expression de Slonczewski pour la polarisation effective P_{eff} :

$$P_{eff} = \frac{k_{\uparrow} - k_{\downarrow}}{k_{\uparrow} + k_{\downarrow}} \cdot \frac{\kappa_0^2 - k_{\uparrow}k_{\downarrow}}{\kappa_0^2 + k_{\uparrow}k_{\downarrow}}. \quad (1.18)$$

Le premier terme de cette polarisation effective correspond au terme de Jullière dans l'hypothèse des bandes paraboliques ; il est corrigé par le deuxième terme qui permet de prendre en compte non seulement les paramètres des électrodes ferromagnétiques mais aussi de tenir compte de la barrière à l'aide du paramètre κ_0 qui est directement relié à la hauteur

de barrière par la relation $\kappa_0 = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(V_b - E_F)}$ [Slonczewski 1989]. Les expériences ont

d'ailleurs clairement montrées que la polarisation en spin était liée aux propriétés structurales, électroniques et interfaciales des métaux et de la barrière isolante [De Teresa 1999],

[LeClair 2000], [LeClair 2001], [LeClair 2002].

Ces calculs de transmission tunnel basés sur le modèle des électrons libres ne sont cependant pas suffisants. En effet, lorsqu'on applique une tension aux bornes de la jonction tunnel magnétique, la barrière se déforme pour devenir trapézoïdale et le calcul analytique exact des fonctions d'ondes devient impossible. Les deux modèles présentés dans le paragraphe suivant utilisent donc l'approximation WKB (Wentzel, Kramers, Brillouin) pour calculer le courant tunnel [Wentzel 1926], [Kramers 1926], [Brillouin 1926].

1.1.5. Modèles de Brinkman et de Simmons.

On considère le même système que précédemment mais cette fois, on applique une tension V . Le système est décrit par la Figure 1.6.

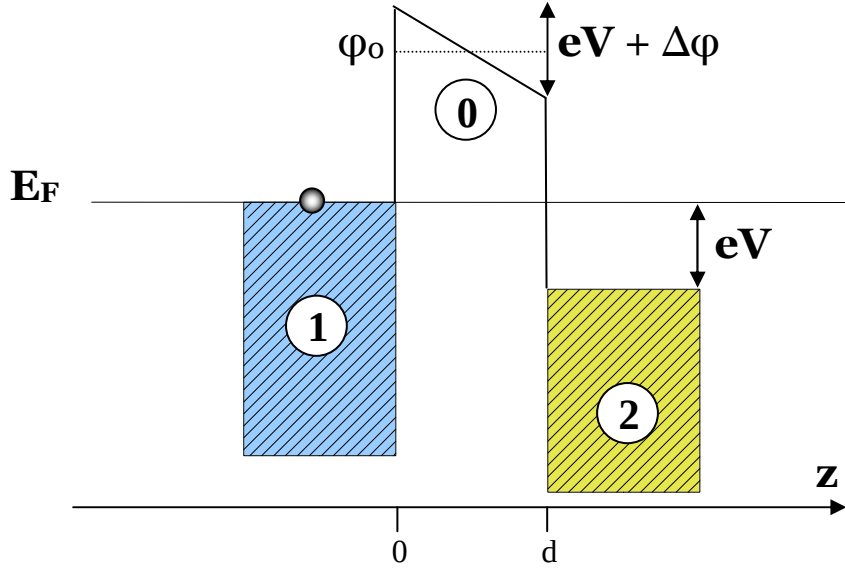


Figure 1.6 : profil de potentiels dans le cas d'une barrière de potentiel trapézoïdale pour un système FM/I/FM.

Pour calculer le courant tunnel traversant la jonction, on fait les hypothèses suivantes : le passage par effet tunnel se fait en conservant $k_{//}$ et il y a aussi conservation de l'énergie totale du système. On écrit l'énergie cinétique dans chaque électrode :

$$\begin{cases} E_1 = \frac{\hbar^2 k_1^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m} = E_{1z} + E_{1//} \\ E_2 = \frac{\hbar^2 k_2^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m} = E_{2z} + E_{2//} = E_1 - eV \end{cases} \quad (1.19)$$

Conservation de l'énergie

$$E_2 = \frac{\hbar^2 k_2^2}{2m} + \frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m} = E_{2z} + E_{2//} = E_1 - eV \quad (1.20)$$

La conservation de $k_{//}$ lors du passage du côté 1 au côté 2 entraîne la relation :

$$\frac{\hbar^2 k_1^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k_2^2}{2m} - eV \quad (1.21)$$

Le courant incident dû aux électrons dans un élément de volume $dk_1 = dk_{1z}dk_{//}$ de l'espace réciproque s'écrit : $j_i = -e\rho(k_1)f_1(k_1)v_z(k_1)dk_1$ avec $v_z(k_1) = \frac{1}{\hbar} \cdot \frac{\partial E}{\partial k_{1z}} = \frac{\hbar k_{1z}}{m}$ et

$$\rho(k_1) = \frac{1}{4\pi^3}.$$

Le courant transmis à travers la barrière tunnel s'écrit : $j_{1 \rightarrow 2} = \int_{k_1} T \cdot j_i$ (1.22)

En différenciant la relation (1.21), on a $k_{1z}dk_{1z} = k_{2z}dk_{2z} = \frac{m}{\hbar^2} dE_z$.

Si on écrit $dk_{//}$ en coordonnées polaires, on a $k_{//}dk_{//}d\theta = \frac{m}{\hbar^2} dE_{//}d\theta$. L'axe polaire correspond ici à l'axe d'orientation de $k_{//}$ dans le plan (x, y).

On peut donc écrire le courant total de 1 vers 2 :

$$j_{1 \rightarrow 2} = -\frac{em}{4\pi^3\hbar^3} \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^{2\pi} d\theta \cdot T(E_z) f_1(E_z, E_{//}) dE_z dE_{//} \quad (1.23)$$

De la même manière, on écrit le courant de 2 vers 1 suivant la forme :

$$j_{2 \rightarrow 1} = -\frac{em}{4\pi^3\hbar^3} \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^{2\pi} d\theta \cdot T(E_z) f_2(E_z, E_{//}) dE_z dE_{//} \quad (1.24)$$

Ces deux courants résultent de la somme sur l'ensemble des vecteurs d'ondes de l'espace réciproque (ou énergies), de la population d'électrons circulant d'une électrode à l'autre.

Le courant tunnel total s'exprime donc :

$$j_{tot} = j_{1 \rightarrow 2} - j_{2 \rightarrow 1} = -\frac{em}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty \int_0^\infty T(E_z) (f_1(E_z, E_{//}) - f_2(E_z, E_{//})) dE_z dE_{//} \quad (1.25)$$

Les électrons à l'équilibre thermodynamique suivent la statistique de Fermi-Dirac, leur fonction de distribution s'écrit :

$$f_i(E_z, E_{//}) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_z + E_{//} - E_i}{k_B T}\right)} \quad (1.26)$$

La primitive de $f(x) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_z + x - E_F}{k_B T}\right)}$ est $k_B T \ln\left(1 + \exp\left(\frac{E_F - E_z - x}{k_B T}\right)\right)$

On peut donc réécrire le courant total sous la forme :

$$j_{tot} = -\frac{em}{2\pi^2\hbar^3} k_B T \int_0^\infty T(E_z) \ln \left(\frac{1 + \exp\left(\frac{E_{F1} - E_z}{k_B T}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_{F1} - eV - E_z}{k_B T}\right)} \right) dE_z \quad (1.27)$$

On se place à température faible, les exponentielles varient brutalement autour de E_F et deviennent prépondérantes devant 1, l'expression du courant total peut donc se simplifier au premier ordre :

$$j_{tot} = -\frac{em}{2\pi^2\hbar^3} k_B T \left(\int_0^{E_{F1}} T(E_z) \cdot \frac{(E_{F1} - E_z)}{k_B T} dE_z - \int_0^{E_{F1} - eV} T(E_z) \cdot \frac{(E_{F1} - eV - E_z)}{k_B T} dE_z \right) \quad (1.28)$$

La transmission tunnel à travers une barrière trapézoïdale peut être exprimée à l'aide de l'approximation WKB (Wentzel Kramers Brillouin). Cette approximation permet d'écrire la fonction d'onde dans la barrière sous la forme [Montaigne 1999]:

$$\Phi_{WKB} = \frac{C}{\sqrt{\kappa_z(E_z)}} \cdot \exp\left(-\int \kappa_z(E_z) dz\right) \quad (1.29)$$

On aboutit à un coefficient de transmission tunnel : $T(E_z) = \exp\left(-2 \int_0^d \kappa(z, E_z) dz\right)$ (1.30)

On a vu au paragraphe 1.1.3 que le vecteur d'onde κ s'exprime en fonction de l'énergie suivant la relation :

$$\kappa_z(E_z) = \sqrt{\frac{2m(V(z) - E_z)}{\hbar^2}} \quad (1.31)$$

Simmons [Simmons 1963] et Brinkman [Brinkman 1970] considèrent une barrière trapézoïdale de hauteur moyenne ϕ . Le coefficient de transmission se simplifie alors pour donner :

$$T(E_z) = \exp\left(-\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} d \sqrt{\phi - E_z}\right) \quad (1.32)$$

On obtient donc un courant tunnel total s'exprimant :

$$j_{tot} = \frac{e}{2\pi\hbar d^2} \left(\left(\phi_0 - \frac{eV}{2} \right) \exp\left(-\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} d \sqrt{\phi_0 - \frac{eV}{2}}\right) - \left(\phi_0 + \frac{eV}{2} \right) \exp\left(-\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} d \sqrt{\phi_0 + \frac{eV}{2}}\right) \right) \quad (1.33)$$

On retrouve l'expression classique calculée par Simmons qui est valable tant que la barrière est trapézoïdale et symétrique. Brinkman prend en compte une asymétrie de la barrière en ajoutant le paramètre d'asymétrie $\Delta\phi$ qui vient s'ajouter à la déformation due à l'application d'une tension V (comme cela est décrit sur la Figure 1.6).

On pose $A = \frac{2\sqrt{2m}}{\hbar}$ et on calcule la conductance surfacique $G(0) = \left. \frac{dj_{tot}}{dV} \right|_0$.

On trouve une conductance surfacique à tension nulle de :

$$G(0) = \frac{e^2 \sqrt{2m\phi_0}}{\hbar^2 d} \exp\left(-\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} d \sqrt{\phi_0}\right) \quad (1.34)$$

Brinkman et collaborateurs ont ensuite réalisé un développement limité en tension de la conductance surfacique. Ils trouvent :

$$\boxed{G(V) = \left. \frac{dj_{tot}}{dV} \right|_V = G(0) \cdot \left(1 - \frac{Ad\Delta\phi}{24 \cdot \phi_0^{3/2}} \cdot eV + \frac{d^2 A^2}{32 \cdot \phi_0} \cdot (eV)^2 \right)} \quad (1.35)$$

Cette première approche reste encore à l'heure actuelle, le modèle le plus utilisé pour relier les paramètres intrinsèques de la barrière tunnel (épaisseur, hauteur de barrière et asymétrie) aux propriétés de transport de la jonction tunnel magnétique (caractéristique $I(V)$).

On calcule la conductance de l'état parallèle ou de l'état antiparallèle en ajustant au niveau de $G(0)$ le niveau de la hauteur de barrière correspondant à chaque état.

Nous avons vu dans ce paragraphe comment fonctionne une jonction tunnel magnétique ainsi que les propriétés de transport qui rendent cette structure particulièrement intéressante pour les applications. Nous allons désormais nous intéresser aux principales structures de jonctions tunnel magnétiques proposées jusqu'à aujourd'hui.

1.2. Evolution de la structure des jonctions tunnel magnétiques.

La structure de principe tri-couche a beaucoup évolué pour se transformer en un empilement complexe d'une dizaine de couches minces. Nous allons retracer l'évolution de cet empilement. Dans un premier temps, nous nous intéresserons à l'évolution de la barrière tunnel depuis l'alumine amorphe jusqu'à la barrière de MgO épitaxiée. Puis, nous verrons que pour limiter l'influence des champs magnétiques extérieurs, les couches magnétiques ont été remplacées par des tri-couches Anti-ferromagnétiques synthétiques (SAF). Nous décrirons ensuite deux structures complètes : la structure complète mise en place par Freescale pour le retournement de type Savtchenko augmentant la fiabilité de l'adressage des jonctions tunnels magnétiques ; et enfin, la structure permettant une écriture thermiquement activée.

1.2.1. Evolution de la barrière tunnel de l' Al_2O_3 au MgO.

Les premiers résultats expérimentaux de magnétorésistance tunnel importante à température ambiante ont été obtenus avec des barrières tunnels d'alumine Al_2O_3 amorphe plus facile à réaliser en couche très mince et uniforme [Mooodera 1995], [Miyasaki 1995]. Des systèmes tunnels à base d'alumine et de TiO_2 sont désormais en production et disponibles sur le marché (tête de lecture de disque dur (CPP Tunnel Valve Hitachi, Fujitsu, et Seagate [Mao 2006]) et mémoire magnétique MRAM Freescale).

Les propriétés des jonctions tunnels magnétiques sont très fortement liées à la qualité de la barrière et surtout à la qualité de ses interfaces. De nombreuses études expérimentales et théoriques ont été menées pour optimiser le transport polarisé en spin dans les jonctions tunnel magnétiques [De Teresa 1999], [LeClair 2000], [LeClair 2001], [LeClair 2002], [Mitani 2003]. Des calculs de polarisation de spin ont permis d'identifier les meilleures barrières tunnel potentielles [MacLaren 1999], [Oleinik 2002], [Freyss 2002]. Le MgO avec 1000% de polarisation prédite semble être un candidat idéal [Butler 2001], [Mathon 2001]. Cependant, pour que l'effet soit important, il faut que la barrière de MgO soit épitaxiale. La difficulté technologique de faire croître cette couche sans dislocation et sans défaut a rendu pendant les premières années les résultats du MgO décevants. Mais, ces résultats se sont améliorés avec les technologies et la valeur théorique de 1010% de TMR à température presque nulle est atteinte [Lee 2007], [Tsunekawa 2006], [Hayakawa 2006], [Yuasa 2004], [Parkin 2004].

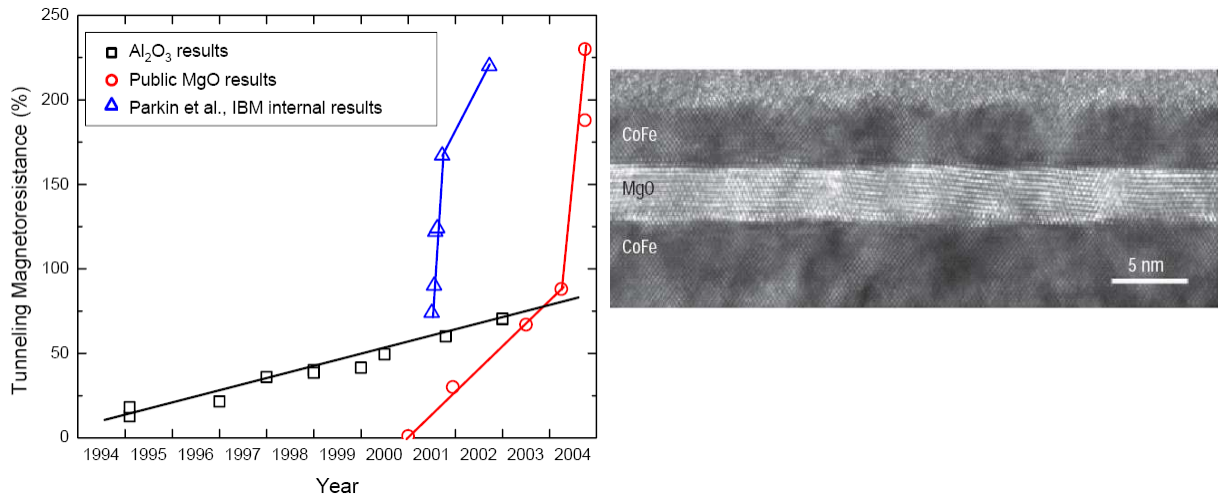


Figure 1.7: comparaison de la magnétorésistance tunnel des jonctions à base d'alumine et de MgO. Image TEM d'une jonction tunnel épitaxiale à base de MgO. Images extraites d'une présentation de S.S.P. Parkin lors de l'école d'été 'Spinelectronics' W&E Heraeus Summerschool à Wittenberg (2005).

La particularité du MgO est qu'il joue un rôle de barrière tunnel « active » : le coefficient de transmission tunnel pour une barrière de MgO n'est plus uniforme quelque soit l'orientation du spin comme cela était le cas pour les barrières tunnels amorphes (voir paragraphe 1.1.3). Si on s'intéresse au cas particulier des jonctions Fe/MgO/Fe cristallines pour lesquelles Butler et col. ont fait des calculs, les électrons qui dominent le courant tunnel sont ceux qui ont un $k_{\parallel} = 0$ (soit une direction Δ dans l'espace de Fermi) [Butler 2001]. Les états proches du niveau de Fermi dans le fer sont Δ_1 , Δ_5 et Δ_2 pour les spins majoritaires et Δ_5 , Δ_2 et Δ_2' pour les spins minoritaires. Du fait de l'effet de sélection de la barrière de MgO, il existe un taux d'atténuation différent pour chaque symétrie dans la barrière. Sur la Figure 1.8, on représente les densités d'états des électrons dans les différentes configurations (parallèle et antiparallèle pour les spins minoritaires et majoritaires). Si on définit le coefficient d'atténuation κ pour chaque bande dans la barrière de MgO, on constate que $\kappa_{\Delta_1} \ll \kappa_{\Delta_5} < \kappa_{\Delta_2} \ll \kappa_{\Delta_2'}$.

Pour la configuration parallèle, pour le canal majoritaire, le transport est dominé par la bande Δ_1 qui s'atténue beaucoup moins que les bandes Δ_5 et Δ_2 . Pour le canal minoritaire, la bande Δ_5 domine cette fois le transport car il n'y a pas d'états Δ_1 au niveau de Fermi dans cette symétrie. Si comme dans le modèle de Jullière, on considère la conductance proportionnelle aux densités d'états libres d'un côté et occupés de l'autre, on s'aperçoit que la conductance parallèle G_p est dominée par les états de symétrie Δ_1 , surtout lorsque l'épaisseur de la barrière augmente.

Pour la configuration antiparallèle, les états Δ_1 majoritaires de l'électrode émettrice ne trouvent pas d'états correspondants dans l'électrode réceptrice, ils sont donc « réfléchis » à l'interface MgO/Fe (cf. sigle $\otimes$ sur la Figure 1.8).

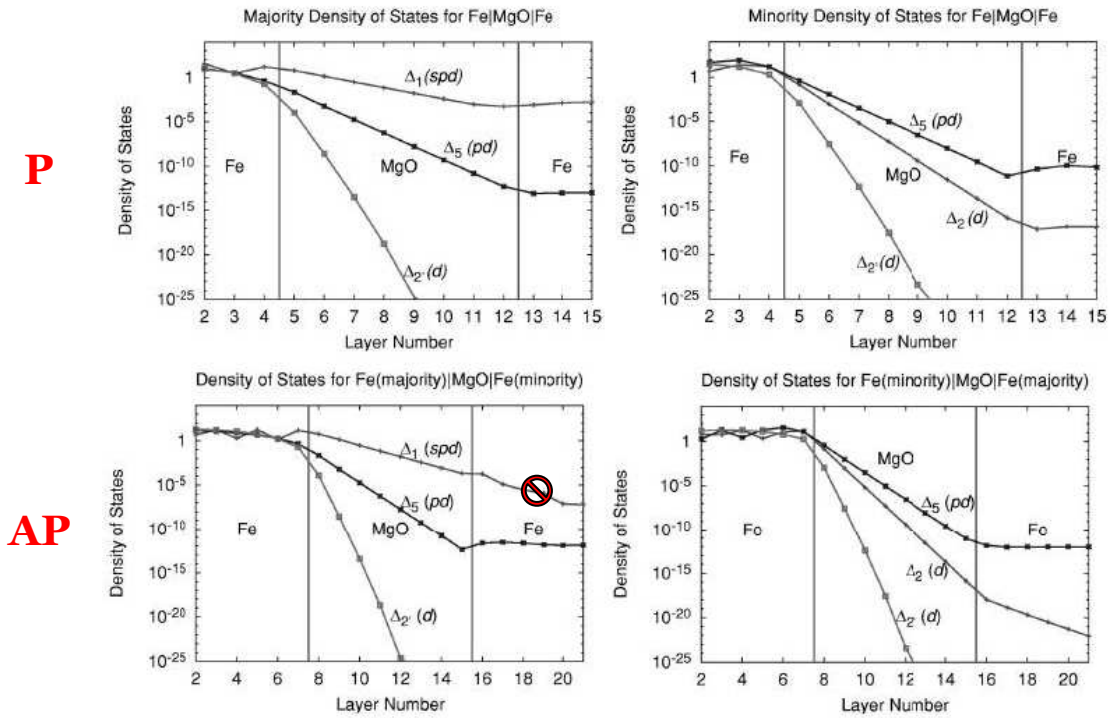


Figure 1.8 : densités d'états des spins majoritaires et minoritaires pour un système Fe/MgO/Fe pour les différentes fonctions de Bloch correspondant à la direction Δ ($k_{\parallel}=0$). Figure d'après [Butler 2001].

Par conséquent, seuls les électrons de symétrie Δ_5 vont participer au courant tunnel. La conductance antiparallèle G_{ap} est donc dominée par les états Δ_5 . Or, la barrière atténue beaucoup plus les états Δ_5 que les états Δ_1 . Donc ce filtrage a pour conséquence directe que $G_p \gg G_{ap}$ et vient ainsi renforcer l'effet de magnétorésistance tunnel.

Avec une TMR de plusieurs centaines de % à température ambiante, les systèmes épitaxiaux à base d'une barrière de MgO sont en passe de remplacer les systèmes classiques à base de barrière d'alumine amorphe. Les problèmes d'uniformité des propriétés sur des wafers 300 mm doivent être optimisés (notamment les conditions de recuit permettant une bonne cristallinité) pour que le MgO remplace définitivement l'alumine [Dave 2006].

Après nous être intéressés à la barrière tunnel, nous allons voir comment les couches magnétiques de la jonction tunnel magnétique ont peu à peu évolué pour être finalement remplacées par un système antiferromagnétique artificiel (SAF).

1.2.2. Structure Anti-Ferromagnétique Synthétique (SAF).

La structure simple constituée de deux couches ferromagnétiques de champs coercitifs différents séparés par une barrière tunnel a, peu à peu, évolué de manière à satisfaire les contraintes des applications. Cette évolution progressive est présentée sur la Figure 1.9.

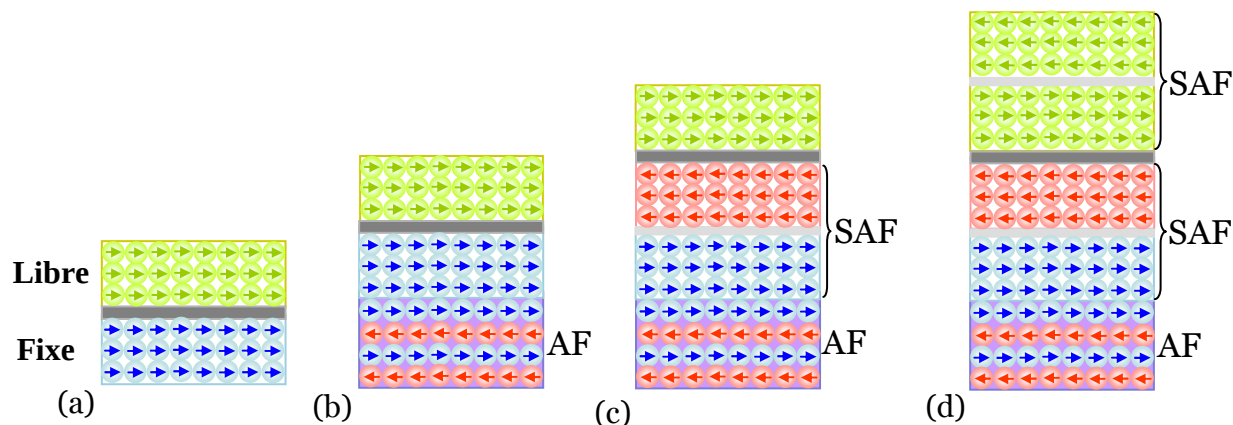


Figure 1.9 : « évolution » de la structure de la jonction tunnel magnétique.

(a) empilement simple Ferromagnétique « dur » / Isolant / Ferromagnétique « doux ».

(b) couche de référence stabilisée par un couplage d'échange avec un antiferromagnétique.

(c) couche de référence remplacée par un anti-ferromagnétique synthétique pour diminuer le champ de fuite de la couche de référence et stabiliser encore plus la couche de référence.

(d) couche « libre » remplacée par un anti-ferromagnétique synthétique pour diminuer l'influence des champs magnétiques parasites sur la structure.

Dans un premier temps, la couche de référence n'était considérée fixe que parce qu'elle avait un champ coercitif plus élevé que la couche « libre ». De manière à stabiliser un peu plus la couche de référence, on a introduit, de même que pour les vannes de spins dès 1995 [Baumgart 1995], une couche antiferromagnétique. Par un effet que l'on appelle « exchange bias coupling » ou couplage par champ d'échange, l'introduction d'une couche antiferromagnétique va agir sur la couche de référence comme si on appliquait un champ dit d'échange. Ce champ agit comme un champ extérieur appliqué et vient s'ajouter au champ coercitif pour augmenter le champ nécessaire pour renverser la couche de référence [Meiklejohn 1956], [Nogues 1999], [Berkowitz 1999].

Comme la Figure 1.10 nous le montre, l'introduction de la couche anti-ferromagnétique se traduit par un décalage du cycle d'hystérésis qui a pour conséquence de « décaler » le champ de retournement de la couche magnétique de référence. (voir insert Figure 1.10)

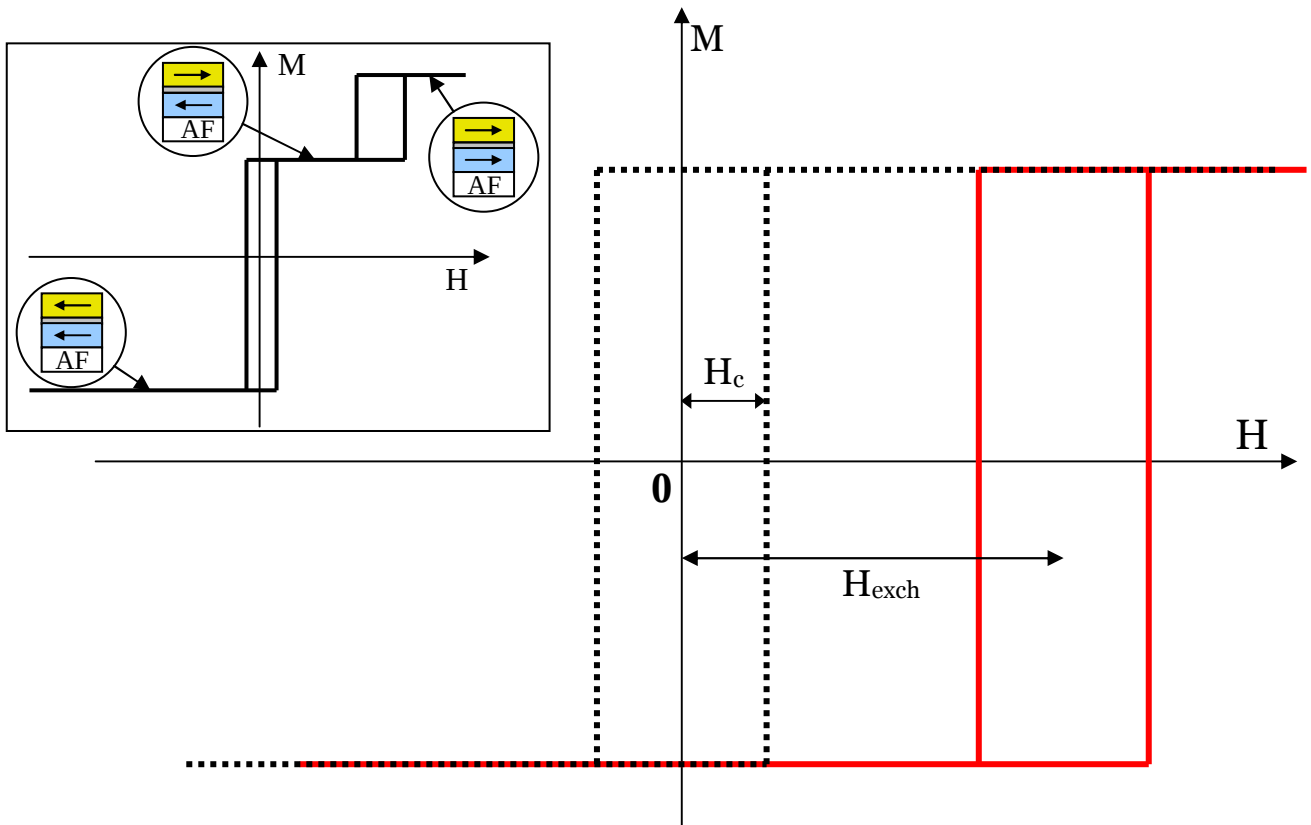


Figure 1.10 : cycles d'hystérésis suivant l'axe de facile aimantation pour une couche simple (en noir trait pointillé) et pour une couche « piégée » par un couplage par champ d'échange (en rouge trait plein).

En insert, cycle d'hystérésis de l'empilement complet couche de référence / barrière / couche libre.

Cependant, les couches étant minces, les champs de fuite sont importants et influencent le retournement de la couche libre. C'est pourquoi la couche de référence a été remplacée par une structure anti-ferromagnétique synthétique. (Voir Figure 1.9.c)

La structure anti-ferromagnétique synthétique est composée de deux couches ferromagnétiques couplées entre elles anti-ferromagnétiquement par une couche intermédiaire réalisant un couplage d'échange interfacial. Ce couplage d'échange est lié au confinement dépendant du spin des électrons dans la couche intermédiaire métallique, et des effets de « bad hybridization » aux très fines épaisseurs [Bruno 1995]. Ce couplage peut être ferromagnétique ($J = \text{constante d'échange} > 0$) ou antiferromagnétique ($J < 0$) en fonction de l'épaisseur de la couche intermédiaire. Les premières observations expérimentales de ce couplage ont été obtenues en étudiant les effets de GMR (Giant MagnetoResistance) par S.S.P. Parkin [Parkin 1990]. Ces mesures ont été complétées ensuite par des études théoriques basées sur le couplage RKKY et les calculs de densités d'états au niveau de Fermi (importance des effets d'interfaces) [Bruno 1991], [Stiles 1999].

Le principal avantage de ces structures est qu'en choisissant les matériaux et les épaisseurs judicieusement, on peut créer une structure antiferromagnétique parfaitement compensée

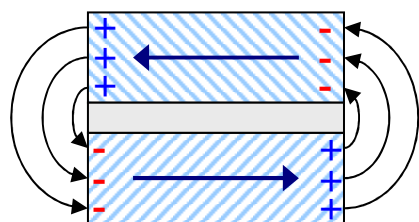


Figure 1.11 : charges magnétiques sur les bords d'un SAF

donc de moment magnétique total nul. De plus, la faible épaisseur des couches permet un rebouclage du champ magnétique sur les bords et donc renforce la stabilité de la structure.

En remplaçant la couche de référence par un antiferromagnétique synthétique compensé, on élimine les problèmes de champs de fuite s'opposant au retournement de la couche libre. D'autre part, le couplage antiferromagnétique entre les deux couches stabilise encore un peu plus l'aimantation de la couche de référence.

Sur la Figure 1.12, on voit une réalisation pratique de ce type de structure intégrée comme couche de référence d'une jonction tunnel magnétique.

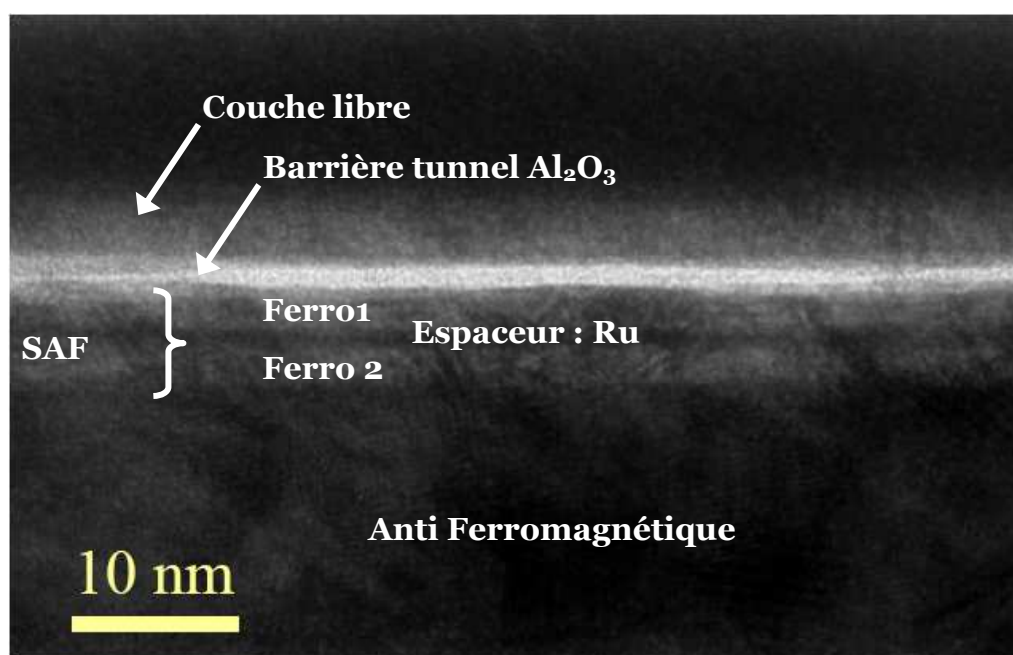


Figure 1.12 : Image TEM (Microscope Electronique en Transmission) d'une jonction tunnel magnétique présentée par J. Slaughter au Cornell Nanotechnology Symposium, mai 2004.

Enfin, comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant, la couche libre des jonctions tunnels magnétiques destinées à être utilisées dans des mémoires magnétiques a aussi été remplacée par une structure antiferromagnétique synthétique (voir Figure 1.9.d) de manière à réduire l'influence des couplages dipolaires entre cellules, et l'influence des champs magnétiques parasites.

1.2.3. Exemples de structures complètes : structure Savtchenko et structure thermiquement activée (TAS).

Le passage de la jonction tunnel magnétique de principe à un vrai dispositif magnéto-électronique où les propriétés structurales et « magnétiques » de chaque couche doivent être optimisées et fournir des fonctions bien spécifiques est complexe. Nous allons décrire ce passage au travers de deux exemples : la structure « Savtchenko » et la structure TAS.

Pour les applications de mémoire, on a besoin d'une assemblée de cellules élémentaires les plus semblables possibles mais surtout indépendantes les unes des autres. Les problèmes de couplage dipolaire entre jonctions tunnels magnétiques et les problèmes de sensibilité aux champs parasites (champ extérieur ou champ de semi adressage vu par les cellules situées sur la même ligne (ou la même colonne) que la cellule adressée) ont été résolus soit en adoptant une architecture de cellule élémentaire particulière basée sur le principe de retournement dit de spin flop posé et breveté par L. Savtchenko [Savtchenko 2003], soit en adoptant le principe d'écriture assistée thermiquement. Nous allons décrire les empilements de ces deux architectures pour mieux appréhender la différence entre la cellule de principe et le dispositif final complexe.

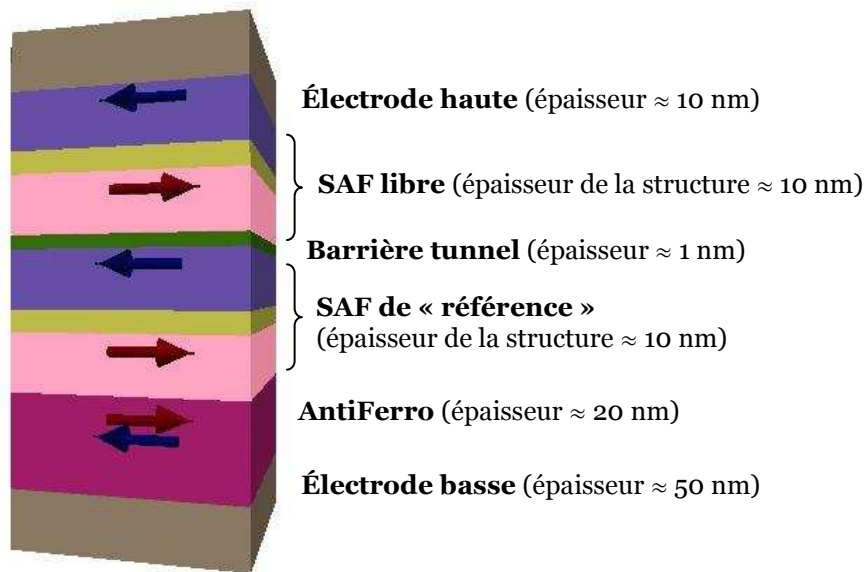


Figure 1.13 : empilement 'type' pour une écriture Savtchenko. D'après [Engel 2004]

La cellule de type « Savtchenko » est constituée d'un empilement de 10 couches ultra minces (voir Figure 1.13). En remplaçant la couche de référence et la couche libre par des systèmes antiferromagnétiques synthétiques, on obtient un empilement dont l'aimantation totale est nulle. Par conséquent, il n'y a plus aucun couplage dipolaire entre cellules ni entre les couches et l'influence des champs parasites est très faible. On augmente donc la stabilité

du système en adoptant cette architecture. Nous étudierons plus en détail le fonctionnement de ce type d'empilement (et notamment le rôle de chaque couche) dans la suite du manuscrit dans le Chapitre 4.

Une autre manière de mieux stabiliser l'information a été mise au point récemment. Cette nouvelle structure de jonctions tunnels magnétiques permet une écriture assistée thermiquement, moins coûteuse en énergie [Nozières 2006]. Le principe est de faire circuler un courant à travers la jonction tunnel magnétique pour augmenter localement la température (par effet Joule) puis d'appliquer un faible champ magnétique pour que la couche libre se retourne. Nous verrons plus en détail le fonctionnement de l'écriture thermiquement assistée dans le paragraphe suivant consacré aux applications des jonctions tunnels magnétiques. L'empilement 'type' pour une écriture assistée thermiquement est présenté sur la Figure 1.14. Ici encore, l'empilement est constitué de dix couches ultra minces.

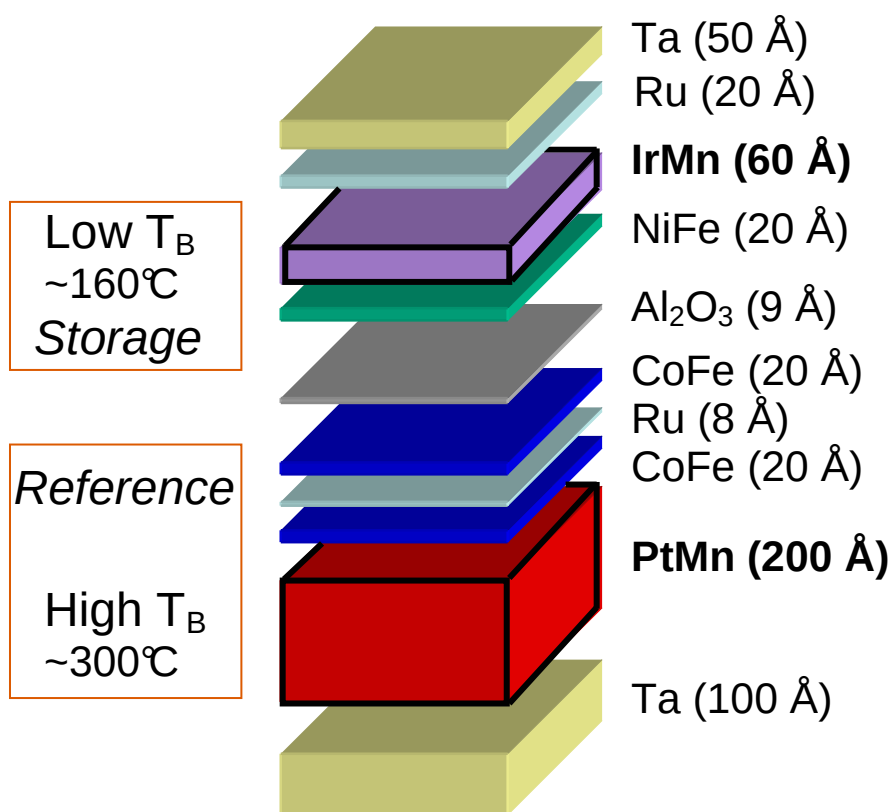


Figure 1.14 : empilement 'type' pour une écriture assistée thermiquement. Présenté par B. Dieny à Durham (Ultrasmooth Summerschool 2006).

On peut voir que la couche libre (NiFe) est couplée à une couche antiferromagnétique d'IrMn de faible température de blocage. La couche de référence est constituée d'un SAF (CoFe/Ru/CoFe) couplé à une couche antiferromagnétique de PtMn de grande température de blocage. La barrière tunnel est une barrière d'alumine Al₂O₃. Les électrodes de

l'empilement sont les couches extrêmes de Ta. Enfin, on fait croître une couche de Ru entre l'IrMn et le Ta pour une meilleure adhérence.

Cet empilement est à la base du premier démonstrateur de principe mis au point par la start-up Crocus.

Les difficultés technologiques pour réaliser de tels empilements sont nombreuses. Toutes les couches sont d'épaisseurs très faibles, les interfaces ont donc une importance critique. De plus, les propriétés magnétiques trouvent pour la plupart leur origine aux interfaces, il faut donc des interfaces maîtrisées à l'échelle atomique sur l'ensemble du wafer. D'autre part, la résistance tunnel dépend exponentiellement de l'épaisseur de la barrière tunnel. Par conséquent, celle-ci doit être parfaitement homogène sur l'ensemble du wafer pour ne pas avoir de problème d'erreur de lecture/écriture. De plus, il faut que les bords soient parfaitement gravés pour ne pas court-circuiter la jonction ou coupler magnétiquement plusieurs couches.

Enfin, la forme géométrique de l'empilement est déterminante puisqu'elle participe à la définition de l'anisotropie uniaxiale qui, comme nous l'avons vu au premier paragraphe, est nécessaire à l'obtention de deux états stables bien définis.

Sur la Figure 1.15, on peut voir un réseau de jonctions tunnels magnétiques d'empilement identique à celui présenté dans la Figure 1.13. On remarque sur cette Figure l'importance de la définition des bords des structures. Nous allons d'ailleurs nous intéresser plus en détail aux problèmes structuraux de ces empilements au niveau du deuxième chapitre de cette thèse.



Figure 1.15 : Réseau de jonctions tunnels magnétiques de type Savtchenko. D'après [Durlam 2005].

Nous avons pu constater dans ce paragraphe que le schéma de principe simple à trois couches minces a beaucoup évolué. Cette évolution et cette complexification sont principalement liées aux contraintes qu'engendre l'intégration des jonctions tunnels magnétiques au sein du système plus complexe de l'application.

1.3. Applications des jonctions tunnels magnétiques.

Nous allons, dans ce paragraphe, bien évidemment mettre l'accent sur les applications de mémoires qui nous intéressent particulièrement. Mais nous allons aussi faire le tour des principales applications existantes ou les plus prometteuses basées sur les jonctions tunnels magnétiques. Nous verrons en particulier les spécificités des circuits destinés aux applications de mémoire. Mais nous nous intéresserons également aux applications de capteur de champ magnétique et de tête de lecture de disque dur, et, enfin aux circuits de logique magnétique à base de jonctions tunnels magnétiques.

1.3.1. Mémoires Magnétiques à Accès Aléatoires (MRAM).

De nombreuses recherches ont été menées pour trouver une mémoire à l'état solide qui pourrait concurrencer les mémoires mécaniques telles que les disques durs. L'ancêtre de la MRAM d'aujourd'hui a été inventée par J.W. Forrester et A. Wang et brevetée en 1949, puis rachetée par IBM en 1956. C'est la « Magnetic Core Memory » présentée en Figure 1.16.

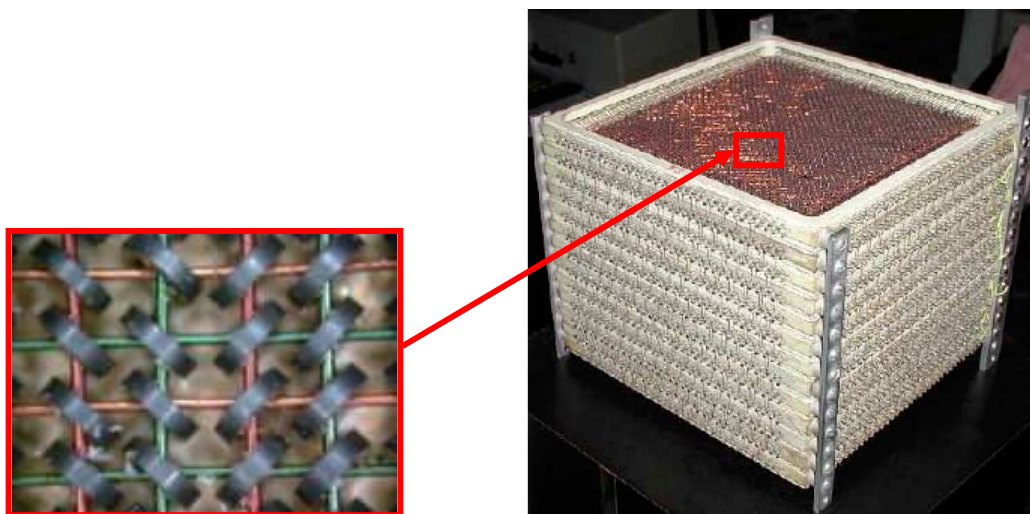


Figure 1.16 : « Magnetic Core Memory » développée par IBM en 1956. L'empilement de 8x8x8 (pouces)³ correspond à 52 kbit. La direction du flux dans les ferrites détermine l'état '0' ou '1'.

L'architecture de cette mémoire était matricielle (« cross point »). L'information était stockée suivant l'orientation du flux dans les bobines ferrites. Cependant, cette mémoire bien que volumineuse présentait l'avantage d'être non volatile (l'information stockée est conservée sans avoir à « rafraîchir » la mémoire), et d'être relativement insensible aux rayonnements extérieurs tout comme son successeur : la mémoire magnétique à accès aléatoire (MRAM).

La Figure 1.17 présente la puce 4Mb de Freescale commercialisée depuis juillet 2006, avec une vue agrandie sur une cellule mémoire.

La comparaison entre ces deux mémoires traduit sans conteste le formidable essor des technologies microélectroniques.

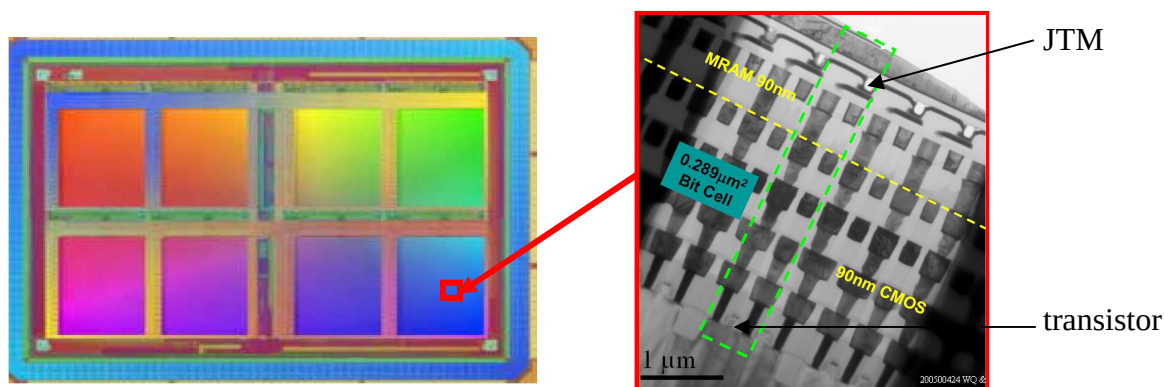


Figure 1.17 : MRAM 4Mb commercialisée par Freescale depuis juillet 2006 et vue agrandie d'une cellule simple. (http://www.freescale.com/webapp/sps/site/prod_summary.jsp?code=MR2A16A)

L'idée de départ de la mémoire était basée sur une architecture matricielle ou « cross point » du même type que celle de la Magnetic Core Memory, mais en remplaçant les ferrites par des jonctions tunnels magnétiques. Les états parallèle et anti-parallèle des aimantations de la couche libre par rapport à la couche de référence définissent deux états de résistances qui correspondent aux niveaux '0' et '1' de la cellule mémoire (ou bit) (cf. paragraphe 1.1). Chaque bit est adressé individuellement par une ligne de mot (ou word line) et une ligne de bit (bit line). Comme nous allons le voir, ces lignes servent à la fois à lire le bit et à l'écrire. La Figure 1.18 représente une vue schématisée de cette matrice mémoire.

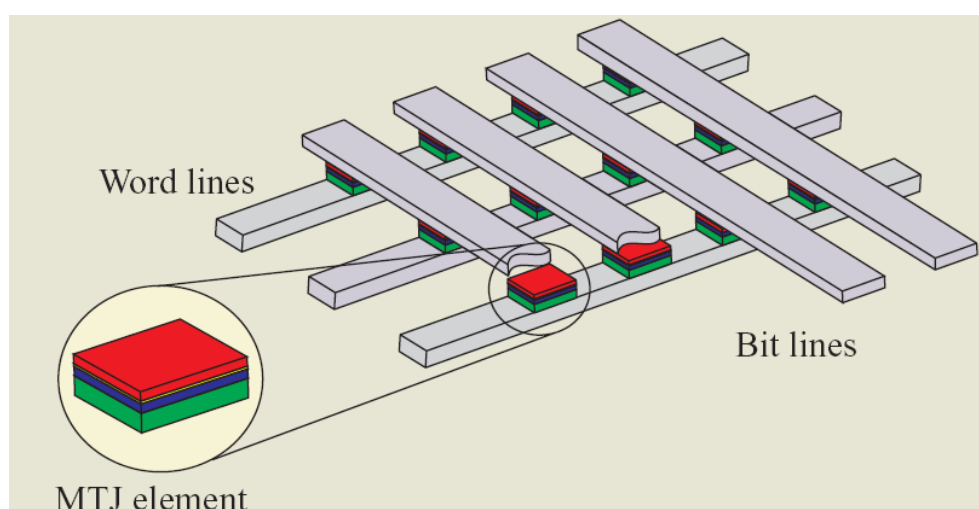


Figure 1.18 : architecture cross point pour une mémoire MRAM constituée d'une matrice de jonctions tunnels magnétiques. D'après [Gallagher 2006].

1.3.1.1. Ecriture d'une cellule MRAM 'classique'

Le principe d'écriture est basé sur le modèle de Stoner et Wohlfarth [Stoner 1948].

On considère la couche libre comme étant une particule magnétique mono-domaine (l'aimantation est uniforme dans toute la couche), d'anisotropie uniaxiale. On définit l'angle θ entre l'aimantation de la couche libre et l'axe facile, et V le volume de la couche libre. On considère d'autre part que l'aimantation reste dans le plan de la couche (ce qui se justifie par les épaisseurs très faibles des couches).

L'énergie totale de la couche libre vérifiant ces hypothèses s'écrit :

$$E_{tot} = -\mu_0 V (\vec{M} \cdot \vec{H}_{ext}) + VK \sin^2(\theta) \quad (1.36)$$

Le premier terme de l'énergie totale correspond à l'énergie Zeeman, qui est l'énergie d'interaction entre le champ appliqué dans le plan de la couche H_{ext} et la distribution d'aimantation de la couche magnétique (ici uniforme donc représentée par un moment magnétique total M). Le deuxième terme de l'énergie totale correspond à l'énergie d'anisotropie, qui est l'énergie d'interaction entre le moment magnétique et la symétrie de l'environnement atomique dans le matériau. Les conditions d'équilibre stable de la couche libre s'écrivent :

$$\frac{\partial E_{tot}}{\partial \theta} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial \theta^2} \geq 0.$$

La limite de stabilité est donc $\frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial \theta^2} = 0$.

En décomposant les composantes du champ appliqué suivant l'axe facile ($H_{//}$) et l'axe difficile ($H_{\perp}$), on peut exprimer ses limites de stabilité telles que :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_{tot}}{\partial \theta} = \mu_0 V \cdot (H_{//} M_s \sin(\theta) - H_{\perp} M_s \cos(\theta)) + 2KV \sin(\theta) \cos(\theta) = 0 \end{array} \right. \quad (1.37)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial \theta^2} = \mu_0 V \cdot (H_{//} M_s \cos(\theta) + H_{\perp} M_s \sin(\theta)) + 2KV (\cos^2(\theta) - \sin^2(\theta)) = 0 \end{array} \right. \quad (1.38)$$

On trouve par conséquent les relations suivantes pour le champ appliqué :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sin(\theta) * (1) + \cos(\theta) * (2) \Rightarrow \mu_0 H_{//} M_s = -2K \cos^3(\theta) \end{array} \right. \quad (1.39)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \cos(\theta) * (1) - \sin(\theta) * (2) \Rightarrow \mu_0 H_{\perp} M_s = 2K \sin^3(\theta) \end{array} \right. \quad (1.40)$$

Si on définit le champ réduit $h = \mu_0 H M_s / 2K$, on retrouve alors les limites de stabilité définissant le fameux astroïde de Stoner-Wohlfarth (voir Figure 1.19) :

$$\begin{cases} h_{//} = -\cos^3(\theta) \\ h_{\perp} = \sin^3(\theta) \end{cases} \implies h = \sqrt{h_{//}^2 + h_{\perp}^2}$$

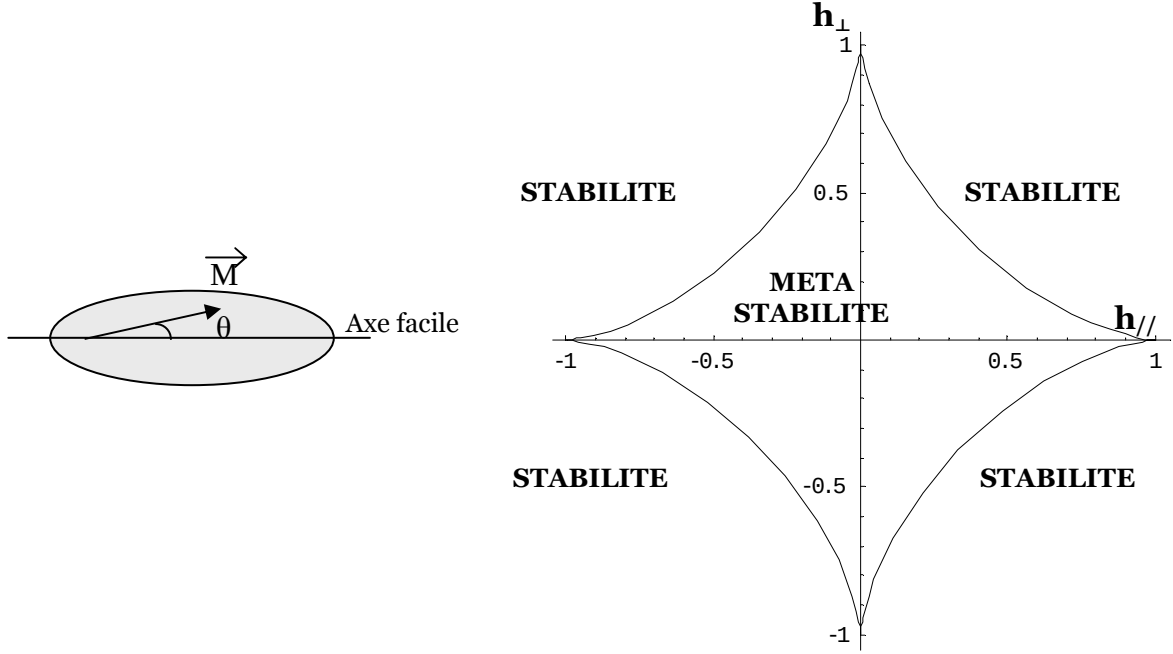


Figure 1.19 : Astroïde de Stoner-Wohlfarth : zones de retournement d'une particule mono-domaine, d'anisotropie uniaxiale sous l'influence d'un champ magnétique appliqué dans le plan.

A l'intérieur de l'astroïde, le champ appliqué n'est pas suffisant pour retourner l'aimantation de la particule magnétique. Par contre, à l'extérieur de l'astroïde, l'énergie Zeeman est suffisante pour surmonter la barrière due à l'anisotropie et l'aimantation s'aligne suivant la direction du champ magnétique appliqué et relaxe dans une direction ou dans l'autre de l'axe facile suivant le signe de $h_{//}$ appliqué.

Sur la Figure 1.20, on a représenté les valeurs de l'énergie totale en fonction de l'angle θ pour différents champs magnétiques appliqués suivant l'axe de facile aimantation. Le système choisi est une couche de CoFeB de volume (10 nm x 10 nm x 5 nm). L'aimantation à saturation est choisie égale à $15 \cdot 10^5$ A/m [Bilzer 2006], et la constante d'anisotropie égale à 10^2 J/m³. Lorsqu'on applique un champ magnétique, les profils énergétiques changent et lorsque le champ est suffisamment important, la barrière d'énergie s'annule et l'aimantation de la couche bascule dans la configuration à $\theta = 180^\circ$.

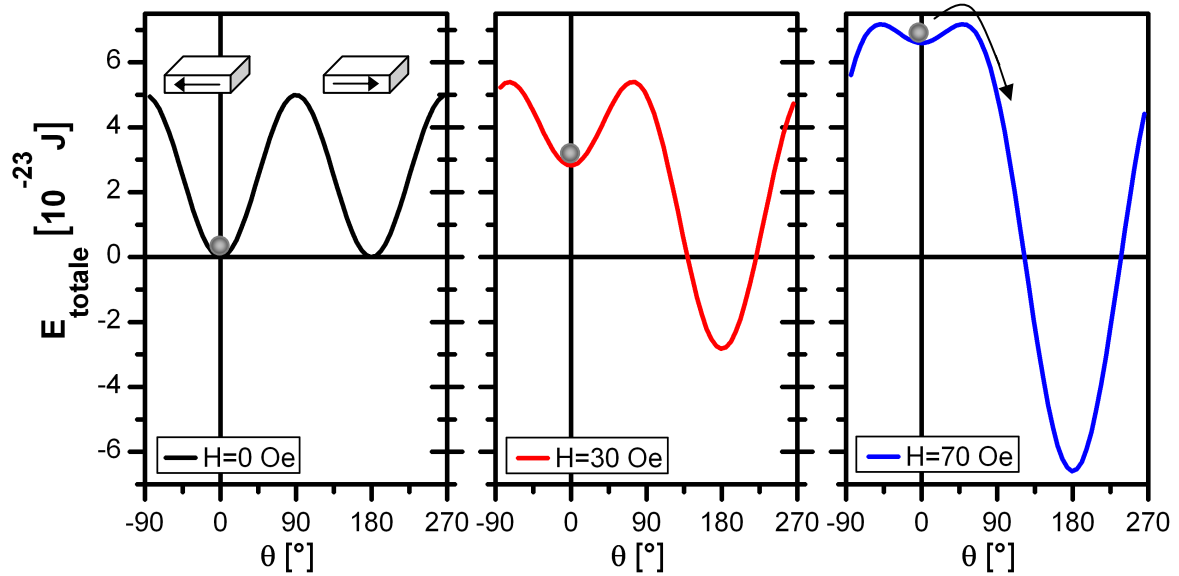


Figure 1.20 : profil énergétique pour différents champs magnétiques appliqués le long de l'axe facile.

On peut donc écrire un '0' ou un '1' en appliquant un champ magnétique suffisamment fort (à l'extérieur de l'astroïde). Pour l'architecture 'cross point', on applique le champ magnétique en faisant circuler un courant dans la ligne de mot et un courant dans la ligne de bit. Ces deux courants vont induire un champ magnétique. Chaque champ magnétique pris indépendamment ne permet pas de retourner la cellule, seule la somme des deux champs est suffisante. Ainsi, seule la cellule au croisement de la ligne de mot et de la ligne de bit voit un champ magnétique suffisant pour se retourner.

1.3.1.2. Lecture d'une cellule MRAM 'classique'

Le principe initial de lecture d'un bit était de faire circuler un courant entre une ligne de mot et une ligne de bit. Ce courant est en principe proportionnel à la résistance de la jonction tunnel magnétique à la croisée des deux lignes. Cependant, en appliquant une tension entre deux lignes, on superpose un ensemble de chemins possibles pour le courant, traversant une ou plusieurs jonctions tunnel magnétiques.

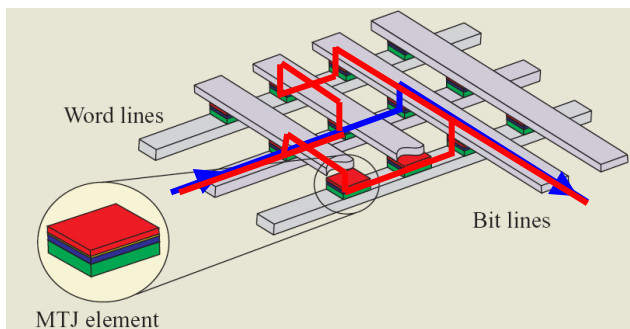


Figure 1.21 : problème de lecture pour l'architecture cross point : existence de circuits de lecture parasites (en rouge) s'ajoutant au signal de lecture voulu (en bleu).

L'existence de chemins parasites de courants tels que représentés sur la Figure 1.21 a compromis l'utilisation de cette architecture. De manière à s'affranchir de ces circuits parasites, on a ajouté un transistor en série avec chaque cellule pour pouvoir les adresser chacune individuellement lors de la lecture. En

plus de compliquer sensiblement l'architecture de la mémoire, l'introduction de ce transistor empêche « l'empilement » des matrices de jonctions tunnel magnétiques qui aurait permis d'atteindre une très forte densité. Cependant, les circuits de lecture et d'écriture sont ainsi séparés, ce qui apporte une plus grande fiabilité. La Figure 1.22 décrit le schéma de principe d'une cellule MRAM composée d'une jonction tunnel magnétique en série avec un transistor permettant l'adressage de la cellule, ainsi que sa réalisation pratique en technologie 90 nm.

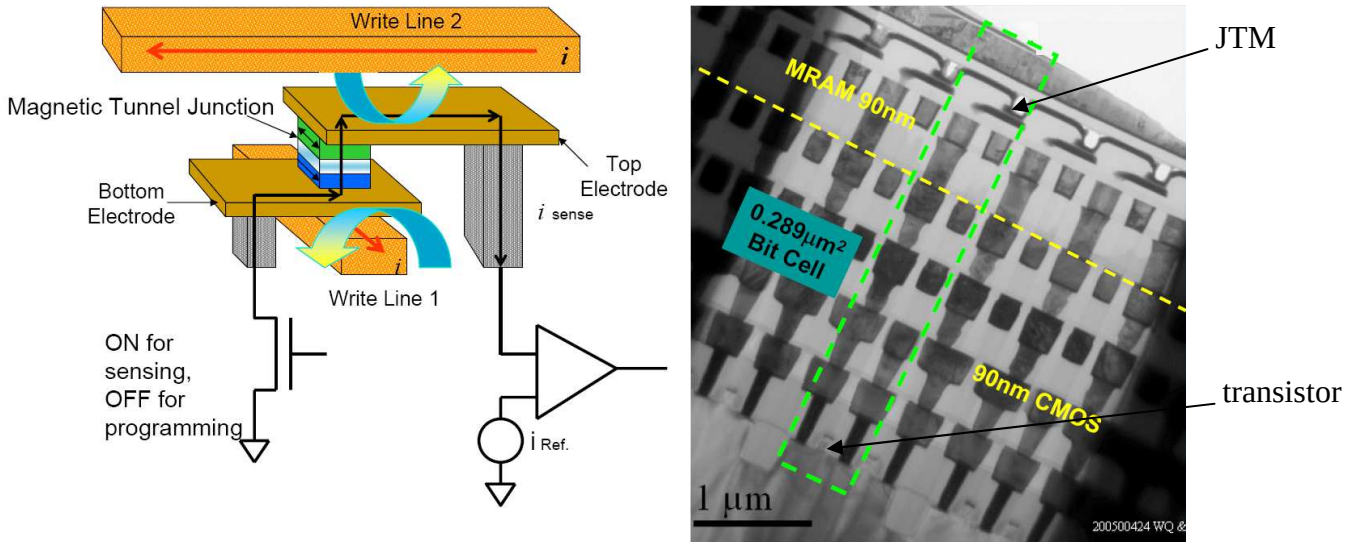


Figure 1.22 : vue schématique et image TEM d'une cellule MRAM composée d'une jonction tunnel magnétique en série avec un transistor. D'après [Durlam 2005].

La lecture fiable de l'information de la cellule nécessite par ailleurs que les niveaux de résistance bas et haut soient bien définis et surtout suffisamment éloignés pour que le « sense amplifier » détecte bien deux niveaux distincts sur l'ensemble des cellules de la mémoire. Si on considère des distributions de résistances gaussiennes de largeur à mi-hauteur σ , la valeur de référence de résistance $\left(R_{ref} = \frac{\Delta R}{2} \right)$ permettant de définir les niveaux haut et bas

doit être compatible avec la sensibilité du « sense amplifier ». La Figure 1.23 représente les dispersions de résistances mesurées sur une assemblée de plusieurs millions de jonctions tunnels magnétiques [Durlam 2005].

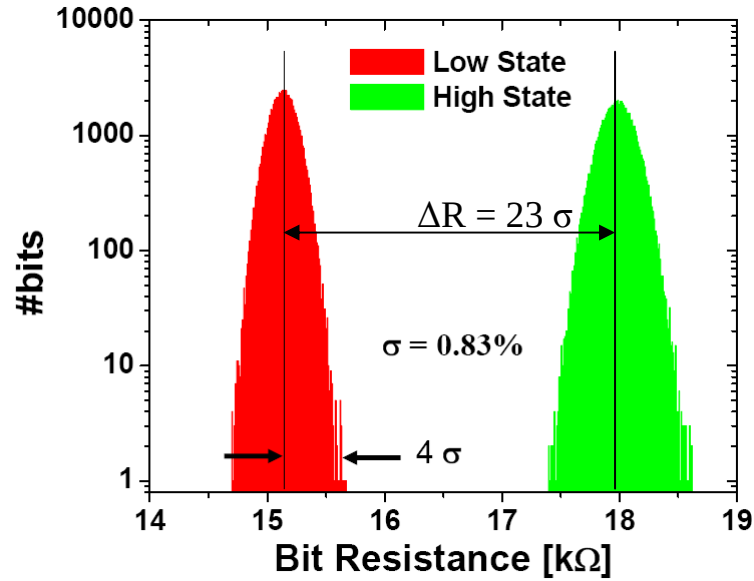


Figure 1.23 : distributions des valeurs de résistances pour l'état haut (en vert) et l'état bas (en rouge) pour 4 millions de jonctions tunnels magnétiques (mémoire 4Mb). D'après [Durlam 2005].

On constate que les distributions sont de parfaites gaussiennes, de faible dispersion, et les deux distributions de résistances sont bien séparées (ΔR utile = $23\sigma - 2 \cdot 4\sigma = 15\sigma$). Cela rend possible l'application mémoire.

Comme nous allons le voir plus en détail dans le Chapitre 2, l'adressage classique présenté ici est limité par les phénomènes de couplage intra-cellulaires, les dispersions des propriétés d'anisotropie, et les problèmes de semi-adressage des cellules appartenant à la même ligne de bit ou de mot que la cellule adressée. Ces effets contribuent tous à réduire la fenêtre d'adressage des jonctions tunnels magnétiques. C'est pourquoi, comme nous l'avons vu au paragraphe 1.2.3, d'autres formes d'adressage ont été proposées.

1.3.1.3. Ecriture d'une cellule MRAM 'Savtchenko'

Nous allons, dans un premier temps, nous intéresser à l'adressage de « Savtchenko ». La couche « libre » simple de la structure classique est remplacée par une structure anti-ferromagnétique synthétique compensée. Son moment magnétique total à l'équilibre est donc globalement nul, ce qui rend l'adressage simple de type Stoner Wohlfarth impossible. Le retournement du SAF constituant la couche « libre » va se faire à l'aide de l'application d'une séquence de champs magnétiques permettant un retournement uniforme de la structure. La séquence de champs magnétiques est représentée sur la Figure 1.24. Elle repose sur le principe de champ de « spin-flop ». Le SAF remplaçant la couche libre n'a pas du tout le même comportement qu'une couche magnétique simple lorsqu'on applique un champ. On considère un SAF possédant une anisotropie uniaxiale H_k dans chaque couche. On considère

d'autre part, que les aimantations dans le matériau magnétique tournent toutes de façon cohérente, d'un bloc uniforme, on se place alors dans l'**hypothèse du macrospin**.

On assimile la distribution uniforme d'aimantation à un moment magnétique unique : le macrospin.

Enfin, on suppose que les 2 couches magnétiques du SAF sont complètement identiques.

On définit J le couplage d'échange entre les deux couches magnétiques du SAF, M_s l'aimantation à saturation des couches magnétiques supposées identiques et (θ_1, θ_2) les angles entre (M_1, M_2) et l'axe de facile aimantation.

On écrit les aimantations telles que : $\vec{M}_1 = M_s \cdot \vec{m}_1$ et $\vec{M}_2 = M_s \cdot \vec{m}_2$

On détaille l'**énergie du système** comme étant la somme des termes suivants :

• l'**énergie d'échange** entre les couches : $\boxed{\mathcal{E}_{exch} = -J\vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2}$ (densité surfacique)

• l'**énergie Zeeman** due au champ H appliqué : $\boxed{\mathcal{E}_Z = -\vec{M}_1 \cdot \vec{H} - \vec{M}_2 \cdot \vec{H}}$ (densité volumique)

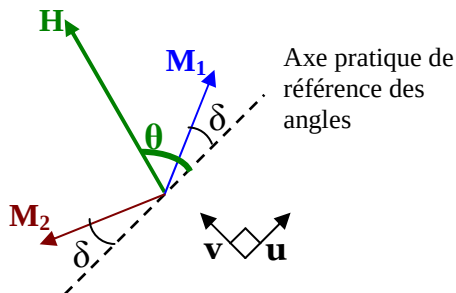
• l'**énergie d'anisotropie** uniaxiale : $\boxed{\mathcal{E}_{an} = \frac{H_k M_s}{2} \sin^2(\theta_1) + \frac{H_k M_s}{2} \sin^2(\theta_2)}$ (densité volumique)

Suivant le signe de J , le **couplage d'échange** entre les deux couches magnétiques peut être soit ferromagnétique, soit anti-ferromagnétique. Ici, le couplage est **anti-ferromagnétique** et maintient les aimantations des deux couches anti-parallèles.

Lorsqu'on applique un champ suffisant au système, il devient d'abord énergétiquement plus favorable pour les aimantations du SAF de s'orienter perpendiculairement au champ appliqué et de se tourner légèrement en direction du champ. La perte d'énergie d'échange correspondante est alors compensée par l'énergie Zeeman apportée au système.

De manière à mieux comprendre ce phénomène, on peut calculer, pour un système simple, le champ critique pour lequel les aimantations basculent pour se mettre orthogonales au champ appliqué.

Pour faire le calcul, il est plus pratique de considérer comme axe de référence l'axe tel que les angles entre les aimantations M_1 et M_2 et l'axe pratique soient égaux.



Le système considéré est décrit par le schéma suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{M}_1 = M_s \cos(\delta)\vec{u} + M_s \sin(\delta)\vec{v} \\ \vec{M}_2 = -M_s \cos(\delta)\vec{u} + M_s \sin(\delta)\vec{v} \\ \vec{H} = H \cos(\theta)\vec{u} + H \sin(\theta)\vec{v} \end{array} \right\}$$

Dans un premier temps, on considère un système sans anisotropie, $\mathbf{H}_k = \mathbf{0}$.

On peut décomposer l'énergie du système comme étant la somme de :

- l'énergie Zeeman due au champ H appliqué : $\varepsilon_z = -2M_s H \sin(\delta) \sin(\theta)$
- l'énergie d'échange entre les couches : $\varepsilon_{exh} = -J \cos(2\delta)$

On peut par conséquent exprimer l'énergie totale :

$$E_{tot} = V \left\{ -2M_s H \sin(\delta) \sin(\theta) - K_s \cos(2\delta) \right\} \quad (1.41)$$

avec $K_s = \frac{JS}{V}$ où S est la surface du système et V, le volume.

Nous allons déterminer (δ, θ) de façon à minimiser l'énergie du système.

Pour cela, on regarde où la dérivée de cette énergie s'annule, on obtient les conditions suivantes :

$$\frac{\partial E}{\partial \delta} = 0 = -2M_s H \cos(\delta_{\min}) \sin(\theta) + 4K_s \sin(\delta_{\min}) \cos(\delta_{\min}) \quad (1.42)$$

Si on remplace maintenant dans l'expression de l'énergie tous les termes dépendant de δ par leur valeur minimale, on obtient :

$$E(\theta) = V \left\{ -K_s - \frac{M_s^2 H^2}{2K_s} \sin^2(\theta) \right\} \quad (1.43)$$

A partir de cette relation, on voit que le minimum d'énergie est atteint lorsque $\sin(\theta) = 1$ soit

$\theta = 90^\circ$ cela correspond à $\sin(\delta) = \frac{M_s H}{2K_s}$. Cette énergie peut s'écrire comme $-K_{eff} \sin^2(\theta)$,

soit comme un terme d'anisotropie uniaxiale de direction de facile aimantation perpendiculaire à la direction du champ appliqué.

D'autre part, on obtient la saturation lorsque les aimantations s'orientent suivant la direction

du champ appliqué, soit $\sin(\delta) = 1 = \frac{M_s H}{2K_s} \sin(\theta)$ avec $\sin(\theta) = 1$ donc $H_j = \frac{2K_s}{M_s}$ champ de

saturation lorsqu'on néglige le champ d'anisotropie.

On considère maintenant, pour simplifier, le cas où on a une anisotropie uniaxiale de même direction que le champ H appliqué, $\mathbf{H}_k // \mathbf{H}$.

- l'énergie d'anisotropie uniaxiale s'écrit : $\varepsilon_{an} = +H_k M_s \sin^2(\theta)$

On peut réécrire l'énergie totale comme étant :

$$E(\theta) = V \left\{ -K_s + H_k M_s \left(1 - \frac{M_s H^2}{2K_s H_k} \right) \sin^2(\theta) \right\} \quad (1.44)$$

En remplaçant H_j par son expression, on obtient :

$$E(\theta) = V \left\{ -K_s + H_k M_s \left(1 - \frac{H^2}{H_j H_k} \right) \sin^2(\theta) \right\} \quad (1.45)$$

Il existe un **champ critique de « spin flop »** H_{sf} pour lequel les 2 aimantations antiparallèles vont se renverser de manière à se placer quasi-orthogonalement au champ appliqué avec un léger tilt en direction de H .

D'après les conditions de stabilité de l'énergie, ce champ critique vérifie la relation :

$$H_{sf} = \sqrt{H_k \cdot H_j} \quad (1.46)$$

Cette expression n'est bien sûr valide que pour un modèle simple macrospin complètement symétrique et négligeant tous les termes dipolaires et démagnétisants, et, surtout, en considérant un champ appliqué dans la direction de l'axe facile [Engel 2004]. Nous étudierons ce phénomène plus en détail au Chapitre 3.

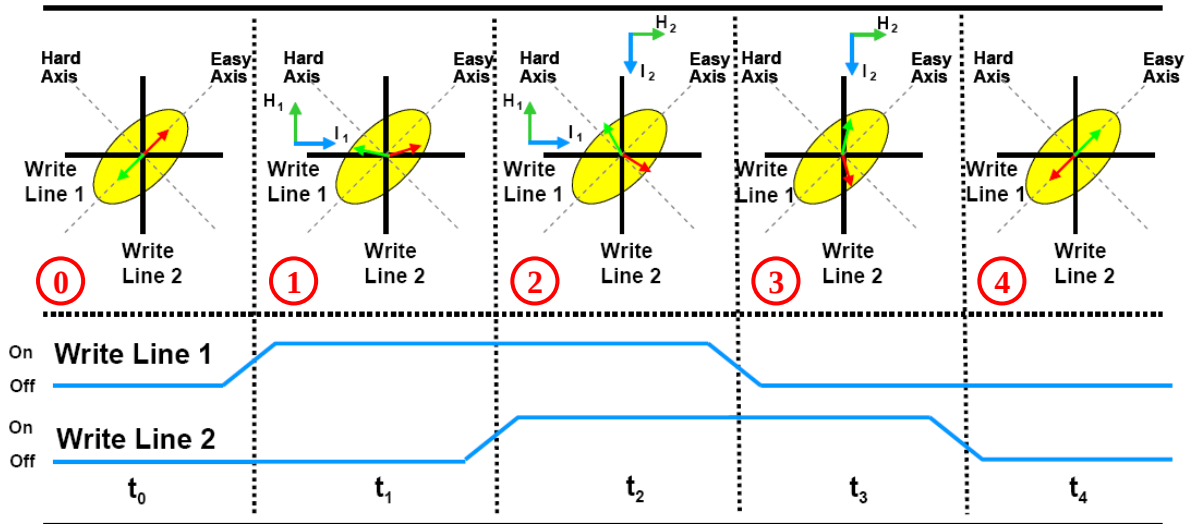


Figure 1.24 : Séquence de champs magnétiques permettant le retournement uniforme d'un SAF : retournement de « Savtchenko ». D'après J. Slaughter au Cornell Nanotechnology Symposium, mai 2004.

La séquence de retournement, représentée sur la Figure 1.24, consiste en l'enchaînement de 3 transitions spin flop ($t_0 \rightarrow t_1$, $t_1 \rightarrow t_2$, $t_2 \rightarrow t_3$) suivi d'une relaxation des aimantations du système

($t_3 \rightarrow t_4$). Le schéma d'adressage de la jonction tunnel magnétique n'est donc plus décrit par l'astroïde de Stoner-Wohlfarth mais par le schéma représenté sur la Figure 1.25. On voit que, conformément au but recherché, la zone de retournement est mieux définie que pour un adressage classique. D'autre part, la structure étant compensée, le même processus d'écriture permet de passer de l'état 'o' à l'état '1' et de l'état '1' à l'état 'o' ; on utilise donc qu'un seul cadran de la fenêtre d'adressage. L'introduction d'un champ d'échange peut permettre de décaler cette fenêtre pour faciliter encore plus l'adressage des cellules de la mémoire.

L'avantage principal de cette structure est son insensibilité au problème de « semi-adressage » qui est l'une des principales causes d'erreurs. Nous étudierons cependant ce problème plus en détail au Chapitre 2.

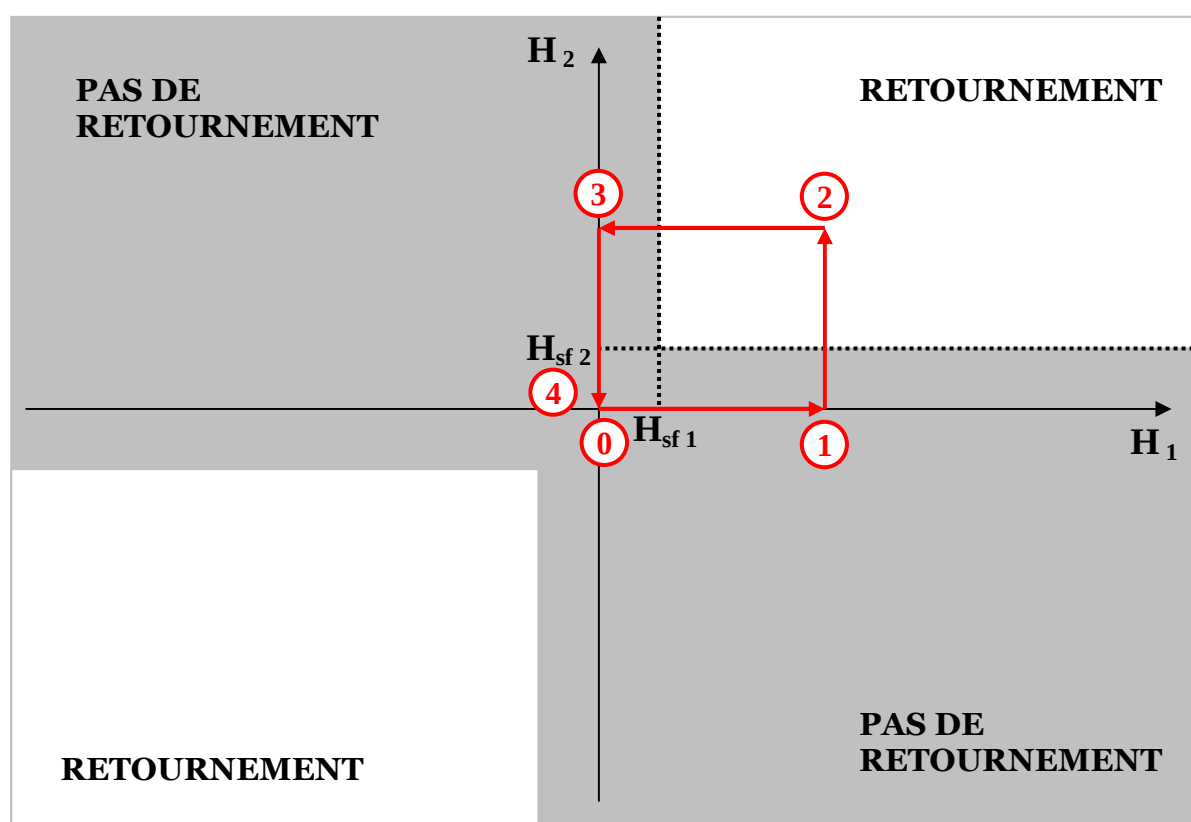


Figure 1.25 : Fenêtre d'adressage d'une jonction tunnel magnétique de type « Sautchenko ». En rouge est représentée la séquence de champ appliqué telle que décrite par la Figure 1.22. H_{sf1} et H_{sf2} sont les deux champs critiques de « spin flop » pour les deux directions de champ magnétique.

Les cellules MRAM que nous avons étudiées par la suite sont de ce type, nous nous concentrerons donc au niveau des chapitres 3 et 4 uniquement sur leur fonctionnement et leurs caractéristiques.

1.3.1.4. Ecriture d'une cellule MRAM thermiquement assistée

Cependant, il existe une autre technique d'adressage permettant d'optimiser l'écriture des cellules mémoires : l'écriture assistée thermiquement. Nous avons vu au paragraphe précédent que le principe de l'écriture assistée thermiquement est de faire circuler un courant à travers la jonction tunnel magnétique pour augmenter localement la température (par effet Joule) puis d'appliquer un faible champ magnétique (positif ou négatif suivant l'orientation désirée de la couche libre) pour que la couche libre se retourne.

Dans ce type d'adressage, le transistor en série avec la jonction tunnel magnétique ne sert pas uniquement à la lecture mais aussi pour faire circuler le courant d'échauffement. Les circuits de lecture et d'écriture ne sont donc plus indépendants. Le principe d'écriture est décrit par la Figure 1.26.

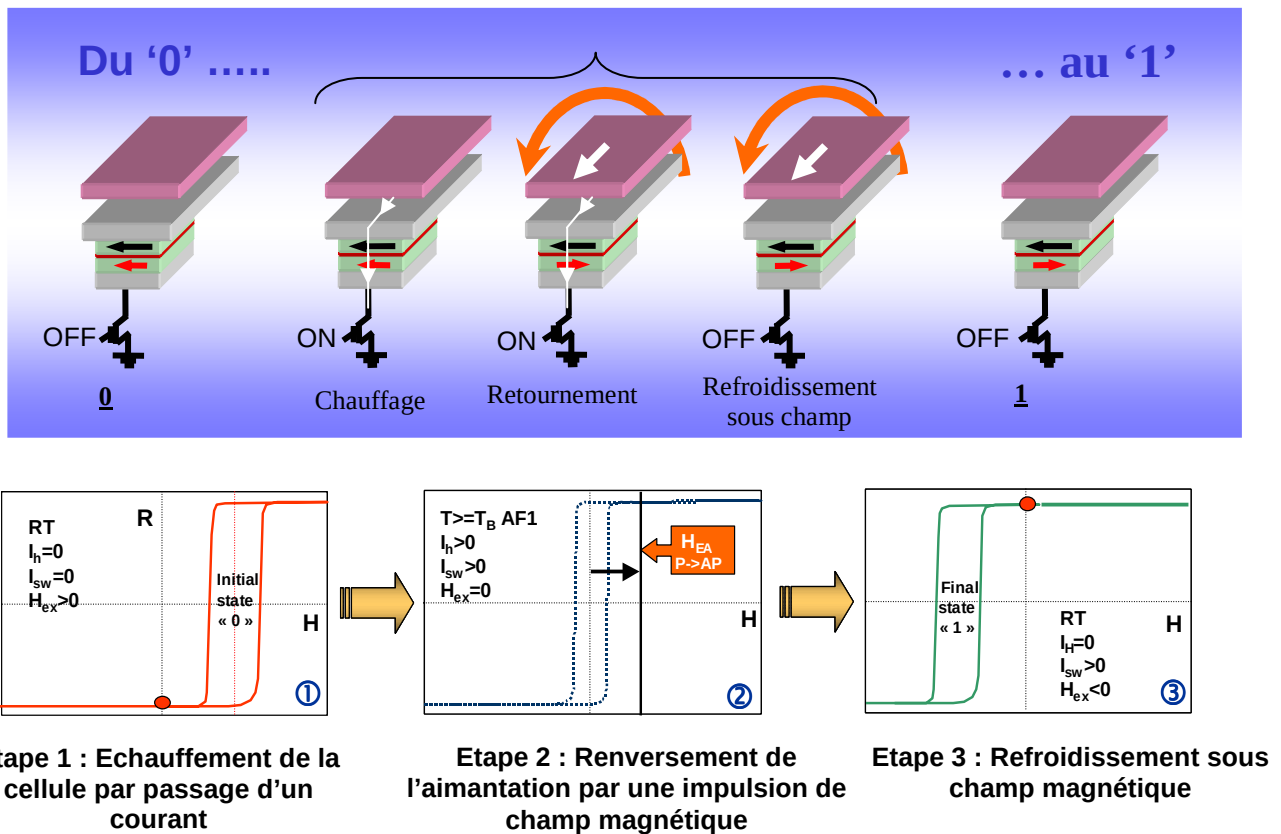


Figure 1.26 : Schéma d'écriture assistée thermiquement présenté par J.P. Nozières à la réunion Spintronex en avril 2005.

Ici encore l'écriture est séquentielle et se fait en 3 étapes. On part d'un état initial de la jonction tunnel magnétique en configuration parallèle. La première étape consiste à ouvrir le transistor de manière à faire circuler un courant et chauffer la jonction tunnel au dessus de la température de blocage de l'antiferromagnétique couplé à la couche libre. Le champ d'échange s'annule et on passe de l'étape 1 à l'étape 2 où le cycle d'hystérésis de la couche libre est centré en 0. On fait ensuite circuler un courant dans la ligne d'adressage (en violet) induisant un champ magnétique tout en continuant à chauffer la jonction tunnel magnétique.

Le « piégeage » de la couche libre n'étant plus présent lorsqu'on chauffe, un faible champ magnétique suffit à retourner l'aimantation. Enfin, pour fixer l'aimantation dans ce nouvel état, on termine l'écriture par l'étape 3 de refroidissement sous champ magnétique. On bloque le transistor d'adressage de manière à laisser refroidir la jonction tunnel magnétique tout en continuant à faire circuler un courant dans la ligne d'adressage induisant un champ magnétique. Ce refroidissement sous champ permet de stabiliser le couplage d'échange entre l'antiferromagnétique et la couche libre retournée. Le cycle d'hystérésis de la couche libre après cette étape se retrouve décalé en sens inverse du sens initial, et la jonction tunnel magnétique est, à l'état final en champ nul, en configuration anti-parallèle. Ce principe d'écriture permet tout d'abord, d'économiser de l'énergie pour écrire puisque le champ magnétique nécessaire est beaucoup plus faible que pour un adressage classique et la résistance de la jonction tunnel magnétique étant importante (du fait de la présence d'une barrière isolante), on espère que le courant pour chauffer la cellule n'est pas trop important. D'autre part, cette configuration simplifie l'architecture car nécessite, en principe, une ligne d'adressage en moins. Enfin, l'information étant « fixée » par un couplage d'échange avec une couche antiferromagnétique, le terme d'anisotropie devient moins important et on n'a plus besoin nécessairement d'un échantillon elliptique difficile à réaliser. Il faut cependant assurer l'homogénéité du couplage entre les couches magnétiques, et donc minimiser le nombre de défauts. L'avantage principal de ce principe d'écriture, vient, là encore, de l'insensibilité au problème de semi-adressage que nous décrirons au Chapitre 2.

1.3.1.5. Ecriture d'une cellule MRAM par transfert de spin

Pour clore ce paragraphe sur les mémoires magnétiques, nous allons décrire brièvement le dernier type d'écriture envisagé pour retourner la couche libre de jonctions tunnels magnétiques. Celui-ci est basé sur un effet physique appelé le transfert de spin.

L'effet de transfert de spin est le résultat de l'interaction entre les spins des électrons de conduction et les moments magnétiques des matériaux ferromagnétiques qu'ils traversent. A l'interface entre un métal non magnétique et un métal magnétique, il existe une différence d'énergie entre les densités spectrales des spins up et des spins down (dues à l'énergie d'échange comme nous l'avons vu au paragraphe 1.1.). Ce déséquilibre a pour conséquence qu'une certaine direction de spin a plus de facilité à être transmise et l'autre à être réfléchi. La partie transverse du moment de spin des électrons est transmise à l'aimantation de la couche ferromagnétique, par l'apparition d'un torque que l'on appelle torque de transfert de spin. La Figure 1.27 décrit ce phénomène.

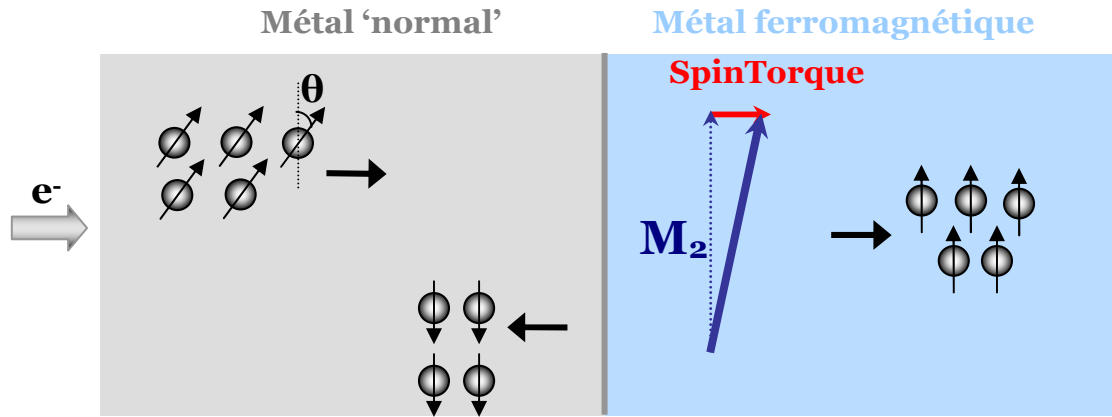


Figure 1.27 : transfert de moment de spin entre les électrons de conduction et l'aimantation globale d'une couche ferromagnétique lors du passage d'un courant polarisé en spin à travers une interface métal « normal » / métal ferromagnétique.

Ainsi, lorsqu'on polarise les spins des électrons de conduction (à l'aide d'une couche ferromagnétique épaisse appelée polariseur) dans une direction particulière, on peut réussir faire tourner l'aimantation d'une couche libre. Au niveau de la structure adoptée, on injecte un courant à travers un empilement composé d'un polariseur, d'un espaceur (couche métallique « normale ») et d'une couche magnétique « libre », et on retourne l'aimantation de la couche « libre » par effet de transfert de spin. Cet effet avait été prédit théoriquement dès 1996 par Slonczewski et Berger [Slonczewski 1996], [Berger 1996]. Les premières observations expérimentales ont été obtenues dans des nano-piliers quatre ans plus tard et mesurées à l'aide de l'effet de magnétorésistance géante [Myers 1999], [Katine 2000], [Grollier 2001].

Utiliser un courant directement pour renverser l'aimantation d'une couche magnétique apparaît bien sûr comme étant la solution à beaucoup des problèmes de l'adressage classique et beaucoup plus simple qu'une écriture assistée thermiquement. C'est pourquoi, Sony présente en 2005 à la conférence IEDM le premier prototype de mémoire magnétique basée sur le transfert de spin : la spin-RAM. [Hosomi 2005] L'architecture de cette mémoire est présentée sur la Figure 1.28.

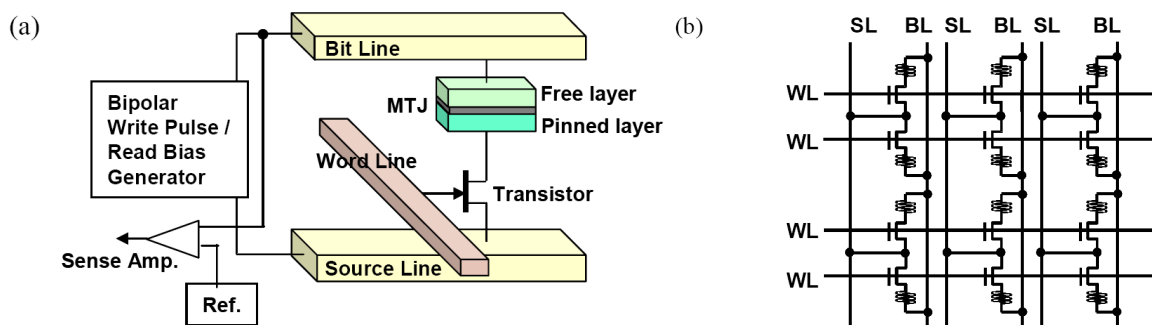


Figure 1.28 : adressage d'une jonction tunnel magnétique (a) et assemblée de cellules mémoires (b) pour la spin-RAM. D'après [Hosomi 2005].

Dans cette configuration, l'espaceur est une barrière isolante tunnel de MgO. Les difficultés rencontrées par ce type de mémoire magnétique sont justement liées à cette barrière de MgO. Pour le moment, les courants nécessaires pour retourner l'aimantation de la couche libre de la jonction tunnel magnétique sont encore assez importants et cela pose des problèmes de fiabilité à long terme. Cette structure, très prometteuse, est encore au stade recherche et développement [Kawahara 2007].

1.3.2. Têtes de lecture de disque dur et capteurs.

Nous avons vu au travers du paragraphe précédent, les différents types de mémoires magnétiques à base de jonctions tunnels magnétiques. Cependant, aujourd'hui, l'application industrielle principale des jonctions tunnels magnétiques est le capteur de champ magnétique. Les capteurs de champ magnétique sont des composants essentiels de multiples systèmes tels que accéléromètres, mesures de vitesse et de position et bien sûr, tête de lecture dans les disques durs. Un disque dur est constitué d'une piste magnétique et d'un bras mécanique portant la tête de lecture et d'écriture. La Figure 1.29 décrit plus précisément le fonctionnement d'un disque dur.

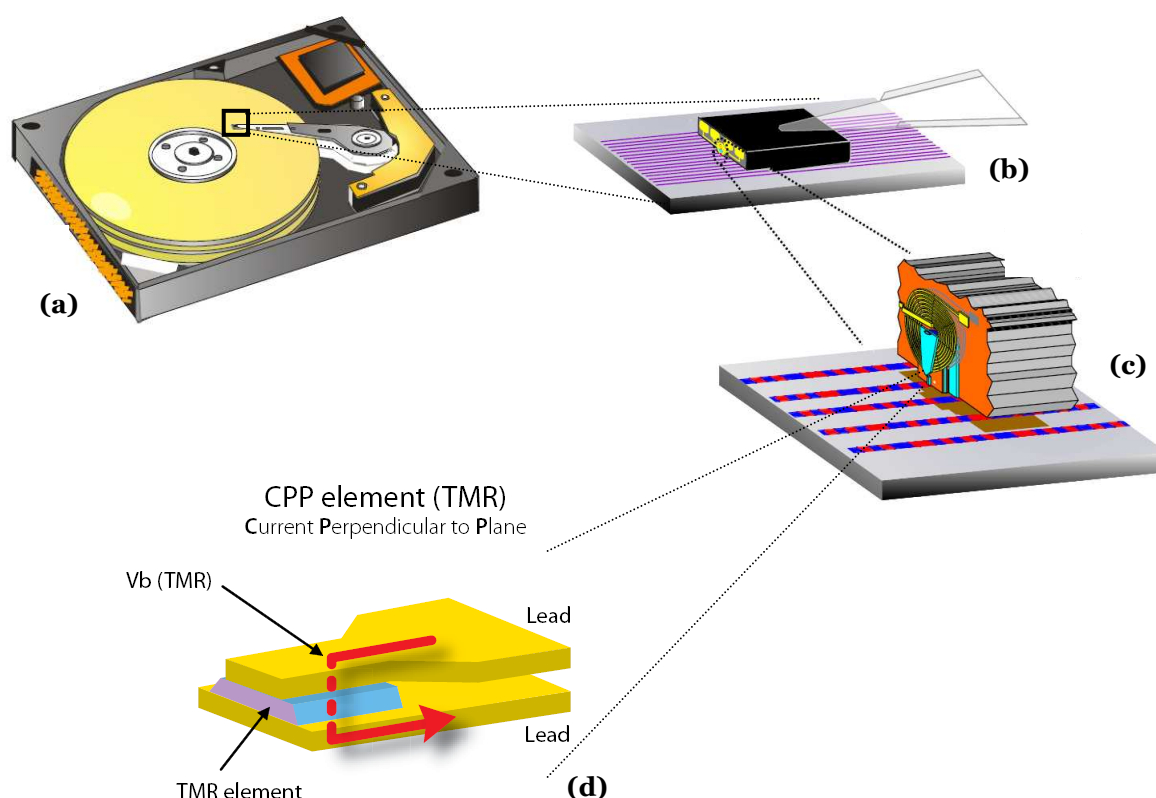


Figure 1.29 : Fonctionnement d'un disque dur avec agrandissement de la zone de tête de lecture située sur le bras mécanique du disque. Figures extraites d'une présentation de S.S.P. Parkin lors de l'école d'été 'Spinelectronics' W&E Heraeus Summerschool à Wittenberg (2005) et du livre blanc Fujitsu pour l'agrandissement de la tête de lecture CPP TMR.

Les bits de chaque piste du disque dur sont écrits à l'aide d'un champ magnétique généré par une bobine que l'on peut voir sur le schéma (c) de la Figure 1.29. Les informations contenues dans chaque bit sont lues à l'aide d'un capteur de champ magnétique. Le champ magnétique lu est le champ de fuite permettant le bouclage des domaines de chaque bit.

Ce capteur était historiquement un empilement de couches magnétiques utilisant la magnétorésistance anisotrope (AMR). Cet effet a été découvert par William Thomson en 1857. Le moment cinétique orbital de l'électron donne naissance à un moment magnétique interne, moment qui peut interagir avec le spin du même électron, c'est le couplage spin orbite. Ce couplage se traduit macroscopiquement pour certains matériaux magnétiques par une dépendance de la résistance en fonction du champ magnétique appliqué. C'est ce qu'on appelle la magnétorésistance anisotrope. La tête de lecture a ensuite été remplacée en 1997 par un empilement de couches magnétiques utilisant la magnétorésistance géante (GMR). Cet effet a été découvert conjointement par deux équipes en 1988 [Baibich 1988], [Binasch 1989]. La magnétorésistance géante est un effet quantique observé dans les structures de films minces composées d'une alternance de couches ferromagnétiques et de couches non magnétiques. Tout comme la magnétorésistance tunnel, elle se manifeste sous forme d'une baisse significative de la résistance observée lorsque les orientations relatives des différentes couches magnétiques varient. L'introduction des têtes à magnétorésistance géante par IBM en 1997 a permis une accélération de la densification des disques durs. Cette densification se poursuit et peu à peu les têtes GMR sont remplacées par des têtes à magnétorésistance tunnel (TMR) à base de jonctions tunnels magnétiques (livre blanc Fujitsu [Fujitsu 2006], CPP Tunnel Valve Hitachi [Hitachi 2006], Seagate [Mao 2006]). Ces nouvelles têtes de lectures, plus sensibles que les précédentes ont permis de nouveaux records de densité. Par exemple, le modèle MK2035GSS de Toshiba (disque dur 2,5 pouces de 200Gb) affiche une densité de 179 Gb/pouce² alors que le précédent record était de 133 Gigabits par pouce carré. Tout comme pour les capteurs, les jonctions tunnels magnétiques offrent un signal plus important et une meilleure sensibilité que les empilements à magnétorésistance géante, ce qui permet une miniaturisation plus importante.

D'autre part, l'utilisation du capteur en configuration 'courant perpendiculaire au plan' ou CPP est très avantageux. La Figure 1.30 extraite du livre blanc de Fujitsu permet de mieux comprendre ces avantages. On voit que la géométrie perpendiculaire est plus compacte et on peut rapprocher les boucliers magnétiques protégeant le système de lecture du système d'écriture. D'autre part, la zone de détection est beaucoup plus petite en configuration CPP. Cela permet d'adresser des bits plus petits.

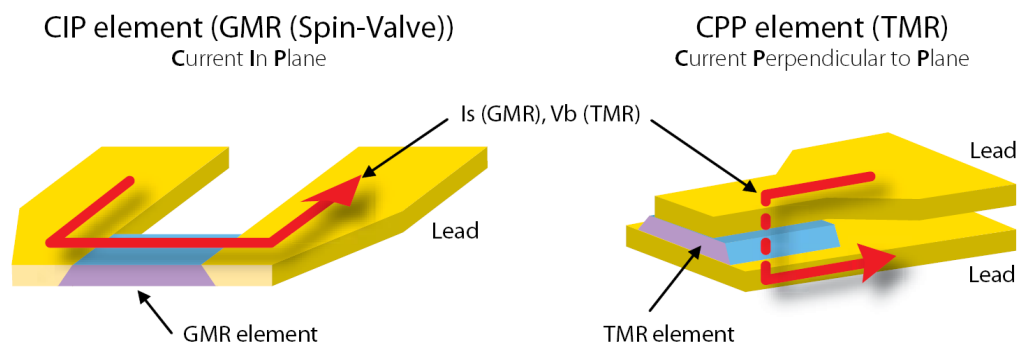


Figure 1.30 : Comparaison d'une tête 'spin valve' et d'une tête CPP TMR. Figure extraite du livre blanc Fujitsu.

Avec 434,2 millions de disques durs vendus en 2006, la tête de lecture est l'application la plus avancée pour les jonctions tunnels magnétiques.

Cependant, les capteurs magnétiques couplés à des systèmes mécaniques sont aussi utilisés dans d'autres applications telles que accéléromètre, gyromètre ou capteur de position. La plupart des capteurs de champ magnétique sont des capteurs à Effet Hall, à magnétorésistance anisotrope ou à magnétorésistance géante.

L'introduction de jonctions tunnels magnétiques dans ces capteurs permet d'avoir à la fois un signal plus important, une consommation plus faible et une meilleure sensibilité.

La partie utile du cycle d'hystérésis pour les capteurs est la variation linéaire à faible champ magnétique appliqué suivant l'axe difficile. On mesure à l'aide d'une jonction tunnel magnétique la variation de la résistance (donc de l'orientation de l'aimantation) en fonction du champ appliqué dans cette zone linéaire. Ces capteurs ont été développés pour le marché automobile où ils sont particulièrement intéressants du fait de leur faible consommation et de leur bonne précision dans le cadre d'une thèse CIFRE [Malinowski 2004].

1.3.3. Logique magnétique.

D'autres applications plus prospectives paraissent tout aussi prometteuses. La logique magnétique est l'une d'entre elles, elle pourrait être un acteur non négligeable sur le marché en forte croissance des FPGA (Field Programmable Gate Arrays). Nous allons décrire brièvement comment l'introduction de jonctions tunnels magnétiques au sein de composants logiques est possible et avantageuse.

Les circuits de logique reprogrammables de type FPGA (Field Programmable Gate Arrays) comportent des blocs logiques constitués de tables de correspondance ou LUT (Look-up Table) qui relient des valeurs d'entrées avec des valeurs de sorties réalisant ainsi des fonctions logiques, un peu comme des tables de vérité ; et de bascules pour synchroniser les signaux. Ces LUT sont constituées de cellules SRAM, car celles-ci sont à la fois rapides et statiques (l'information stockée est toujours disponible et elles consomment très peu

d'énergie tant qu'elles sont alimentées (courant OFF des MOSFET + fuites de grille)). Cependant, dès que l'on coupe l'alimentation, les SRAM perdent l'information. Elles doivent donc être reconfigurées à chaque démarrage, pour cela, les informations qu'elles contiennent sont stockées sur une mémoire non volatile de type EEPROM ou flash. En intégrant des jonctions tunnels magnétiques à des structures type MRAM statiques (MSRAM), nous pouvons nous affranchir de la mémoire non volatile supplémentaire et conserver les avantages de rapidité de la SRAM classique. Un schéma simplifié représentant les éléments de base d'une LUT est représenté sur la Figure 1.31, dans le cas classique à base de SRAM et la structure simplifiée par l'introduction des MSRAM.

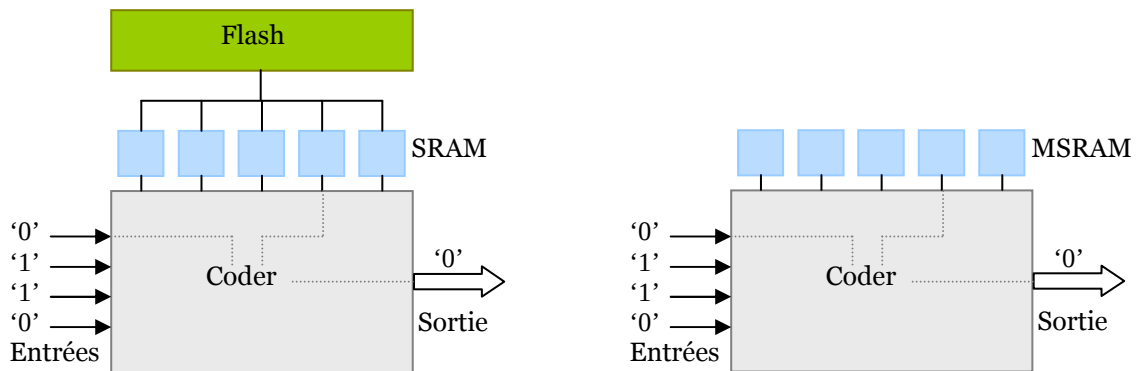


Figure 1.31 : Principe des LUT à base de SRAM et à base de MSRAM. Les entrées sont lues et encodées pour donner la sortie logique correspondant à la fonction logique programmée. La fonction logique est reprogrammable à l'aide de la mémoire Flash ou en reconfigurant les MSRAM.

La première structure de MRAM statique a été proposée par Black Jr. et Das en 2000 [Black 2000]. Elle est basée sur le même principe qu'une SRAM classique.

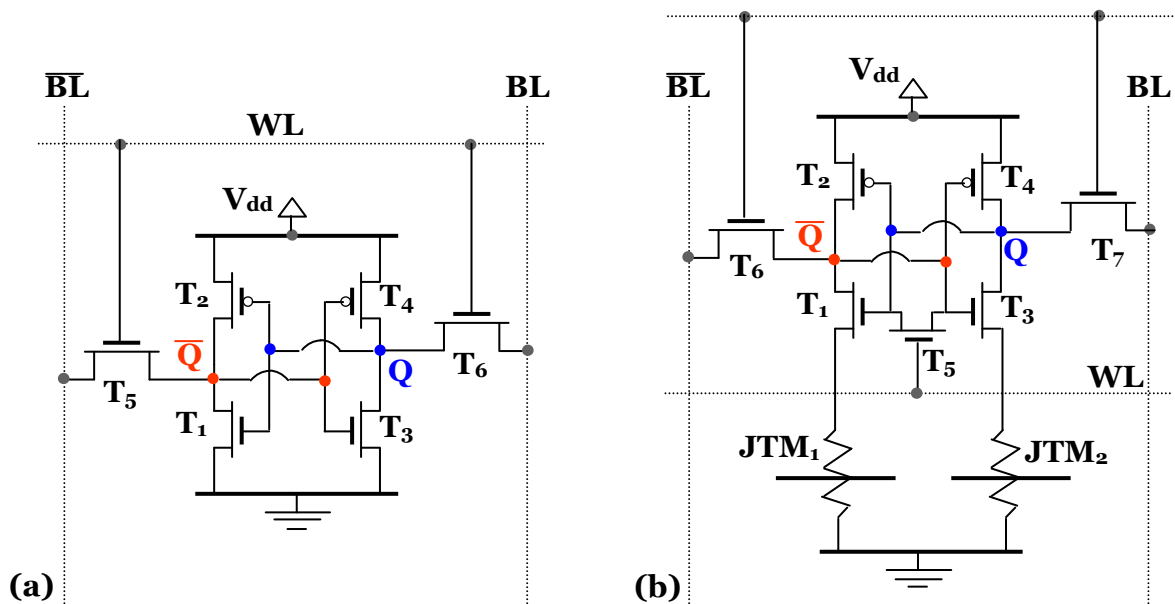


Figure 1.32 : Schéma de principe d'une SRAM classique (a) et d'une mémoire statique magnétique (b) telle que décrite par [Black 2000].

Cette structure classique est décrite par la Figure 1.32 (a) : deux inverseurs croisés (T1 et T2, et T3 et T4) permettent de connecter la sortie (BL) à l'état '0' ou à l'état '1'. Les transistors d'accès T5 et T6 permettent d'adresser la cellule et de sélectionner l'une ou l'autre sortie (BL ou $\overline{BL}$). Le cycle de lecture consiste à « pré-charger » les deux lignes de bits (BL et $\overline{BL}$) à 1. Puis on sélectionne la cellule à l'aide de WL et les deux transistors d'accès T5 et T6, on décharge alors les valeurs de Q et $\overline{Q}$ respectivement dans les deux lignes de bit correspondantes. Pour écrire la cellule, on doit tout d'abord « pré-charger » la valeur que l'on souhaite écrire au niveau des lignes de bit (si on veut écrire un '1', on charge BL à 1 et $\overline{BL}$ à 0). Ensuite, on met WL à 1, T5 et T6 deviennent passants et la valeur souhaitée est stockée au niveau de Q et $\overline{Q}$. La Figure 1.32 (b) présente une structure simple de mémoire statique magnétique.

La MSRAM représentée sur la Figure 1.32 (b) est basée sur le même principe que la SRAM classique. On reconnaît d'ailleurs les deux inverseurs croisés (T1, T2) et (T3, T4). La sélection de la cellule se fait ici par le transistor T6 et T7. Les jonctions tunnels magnétiques (JTM1 et JTM2) sont respectivement à '0' et à '1' ou à '1' et à '0'. Pour lire la valeur de la cellule, on « pré-charge » les lignes de bit BL et $\overline{BL}$ à 1 et on met le transistor T5 passant. On décharge alors les valeurs de Q et $\overline{Q}$ dans les deux lignes de bits correspondantes (même principe que pour la SRAM classique).

Pour écrire, on bloque le transistor T5, pour écrire un '1' par exemple, on mettra la JTM1 dans l'état de basse résistance (correspondant à l'état '0') et la JTM2 dans l'état de haute résistance (correspondant à l'état '1'), et inversement pour écrire un '0'. Pour changer l'état de résistance des jonctions tunnels magnétiques, on peut appliquer un champ magnétique, ou se servir de l'effet de transfert de spin et faire circuler un courant polarisé en spin.

Cette application est l'une des plus prometteuses pour les jonctions tunnels magnétiques, elle n'est encore qu'au stade du démonstrateur. L'avantage principal d'introduire des jonctions tunnels magnétiques dans les FPGA est d'apporter de la mémoire directement intégrée au système. En effet, l'intégration de la mémoire flash sur un système embarqué coûte de l'espace et de l'argent, en plus d'être complexe et d'imposer des contraintes supplémentaires. La technologie des jonctions tunnels magnétiques permet de remplacer les SRAM par des MSRAM d'obtenir ainsi la non-volatilité mais en plus, offre la possibilité d'implémenter une mémoire compatible au circuit. C'est d'ailleurs ce qui a été réalisé sur le démonstrateur de STMicroelectronics. Le circuit est un system-on-chip permettant des applications de traitement d'images. La mémoire magnétique intégrée sert à la fois de ROM (Read Only Memory), SRAM et mémoire non volatile. La Figure 1.33 présente une vue schématique du design de ce circuit intégré.

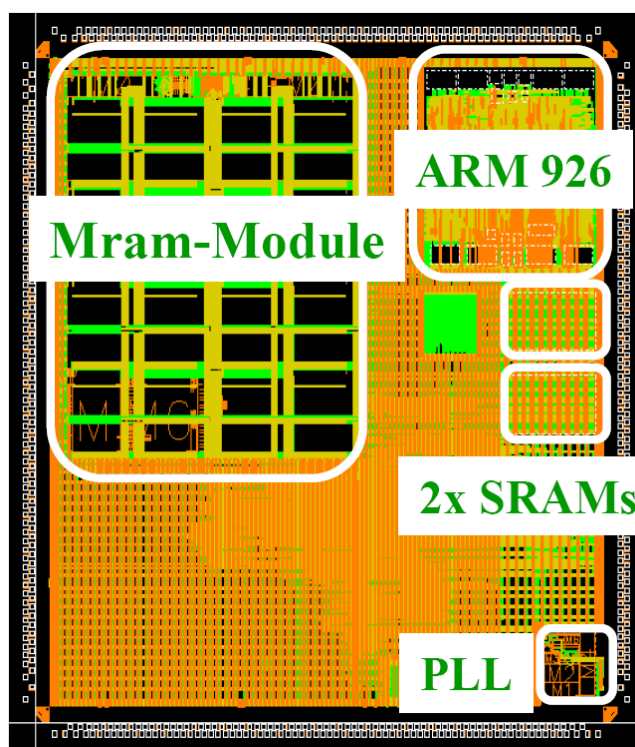


Figure 1.33 : Représentation schématique d'un circuit intégré pour une application de traitement d'images. Démonstrateur composé d'un microcontrôleur ARM, d'une mémoire magnétique, de boucle à verrouillage de phase (PLL) et de SRAM. Figure présentée par R. Fournel à la réunion Spintronex en avril 2005.

Suivant son architecture, la mémoire magnétique permet d'être aussi rapide qu'une SRAM ou aussi dense qu'une DRAM. Ainsi, une même technologie permettrait un stockage de masse non volatile, un accès ultra-rapide à l'information, et serait en outre insensible à l'irradiation pour les applications spatiales ou militaires. La Figure 1.34 présente une comparaison de la SRAM, la DRAM, la Flash et la MRAM pour les six principales caractéristiques d'une mémoire. On peut voir sur cette Figure que la MRAM est vraiment une mémoire universelle, elle a un bon comportement pour les six principales caractéristiques. On peut ainsi imaginer son intérêt dans les systèmes embarqués où, suivant le besoin, on peut inclure des cellules MRAM 'on top' dont on adapterait le design suivant l'application (rapide ou dense...).

Ainsi, la mémoire embarquée risque d'être bientôt l'application niche principale des MRAM.

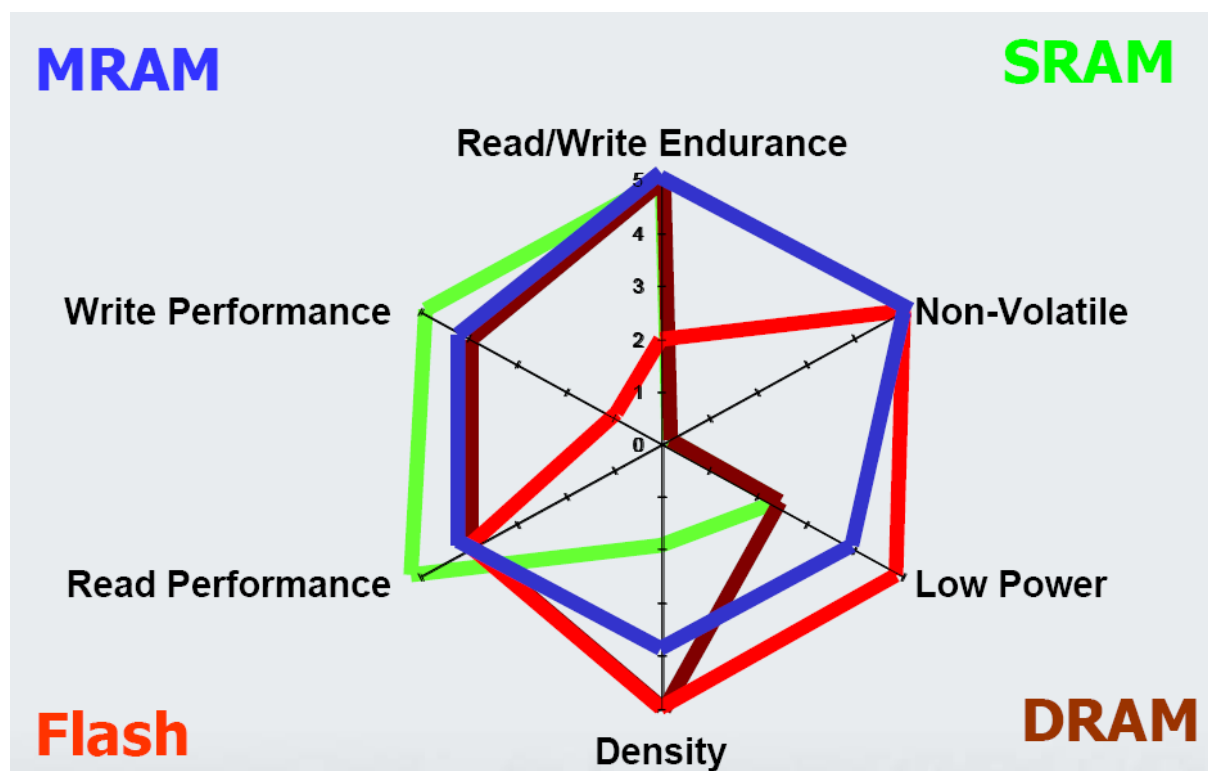


Figure 1.34 : Comparaison des performances principales de quatre types de mémoires : la SRAM, la DRAM, la Flash et la MRAM. Figure extraite d'une présentation donnée par R. Fournel à la réunion Spintronex à Paris en Avril 2005.

Conclusion du Chapitre 1 :

Dans ce premier chapitre, nous avons, dans un premier temps, introduit la physique des jonctions tunnels magnétiques. Nous avons décrit les propriétés de transport tunnel de manière à mieux comprendre pourquoi les jonctions tunnels magnétiques sont si intéressantes pour les applications. En effet, nous avons vu comment par effet tunnel dépendant du spin, on peut générer deux états de résistances correspondant à deux niveaux logiques '0' et '1'.

Nous avons ensuite fait un rapide état de l'art des jonctions tunnels magnétiques, en particulier pour les applications de mémoires sur lesquelles nous allons nous concentrer dans les chapitres suivants. La structure simple d'un empilement tri-couche permettant d'obtenir les niveaux logiques '0' et '1', a évolué au fur et à mesure de l'apparition des contraintes technologiques d'intégration au sein d'un système. Ainsi, les jonctions tunnels magnétiques utilisées aujourd'hui sont des empilements complexes d'une dizaine de couches minces magnétiques.

Enfin, dans la dernière partie de ce chapitre, nous nous sommes intéressés aux applications actuelles ou futures des jonctions tunnels magnétiques. Nous avons détaillé, dans un premier temps, les applications mémoires. Mais nous avons vu aussi que les jonctions tunnels magnétiques sont à l'origine d'applications mûres et rentables telles que les capteurs de champ magnétique et les têtes de lecture de disque dur. Enfin, nous avons élargi notre point de vue en nous intéressant à une application moins mûre : la logique magnétique.

Cette introduction au domaine des jonctions tunnels magnétiques et à leurs applications va nous permettre de mieux aborder le prochain thème de notre étude : l'étude des problèmes de fiabilité des circuits magnétiques à base de jonctions tunnels magnétiques.

Références du Chapitre 1 :

[Baibich 1988]

M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F.N. Vandau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friedrich and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 2472 (1988)

[Bardeen 1961]

J. Bardeen, *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 57 (1961)

[Baumgart 1995]

P.M. Baumgart, B. Dieny, B.A. Gurney, V.S. Speriosu and D.R. Wilhoit, *US Patent*, 5574605 (1995)

[Berger 1996]

L. Berger, *Phys. Rev. B*, **54**, 9353 (1996)

[Berkowitz 1999]

A.E. Berkowitz and K. Takano, *J. Magn. Magn. Mater.*, **200**, 552 (1999)

[Bilzer 2006]

C. Bilzer, T. Devolder, J.-V. Kim, G. Counil, C. Chappert, S. Cardoso and P. P. Freitas, *J. Appl. Phys.*, **100**, 053903 (2006)

[Binasch 1989]

G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach and W. Zinn, *Phys. Rev. B*, **39**, 4828 (1989)

[Black 2000]

W.C. Black Jr. and B.J. Das, *J. Appl. Phys.*, **87**, 6674 (2000)

[Brillouin 1926]

L. Brillouin, *Comptes Rendus*, **183**, 24 (1926)

[Brinkman 1970]

W.F. Brinkman, R.C. Dynes and J.M. Rowel, *J. Appl. Phys.*, **41**, 1915 (1970)

[Bruno 1991]

P. Bruno and C. Chappert, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 1602 (1991)

[Bruno 1995]

P. Bruno, *Phys. Rev. B*, **52**, 411 (1995)

[Butler 2001]

W.H. Butler, X.G. Zhang, T.C. Schulthess and J.M. MacLaren, *Phys. Rev. B*, **63**, 54416 (2001)

[Büttiker 1988]

M. Büttiker, *IBM J. Res. Dev.*, **32**, 317 (1988)

[Dave 2006]

R.W. Dave, G. Steiner, J.M. Slaughter, J.J. Sun, B. Craigo, S. Pietambaram, K. Smith, G. Grynkewich, M. DeHerrera, J. Akerman and S. Tehrani, *IEEE Trans. Magn.*, **42**, 1935 (2006)

[De Teresa 1999]

J.M. DeTeresa, A. Barthélémy, A. Fert, J.P. Contour, R. Lyonnet, F. Montaigne, P. Sénéor and A. Vaurès, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 4288 (1999)

[Dirac 1927]

P.A.M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. A*, **114**, 243 (1927)

[Durlam 2005]

M. Durlam, T. Andre, P. Brown, J. Calder, J. Chan, R. Cuppens, R.W. Dave, T. Ditewig, M. DeHerrera, B.N. Engel, B. Feil, C. Frey, D. Galpin, B. Garni, G. Grynkewich, J. Janesky, G. Kerszykowski, M. Lien, J. Martin, J. Nahas, K. Nagel, K. Smith, C. Subramanian, J.J. Sun, J. Tamim, R. Williams, L. Wise, S. Zoll, F. List, R. Fournel, B. Martino and S. Tehrani, *IEEE Symposium on VLSI Technology*, **05CH37642**, 186 (2005)

[Engel 2004]

B.N. Engel, J. Akerman, B. Butcher, R.W. Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, G. Grynkewich, J. Janeski, S.V. Pietambaram, N.D. Rizzo, J.M. Slaughter, K. Smith, J.J. Sun and S.Tehrani, *MMM-Intermag Invited*, **GE-05** (2004)

[Fermi 1950]

E. Fermi, *Nuclear Physics*, University of Chicago Press (1950)

[Freyss 2002]

M. Freyss, N. Papanikolaou, V. Bellini, R. Zeller and P.H. Dederichs, *Phys. Rev. B*, **66**, 014445 (2002)

[Fujitsu 2006]

http://www.fujitsu.com/downloads/COMP/fcpa/hdd/ccp-based-storage_wp.pdf

[Gallagher 2006]

W.J. Gallagher and S.P.P. Parkin, *IBM J. Res. & Dev.*, **50**, 1-5 (2006)

[Grollier 2001]

J. Grollier, V. Cros, A. Hamzic, J.M. George, H. Jaffrès, A. Fert, G. Faini, J. BenYoussef and H. Legall, *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 3663 (2001)

[Hayakawa 2006]

J. Hayakawa, S. Ikeda, Y.M. Lee, F. Matsukura and H. Ohno, *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 232510 (2006)

[Hitachi 2006]

http://www.hitachigst.com/hdd/research/recording_head/cpp/index.html

[Hosomi 2005]

M. Hosomi, H. Yamagishi, T. Yamamoto, K. Bessho, Y. Higo, K. Yamane, H. Yamada, M. Shoji, H. Hachino, C. Fukumoto, H. Nagao and H. Kano, *IEDM Technical Digest IEEE International*, **1609379**, 459 (2005)

[Jullière 1975]

M. Jullière, *Phys. Lett.* **54**, 225 (1975)

[Katine 2000]

J.A. Katine, F.J. Albert, R.A. Buhrman, E.B. Myers and D.C. Ralph, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3149 (2000)

[Kawahara 2007]

T. Kawahara, R. Takemura, K. Miura, J. Hayakawa, S. Ikeda, Y. Lee, R. Sasaki, Y. Goto, K. Ito, T. Meguro, F. Matsukura, H. Takahashi, H. Matsuoka and H. Ohno, *ISCC Digest IEEE Solid State Circuits*, **1424408520**, 480 (2007)

[Kramers 1926]

H.A. Kramers, *Zeits. F. Phys.*, **39**, 828 (1926)

[Landau 1967]

L. Landau and E. Lifchitz, *Mécanique Quantique Théorie Non Relativiste*, **Tome 3**, pp 97-98 (1967)

[Landauer 1957]

R. Landauer, *IBM J. Res. Dev.*, **1**, 223 (1957)

[LeClair 2000]

P. LeClair, H.J.M. Swagten, J.T. Kohlhepp, R.J.M. Van der Veerdonk and W.J.M. de Jonge, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 2933 (2000)

[LeClair 2001]

P. LeClair, J.T. Kohlhepp, H.J.M. Swagten and W.J.M. de Jonge, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 1066 (2001)

[LeClair 2002]

P. LeClair, J.T. Kohlhepp, C.H. Van de Vin, H. Wieldraaijer, H.J.M. Swagten, W.J.M. de Jonge, A.H. Davis, J.M. MacLaren, J.S. Moodera and R. Jansen, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 107201 (2002)

[Lee 2007]

Y.M. Lee, J. Hayakawa, S. Ikeda, F. Matsukura and H. Ohno, *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 212507 (2007)

[MacLaren 1997]

J.M. MacLaren, X.G. Zhang and W.H. Butler, *Phys. Rev. B*, **56**, 11827 (1997)

[MacLaren 1999]

J.M. MacLaren, X.G. Zhang, W.H. Butler and X. Wang, *Phys. Rev. B*, **59**, 5470 (1999)

[Malinowski 2004]

G. Malinowski, *thèse de doctorat en physique et chimie de la matière et des matériaux de l'Université Henri Poincaré, Nancy I* (2004)

[Mao 2006]

S. Mao, Y. Chen, F. Liu, X. Chen, B. Xu, P. Lu, M. Patwari, H. Xi, C. Chang, B. Miller, D. Menard, B. Pant, J. Loven, K. Duxstad, S. Li, Z. Zhang, A. Johnston, R. Lamberton, M. Gubbins, T. McLaughlin, J. Gadbois, J. Ding, B. Cross, S. Xue and P. Ryan, *IEEE Trans. Magn.*, **42**, 97 (2006)

[Mathon 2001]

J. Mathon and A. Umerski, *Phys. Rev. B*, **63**, 220403 (2001)

[Meiklejohn 1956]

W.P. Meiklejohn and C.P. Bean, *Phys. Rev.*, **102**, 1413 (1956)

[Mitani 2003]

S. Mitani, T. Moriyama and K. Takanashi, *J. Appl. Phys.*, **93**, 8041 (2003)

[Miyazaki 1995]

T. Miyazaki and N. Tezuka, *J. Magn. Magn. Mater.*, **139**, L231 (1995)

[Montaigne 1999]

F. Montaigne, *thèse de doctorat en électronique de l'Université Denis Diderot, Paris VII* (1999)

[Moodera 1995]

J.S. Moodera, L.R. Kinder, T.M. Wong and R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 3273 (1995)

[Myers 1999]

E.B. Myers, D.C. Ralph, J.A. Katine, R.N. Louie and R.A. Buhrman, *Science*, **285**, 867 (1999)

[Nogues 1999]

J. Nogues and I.K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.*, **192**, 203 (1999)

[Nozières 2006]

J.P. Nozieres, B. Dieny, O. Redon, R. Sousa and I.L. Prejbeanu, *US Patent*, **US2006291276** (2006)

[Oleinik 2002]

I.I. Oleinik, E.Y. Tsymlal and D.G. Pettifor, *Phys. Rev. B*, **65**, 020401 (2002)

[Oppenheimer 1928]

J.R. Oppenheimer, *Phys. Rev.*, **31**, 66 (1928)

[Parkin 1990]

S.S.P. Parkin, N. More and K.P. Roche, *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 2304 (1990)

[Parkin 2004]

S.S.P. Parkin, X. Jiang, C. Kaiser, A. Panchular, P. Rice, B. Hughes, M. Samant and S.H. Yang, *Nature Materials*, **3**, 868 (2004)

[Savtchenko 2003]

L. Savtchenko, *US Patent*, 6 545 906 B1 (2003)

[Simmons 1963]

J.G. Simmons, *J. Appl. Phys.*, **34**, 1793 (1963)

J.G. Simmons, *J. Appl. Phys.*, **34**, 2581 (1963)

[Slonczewski 1989]

J.C. Slonczewski, *Phys. Rev. B*, **39**, 6995 (1989)

[Slonczewski 1996]

J.C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.*, **159**, L1 (1996)

[Stiles 1999]

M.D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mater.*, **200**, 322 (1999)

[Stoner 1948]

E.C. Stoner and E.P. Wohlfarth, *Phil. Trans. Roy. Soc. A*, **240**, 599 (1948)

[Tsunekawa 2006]

K. Tsunekawa, Y.S. Choi, Y. Nagamine, D.D. Djayaprawira, T. Takeuchi and Y. Kitamoto, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **45**, L1152 (2006)

[Wentzel 1926]

G. Wentzel, *Zeits. F. Phys.*, **38**, 518 (1926)

[Yuasa 2004]

S. Yuasa, A. Fukushima, T. Nagahama, K. Ando and Y. Suzuki, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **43**, L588 (2004)

Chapitre 2 : Vision globale de la fiabilité des mémoires magnétiques.

2.1. Présentation du système étudié.

2.1.1. La cellule mémoire MRAM.

2.1.2. Approche adoptée.

2.2. Problèmes de fiabilité liés à la fabrication des cellules magnétiques.

2.2.1. Contamination et diffusion.

2.2.2. Rugosité des couches minces.

2.2.3. Mauvaise oxydation de la barrière tunnel.

2.3. Problèmes de fiabilité lié au fonctionnement de la mémoire.

2.3.1. Problèmes liés à la structure de la cellule magnétique.

2.3.2. Problèmes de dispersion des propriétés.

2.3.3. Stabilité thermique.

2.3.4. « Program error ».

2.4. Modèle physique d'une jonction tunnel magnétique pour simulation électrique.

2.4.1. Principe du modèle

2.4.2. Equations du modèle

Après avoir introduit dans le premier chapitre les principales caractéristiques et applications des jonctions tunnels magnétiques, nous verrons, dans ce deuxième chapitre, les principaux problèmes de fiabilité liés à l'introduction de jonctions tunnels magnétiques dans des circuits électroniques, et, plus particulièrement dans les mémoires magnétiques à accès aléatoires.

L'étude de la fiabilité doit se faire par deux approches : la compréhension des phénomènes physiques de dégradation, et l'étude analytique et statistique de ces modes de dégradation. Le cycle de vie d'un produit suit ce qu'on appelle la « courbe en baignoire » représentée sur la Figure 2.1. Nous allons, dans ce Chapitre, nous intéresser aux deux premières périodes de la vie d'une mémoire magnétique : la période de défaillances précoces qui est liée aux imperfections de la fabrication de la mémoire et la période de défaillances d'usure, qui traduit, en quelque sorte, la fiabilité intrinsèque en fonctionnement de la mémoire.

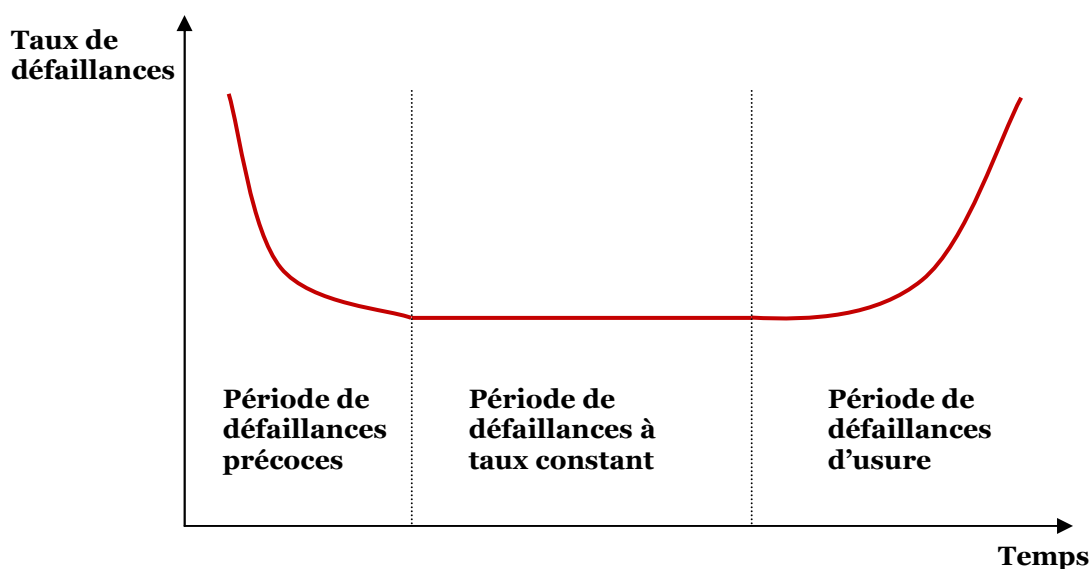


Figure 2.1 : cycle de vie d'un produit. La courbe en baignoire traduit les différentes périodes de la « vie » d'un produit en représentant le taux de défaillances en fonction du temps.

Dans un premier temps, nous décrirons la cellule mémoire que nous allons étudier, ainsi que l'approche que nous avons adoptée pour cette étude.

Nous verrons ensuite les problèmes de fiabilité liés à la fabrication pouvant causer des défaillances précoces.

Puis, nous nous intéresserons aux problèmes de fiabilité susceptibles d'intervenir pendant la période de fonctionnement de la mémoire.

Enfin, comme perspective de cette première partie, nous décrirons brièvement les principes permettant de mettre en place un modèle électrique (type SPICE) des jonctions tunnels magnétiques.

2.1. Présentation du système étudié.

Nous allons, dans cette partie, présenter un peu plus en détail les dispositifs dont nous étudions la fiabilité. Nous avons vu au Chapitre 1, le principe de fonctionnement de ce type de dispositif. Nous verrons ici plus précisément les objets sur lesquels se sont portées nos études.

2.1.1. La cellule mémoire MRAM.

Une cellule mémoire MRAM est composée d'une jonction tunnel magnétique en série avec un transistor. Nous avons vu dans le Chapitre 1 que les jonctions tunnels magnétiques constituent les « bits » de la mémoire magnétique. Elles sont formées d'un empilement complexe d'une dizaine de couches minces, et par conséquent leur réalisation technologique est particulièrement critique. Nous allons détailler dans ce paragraphe le rôle de chacune de ces couches minces afin de mieux comprendre les problèmes susceptibles d'apparaître.

Nous allons décrire, sur la Figure 2.2, deux types d'empilement. Le premier est un empilement 'simple' où l'écriture de la cellule MRAM se fait par un adressage du type Stoner-Wohlfarth. Le second correspond à l'empilement nécessaire à l'écriture mise en place par L. Savtchenko [Savtchenko 2003]. L'empilement type 'Stoner Wohlfarth' suit le principe décrit par D.W. Abraham [Abraham 2006]. De la même manière, l'empilement type 'Savtchenko' suit le principe décrit par B.N. Engel [Engel 2004]. Une image en microscopie électronique par transmission présentée par J. Slaughter au Cornell Nanotechnology Symposium en mai 2004 permet de mieux visualiser les épaisseurs des différentes couches minces.

Le premier empilement est constitué de huit couches minces. Nous allons les décrire du bas vers le haut.

L'électrode basse est une couche d'épaisseur typique 50 nm. Elle est souvent constituée de Tantale qui permet à la fois un bon contact électrique et une bonne croissance des couches supérieures (rugosité très faible).

La couche d'antiferromagnétique, comme nous l'avons vu au Chapitre 1, permet de 'fixer' à l'aide d'un champ d'échange la couche 'fixe'. Elle est typiquement constituée d'un alliage IrMn ou d'un alliage PtMn et est d'une épaisseur de l'ordre d'une vingtaine de nanomètres.

La couche 'fixe' est constituée d'un antiferromagnétique synthétique (SAF) compensé (moment magnétique total nul). Ce SAF est composé de deux couches magnétiques couplées antiferromagnétiquement par une couche métallique d'espaceur, couramment de Ruthénium. Les couches magnétiques sont typiquement constituées de Co, CoFe ou CoFeB. Le couplage d'échange entre les deux couches magnétiques, J , dépend de l'épaisseur de l'espaceur et est de l'ordre de quelques centièmes d'erg par cm^2 .

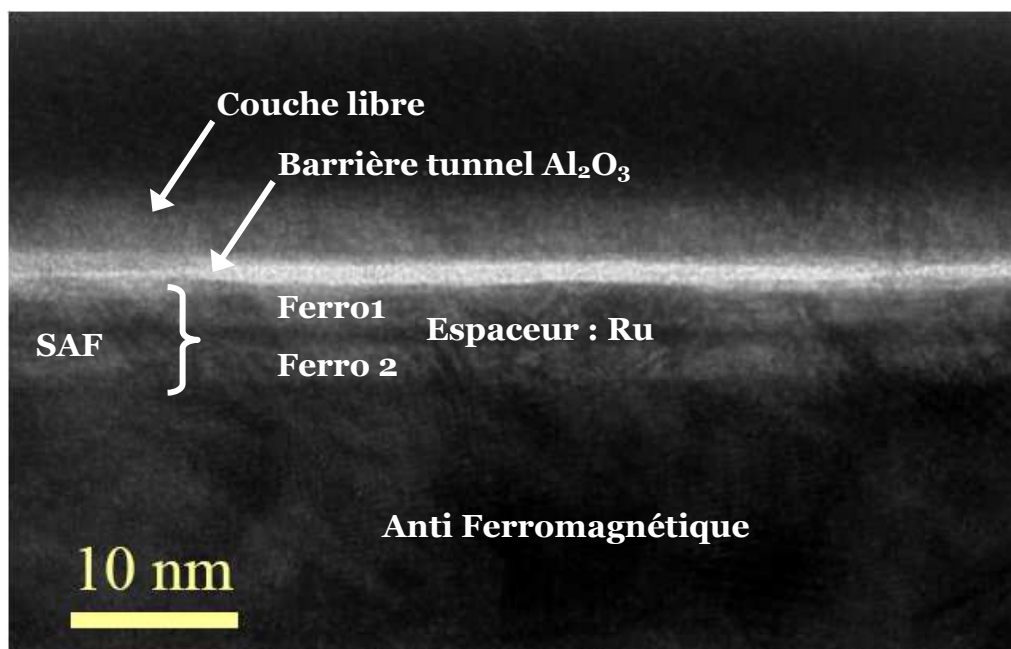
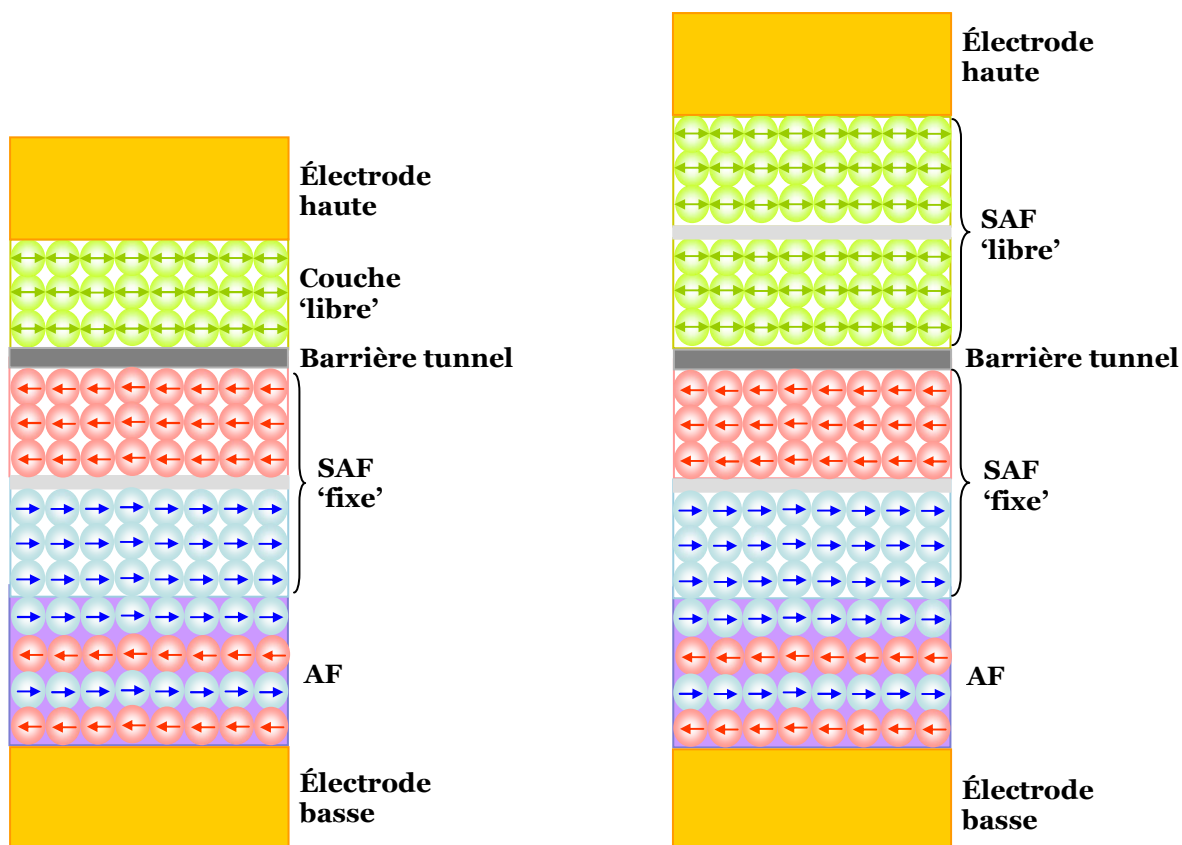


Figure 2.2 : empilements typiques pour des cellules MRAM avec un adressage du type Stoner-Wohlfarth (à gauche), et pour des cellules MRAM avec un adressage du type Savtchenko (à droite), et image TEM (Microscope Electronique en Transmission) d'une jonction tunnel magnétique présentée par J. Slaughter au Cornell Nanotechnology Symposium, mai 2004.

La barrière tunnel est une couche d'isolant de moins d'1 nm d'épaisseur. Dans notre cas, l'isolant est de l'Alumine amorphe (Al_2O_3), mais nous avons vu au Chapitre 1 qu'il existe d'autres barrières tunnels possibles telles que le TiO_2 (utilisé dans les têtes de lectures de disques durs) et le MgO .

La couche libre des empilements qui ont un retournement du type Stoner-Wohlfarth est une couche simple couramment constituée de Permalloy $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ et d'une dizaine de nm d'épaisseur.

Enfin, l'électrode haute, de même que l'électrode basse est souvent constituée de Tantale ou d'un alliage de Tantale.

L'empilement pour le retournement 'Savtchenko' suit le même principe, sauf que la couche libre a été remplacée par un système antiferromagnétique synthétique de deux couches de Permalloy couplée à l'aide d'un espaceur de Ruthénium antiferromagnétiquement.

Cette structure complexe, et le fait que les propriétés magnétiques utilisées dans ces empilements soient des propriétés interfaciales va générer un certain nombre de faiblesses potentielles pour la fiabilité de ces structures.

2.1.2. Approche adoptée.

La Figure 2.3 décrit l'intégration d'une cellule MRAM dans une vue en coupe des différents niveaux. L'encadré rouge en pointillé représente une cellule de la mémoire avec une jonction tunnel magnétique reliée par les différents niveaux de métallisation en série avec un transistor au niveau du substrat de silicium. On peut aussi noter la présence des lignes métalliques d'adressage (digit line et bit line).

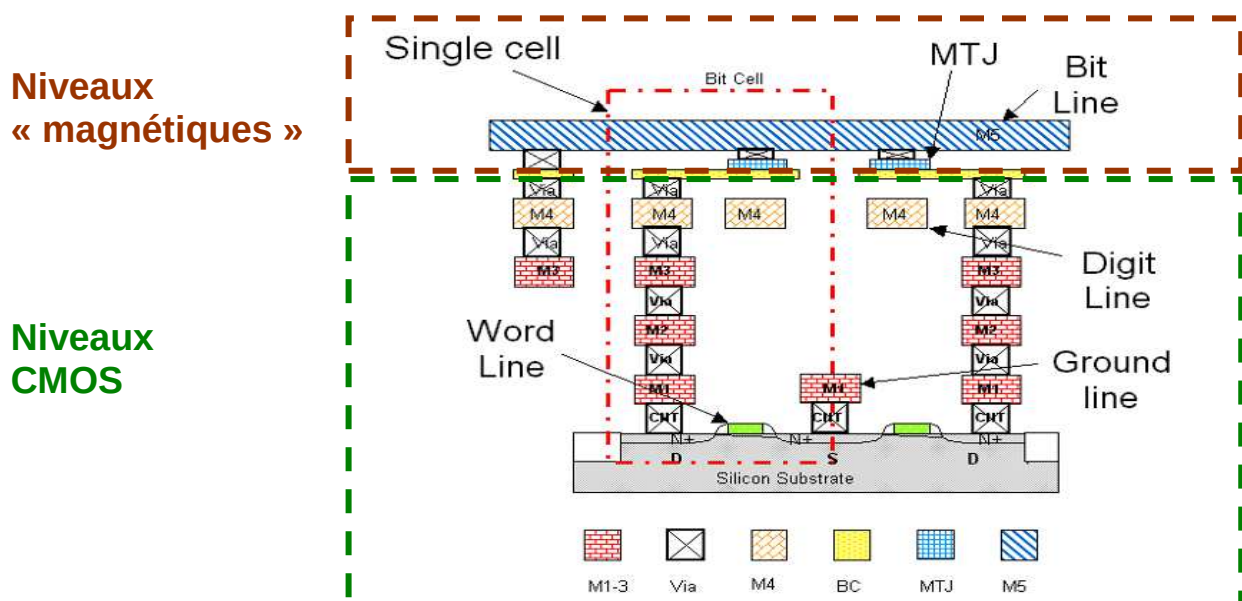


Figure 2.3 : Vue schématique en coupe de l'intégration d'une cellule MRAM de la mémoire 4Mb Freescale. Figure reproduite d'après [Durlam 2005].

Le procédé de fabrication de l'empilement des jonctions tunnels magnétiques intervient entre les niveaux 4 et 6 de métallisation d'un procédé CMOS standard (le niveau de métallisation varie suivant les architectures). Nous ne considérerons dans cette thèse que les problèmes de fiabilité liés à l'introduction de la partie magnétique des mémoires, en considérant éventuellement les distributions de propriétés dans la partie CMOS. Nous ne considérerons pas les variations que l'introduction de la partie magnétique pourrait introduire au niveau du CMOS sur les étapes de back-end.

Nous allons différencier dans ce Chapitre les problèmes liés à la fabrication des cellules magnétiques pouvant entraîner des défaillances précoces de la mémoire ; et les problèmes liés au fonctionnement de la mémoire pouvant entraîner des défaillances durant la période d'utilisation de la mémoire. Pour ces deux périodes, les problèmes peuvent être d'origine liée à la structure des empilements, d'origine magnétique ou des problèmes liés à l'intégration des empilements magnétiques au sein de la structure mémoire. Suivant qu'on regarde une cellule magnétique isolée ou un réseau de cellules mémoires, différents problèmes peuvent être mis en avant. L'étude que nous allons menée ne peut être exhaustive, cependant, nous essaierons d'apporter une meilleure visibilité sur les problèmes de fiabilité que peuvent engendrer de telles structures.

2.2. Problèmes de fiabilité liés à la fabrication des cellules magnétiques.

Nous allons, dans ce paragraphe, nous intéresser aux problèmes liés à la fabrication des empilements magnétiques pouvant causer des défaillances précoces de la mémoire magnétique. Ces problèmes sont dus à la structure de l'empilement, à sa complexité et au fait que les propriétés magnétiques utilisées sont des propriétés interfaciales. Ainsi, nous allons nous intéresser dans un premier temps aux phénomènes physiques pouvant dégrader les interfaces et essayer de donner un ordre de grandeur des perturbations qui peuvent être engendrées par ce type de défaillance.

2.2.1. Contamination et diffusion.

La première cause possible de dégradation des interfaces est un problème chimique bien connu : l'interdiffusion des matériaux.

La diffusion varie en fonction de la miscibilité des espèces. Il existe deux régimes de diffusion : le régime thermique (ou cinétique) et le régime thermodynamique. Le régime cinétique intervient lorsque les deux espèces sont miscibles et le mélange se fait uniquement par activation thermique. Le régime thermodynamique quant à lui fait intervenir d'autres forces en plus de l'activation thermique (coulombienne, chimique...). La miscibilité de deux éléments est décrite par un diagramme de phases.

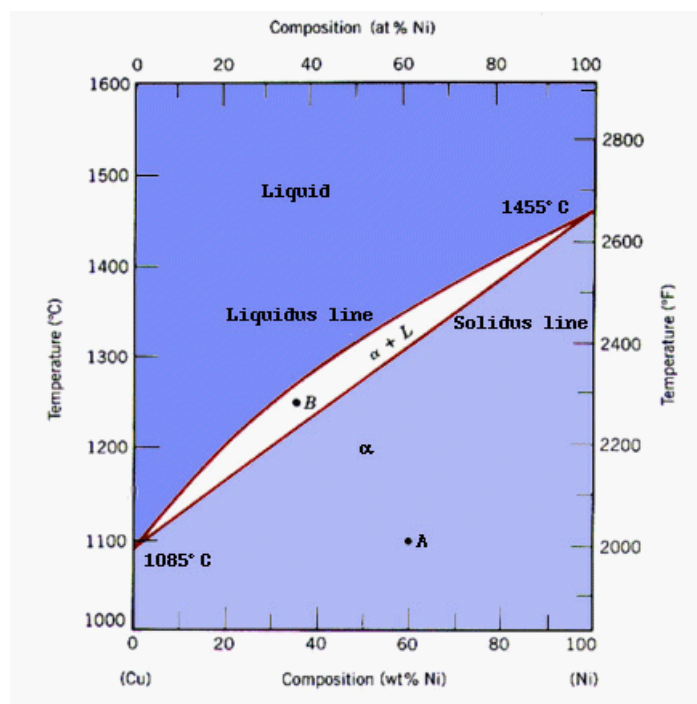


Figure 2.4: Diagramme de phases binaire des solutions solides Cu/Ni.

Source <http://phasediagrams.velp.info/>

La Figure 2.4 décrit un diagramme de phases simple pour deux éléments qui nous intéressent : le Cuivre et le Nickel.

Le diagramme du Cu/Ni (Figure 2.4) est classique d'un diagramme binaire où les deux éléments sont miscibles en toute proportion. On voit clairement trois phases sur ce diagramme : une phase liquide, une phase de mélange solide/liquide et enfin une phase de solution solide. Les couches métalliques, ainsi que les interconnexions reliant les systèmes microélectroniques sont en cuivre ; et

nous avons vu dans le premier chapitre que les couches magnétiques peuvent être en permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$). Le Cuivre et le Nickel, s'ils sont en contact, se mélangent pour former des alliages dont les propriétés sont, bien sûr, très différentes de celles que l'on cherche à obtenir. On prend ainsi conscience des problèmes de **pollution** et de **contamination** susceptibles d'apparaître. C'est pourquoi, par exemple, on utilise deux bâtis de croissance distincts pour réaliser les étapes de métallisation et les étapes « magnétiques ».

D'autre part, de nombreuses études ont été menées pour résoudre un problème lié à un autre aspect des problèmes diffusifs : l'**interdiffusion** aux interfaces. En effet, pour fixer l'aimantation de la couche fixe de la jonction tunnel, on utilise un couplage avec un antiferromagnétique. L'un des antiferromagnétiques les plus couramment utilisé est l'IrMn. Or, le Manganèse possède un coefficient de diffusion assez élevé et par conséquent, dès que l'on procède au recuit nécessaire pour obtenir des interfaces propres, le Mn diffuse vers les autres couches. De manière à se prémunir de ses effets, on implémente des barrières limitant la diffusion (de Tantale ou Ruthénium) ou encore des couches de NOL (Nano Oxide Layer). Sur la Figure 2.5, on voit le profil en profondeur d'une spectroscopie Auger pour le Manganèse dans trois structures de jonctions tunnels magnétiques différentes (avec ou sans NOL dans la couche de buffer sous la couche d'antiferromagnétique). Cette Figure est extraite d'un article de I.C. Chu paru en 2005 [Chu 2005], mais on peut trouver plusieurs travaux similaires dans la littérature [Jeong 2002], [Yoon 2003], [Yoon 2004], [Boeve 2004], [Li 2005].

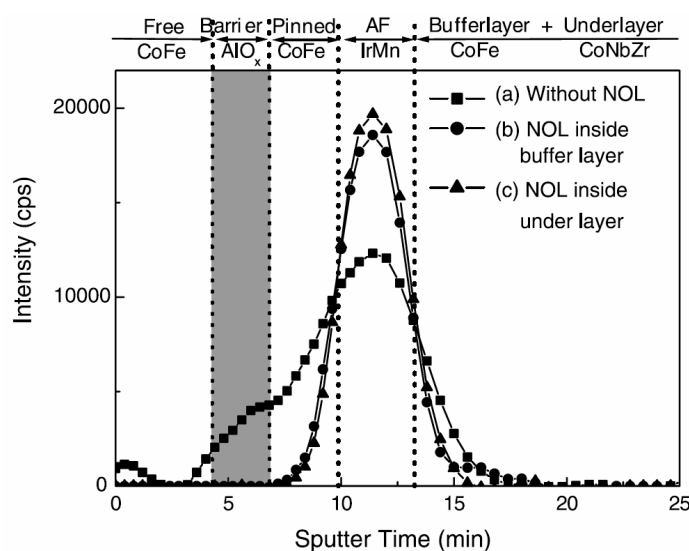


Figure 2.5 : Spectroscopie Auger permettant de décrire la population de Mn transversale dans une structure de jonction tunnel magnétique avec ou sans NOL. Figure extraite de [Chu 2005].

Les traits en pointillé représentent les limites des couches de la jonction tunnel magnétique. Les trois courbes tracent la présence de Manganèse à travers la structure. On voit distinctement sur cette Figure que sans aucun traitement ou couche additive, le Manganèse migre, et on en retrouve une quantité importante au niveau de la barrière tunnel. La principale conséquence de cette contamination de la barrière est la chute dramatique de la magnétorésistance tunnel. La Figure 2.6 représente la

variation du signal de TMR en fonction de la température de recuit. On voit que dans un premier temps, le recuit améliore la qualité des interfaces et donc augmente la valeur de la magnétorésistance tunnel. Mais, dans un second temps, le recuit provoque la migration du

Mn vers la barrière tunnel et cette migration s'accompagne d'une chute brutale de la magnétorésistance tunnel. Cette Figure est extraite d'un article de E. Snoeck paru en 2004

[Snoeck 2004]. Les jonctions tunnels magnétiques étudiées sont du même type que précédemment : CoFe/Al₂O₃/CoFe/IrMn.

Nous avons vu dans le Chapitre 1, que le transport tunnel est intrinsèquement lié aux densités d'états au niveau de Fermi aux interfaces de la barrière tunnel. Le mélange des espèces au niveau des interfaces modifie évidemment les densités d'états et donc les propriétés électriques de la jonction tunnel (et notamment la magnétorésistance tunnel). Les

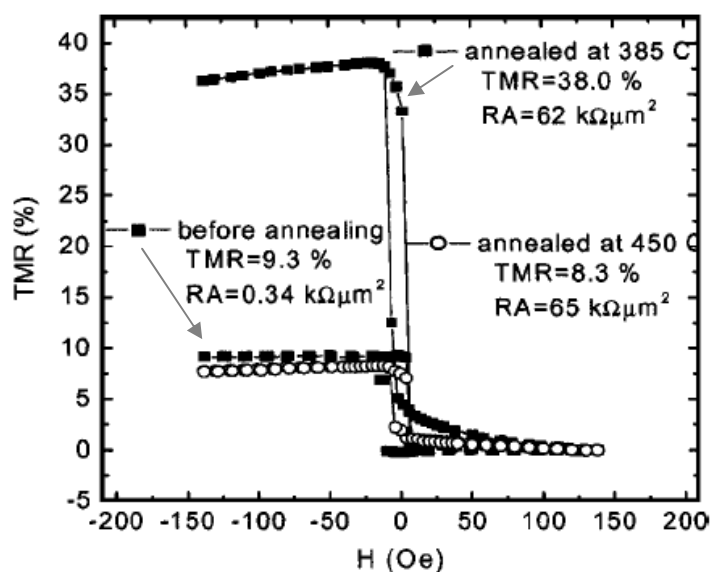


Figure 2.6 : Magnétorésistance tunnel d'empilements CoFe/Al₂O₃/CoFe/IrMn recuits à différentes températures. D'après [Snoeck 2004].

études réalisées par P. Leclair [LeClair 2000], [LeClair 2001] montrent aussi à quel point la magnétorésistance tunnel est sensible à la qualité des interfaces. Dans ces deux articles, LeClair introduit dans des systèmes Co/Al₂O₃/Co une couche extrêmement fine de Cr ou de Cu entre une des couches magnétiques et la barrière tunnel. Le résultat est une diminution de la magnétorésistance tunnel d'un facteur deux pour une épaisseur de Cu de 0.42 nm et une diminution d'un facteur dix pour une épaisseur de Cr de 0.3 nm.

Dans le cas où l'on a remplacé la couche fixe ou la couche libre par des systèmes antiferromagnétiques synthétiques, les problèmes de diffusion peuvent de la même manière détruire le couplage antiferromagnétique entre les couches.

Les problèmes de contamination et de diffusion de matériaux magnétiques sont donc néfastes pour le fonctionnement des jonctions tunnels magnétiques. Cependant, ce ne sont pas les seuls mécanismes de dégradation des interfaces possibles.

2.2.2. Rugosité des couches minces.

Le second mécanisme de dégradation des interfaces pouvant intervenir est simplement lié à la croissance, et à la rugosité des couches déposées. En effet, les fonctionnalités magnétiques d'un empilement complexe des jonctions tunnels magnétiques sont basées sur des effets interfaciaux qui souvent génèrent des couplages entre les couches magnétiques.

Il existe différents types de couplages possibles dans les systèmes multicouches magnétiques. Les principaux sont :

- Le couplage d'échange intercouches (utilisé dans les antiferromagnétiques synthétiques) [Bruno 1991], [Bruno 1995],
- Le couplage de Néel ou encore de peau d'orange [Néel 1962],
- Le couplage direct par trou d'épingle (pin hole) [Bobo 1999],
- Le couplage par champ dipolaire.

Nous allons nous intéresser à chacun de ses couplages et voir dans quelle mesure la rugosité peut jouer sur les performances des cellules magnétiques.

Cependant, nous détaillerons le **couplage d'échange intercouches** au prochain paragraphe.

Considérons donc tout d'abord le **couplage de Néel**, ou encore de peau d'orange. Ce couplage est lié à la rugosité « conforme » des couches magnétiques. Le relief alternant « montagne » et « vallée », transmis d'une couche à l'autre, crée localement des pôles magnétiques et génère des dipôles magnétiques représentés sur la Figure 2.7.

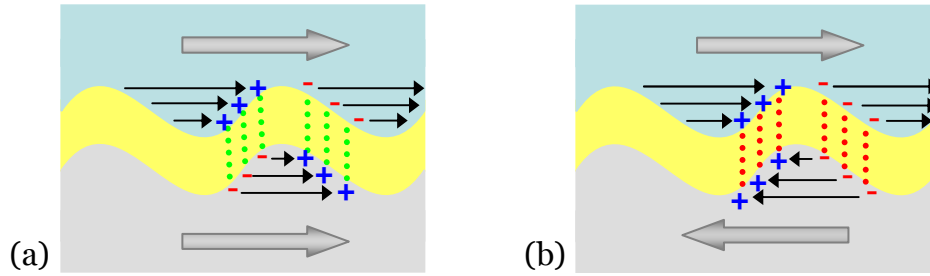


Figure 2.7 : Schéma de principe du couplage de Néel pour une configuration parallèle (a) et pour une configuration antiparallèle (b) d'une structure type FM / Métal / FM.

On constate aisément que la configuration parallèle, où les charges magnétiques créées se « compensent », est énergétiquement plus stable que la configuration antiparallèle, où les charges magnétiques créées interagissent fortement. Et, par conséquent, le relief engendre un couplage ferromagnétique entre les deux couches magnétiques. Si on appelle h l'amplitude de l'ondulation du relief, λ la longueur d'onde, M_1 et M_2 les aimantations des deux couches magnétiques et t l'épaisseur de l'espaceur non magnétique, on peut écrire

$$\text{l'énergie du couplage sous la forme : } J_N = \mu_0 \frac{\pi^2 h^2}{\sqrt{2}\lambda} M_1 M_2 \cdot \exp\left(-\frac{2\sqrt{2}\pi t}{\lambda}\right) \quad (2.1)$$

Ce couplage vient s'ajouter aux autres couplages présents dans la structure, et peut notamment affaiblir la stabilité d'un antiferromagnétique synthétique, ou, tout simplement,

rendre le passage de l'état parallèle à l'état antiparallèle plus difficile à obtenir que le passage de l'état antiparallèle à l'état parallèle.

De manière à mieux évaluer ce couplage, nous allons calculer sa valeur dans le cadre d'un exemple. Nous choisissons des valeurs telles que :

$$h = 0.5 \text{ nm},$$

$$\lambda = 10 \text{ nm},$$

$M_1=M_2= 1500 \text{ emu/cm}^3$ (valeur de l'aimantation à saturation de couches de CoFeB mesurée par C. Bilzer [Bilzer 2006] pouvant être utilisées dans les systèmes antiferromagnétiques synthétiques),

$$t = 2 \text{ nm}$$

On trouve alors : $J_N = 8.34 \cdot 10^{-5} \text{ J/m}^2 = 0.0834 \text{ erg/cm}^2$, ce qui correspond à un champ d'échange $H_{\text{exch}} = 278 \text{ Oe}$. Tout d'abord, on remarque que le signe de J_N est bien positif, donc le couplage est de type ferromagnétique. D'autre part, l'ordre de grandeur est le même que le couplage antiferromagnétique dans les antiferromagnétiques synthétiques que nous avons mesuré au Chapitre 4 sur les échantillons de type 'Savtchenko', c'est donc un couplage assez important.

Nous allons désormais nous intéresser au **couplage direct par trou d'épingle**. Ce couplage intervient lorsque les couches déposées ne sont pas continues. Les deux couches magnétiques se retrouvent alors en contact direct, et par conséquent, le couplage induit est ferromagnétique.

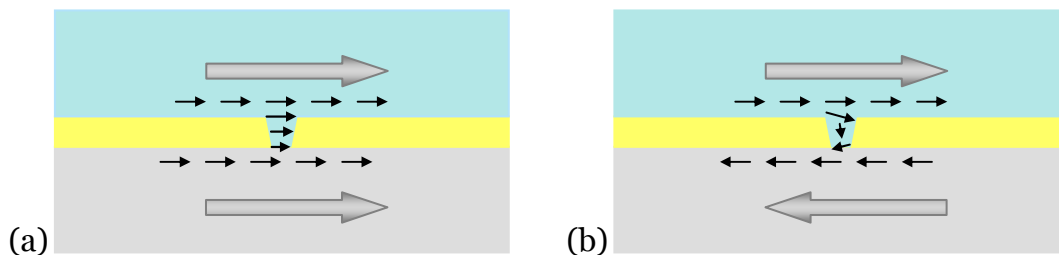


Figure 2.8: schéma de principe du couplage par trou d'épingle pour une structure FM/Métal/FM dans une configuration parallèle (a) et antiparallèle (b).

La Figure 2.8 permet de visualiser à quel point la configuration parallèle est plus stable que la configuration antiparallèle nécessitant un retournement de l'aimantation au niveau du contact entre les deux couches. De plus, ce couplage est beaucoup plus critique s'il intervient au niveau de la barrière tunnel que pour des systèmes tout métalliques (tels que les SAF) car il court-circuite électriquement la jonction tunnel magnétique, et la rend donc non fonctionnelle.

Enfin, le dernier type de couplage susceptible d'intervenir est le **couplage par champ dipolaire**. Celui-ci intervient sur les bords des empilements considérés car les épaisseurs des couches d'espaceur sont faibles. C'est donc plus un effet lié à la gravure qu'à la

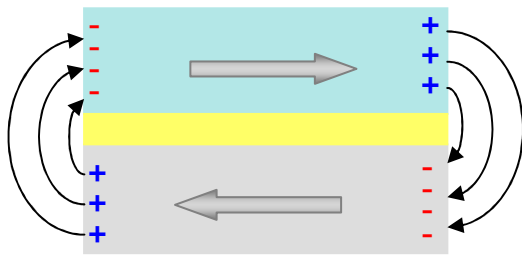


Figure 2.9 : couplage dipolaire par les bords d'une structure.

rugosité des couches minces. Le couplage dipolaire est un couplage antiferromagnétique. En effet, il tend à vouloir compenser les pôles magnétiques créés sur les bords de la structure.

[Albuquerque 2002]

La Figure 2.9 donne un schéma de principe du rebouclage des lignes de champs par les bords de la structure. On comprend aisément que ce couplage favorise la configuration antiparallèle des aimantations de la structure. Le champ dipolaire rayonné par la structure dépend notamment de sa forme, des épaisseurs des couches et de leurs aimantations.

Il est donc primordial que la croissance des couches soit très uniforme, très plane, continue et que les bords soient bien définis pour limiter au maximum l'influence des couplages magnétiques perturbateurs pouvant provoquer des erreurs de lecture ou d'écriture.

2.2.3. Oxydation de la barrière tunnel.

Nous allons désormais nous intéresser à une autre faiblesse potentielle de la structure des jonctions tunnels magnétiques : la barrière tunnel. Nous avons vu au Chapitre 1, que les applications à base de jonctions tunnels magnétiques reposent toutes sur la magnétorésistance tunnel. Et la magnétorésistance tunnel est bien sûr intrinsèquement liée à la qualité de la barrière tunnel. Tout d'abord, la barrière tunnel est un oxyde (soit d'Al soit de Mg), et la bonne qualité de cette barrière est un point critique pour le bon fonctionnement de la jonction tunnel magnétique. Les échantillons que nous avons étudiés par la suite possèdent une barrière tunnel d'alumine, c'est pourquoi nous nous intéresserons ici au processus d'oxydation d'une barrière d'alumine (celui-ci diffère du processus pour obtenir une barrière de MgO [Dave 2006]). Le mécanisme d'oxydation d'une barrière d'alumine est décrit schématiquement par la Figure 2.10.

L'oxydation se fait par diffusion des atomes d'oxygène depuis l'interface vers la couche métallique. Cela explique donc que s'il y a une sous oxydation, il subsiste une couche d'aluminium métallique qui perturbe le transport tunnel. D'un autre côté, en cas de suroxydation, lorsqu'on dépose la couche ferromagnétique en contact avec la barrière tunnel,

l'oxygène en trop grande quantité diffuse vers le ferromagnétique détruisant ainsi l'interface supérieure, ce qui dégrade également la magnétorésistance tunnel.

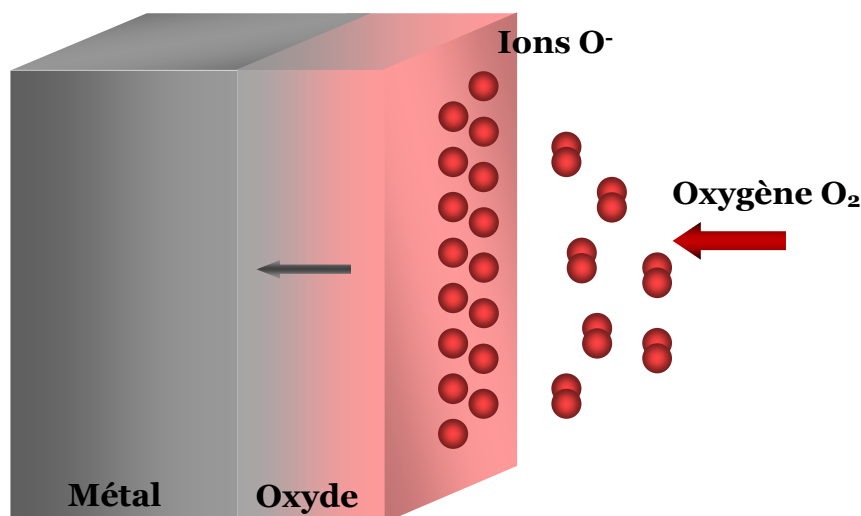


Figure 2.10 : Oxydation de la couche métallique (ici d'Al) par diffusion depuis l'interface.

De nombreuses études ont été menées pour montrer l'influence de la bonne oxydation de la barrière tunnel sur la magnétorésistance tunnel [Du 2004], [Ando 2004]. J. Du, par exemple, a réalisé des jonctions tunnels magnétiques Co/Al₂O₃/NiFe pour lesquelles il fait varier l'épaisseur d'Al mais, par contre, la durée d'oxydation ainsi que l'ensemble des autres paramètres restent identiques. Les résultats sont décrits par la Figure 2.11.

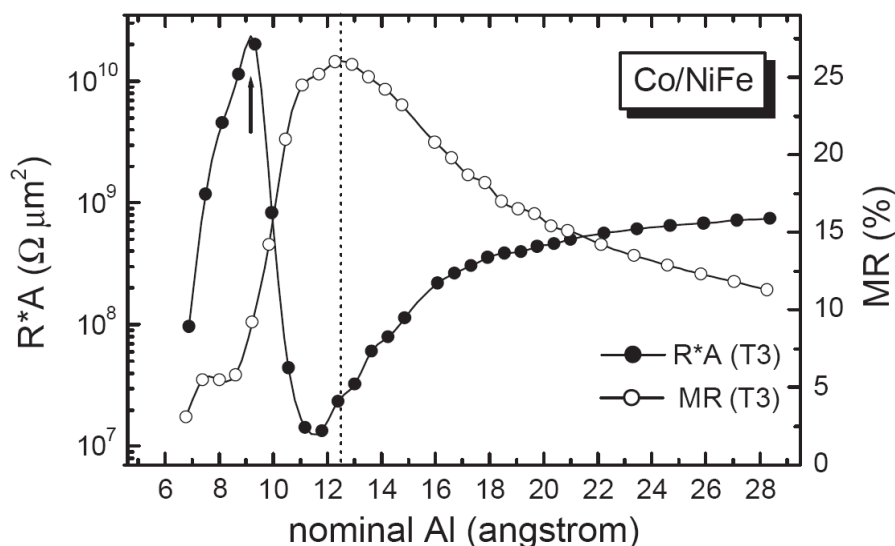


Figure 2.11 : variation de la magnétorésistance tunnel (o) et du produit Résistance*Aire (•) en fonction de l'oxydation de la barrière tunnel. Figure extraite de [Du 2004].

L'épaisseur nominale d'Aluminium de 1,2 nm pour laquelle le maximum de TMR est atteint correspond à la situation de croissance optimale. Pour les épaisseurs plus faibles, le temps

d'oxydation est trop long, on observe donc l'effet de la sur-oxydation sur la TMR. A l'inverse, pour les épaisseurs plus importantes, le temps d'oxydation est trop faible et on observe l'effet de la sous-oxydation sur la TMR.

On voit qu'une variation de 2 Å (entre 10 Å et 12 Å) a pour conséquence de faire passer la magnéto-résistance de 25 % à 13 % dans le cas de la sur-oxydation. De même, une augmentation de 12 Å à 14 Å provoque une variation de la TMR de 25 % à 22 %. L'oxydation de la barrière est donc une étape critique pour obtenir suffisamment de signal de magnéto-résistance tunnel.

Ce paragraphe nous a permis d'identifier les principales difficultés liées à la fabrication des empilements magnétiques pouvant influencer la fiabilité en début de vie de la mémoire magnétique. Nous allons désormais nous intéresser à la période de fonctionnement de la mémoire.

2.3. Problèmes de fiabilité liés au fonctionnement de la mémoire.

Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser aux problèmes de fiabilité susceptibles d'intervenir pendant la période de fonctionnement de la mémoire magnétique. Nous verrons tout d'abord les problèmes intrinsèques liés à la structure de la cellule magnétique. Puis, nous étudierons les effets dus aux dispersions des propriétés (structurales et magnétiques) des cellules mémoires. Nous nous intéresserons ensuite au problème de la stabilité thermique lié intrinsèquement au magnétisme des cellules mémoires. Enfin, nous verrons l'ensemble des problèmes pouvant amener des erreurs du type « program disturb ».

2.3.1. Problèmes liés à la structure de la cellule magnétique.

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, la structure complexe de l'empilement magnétique est critique pour la fiabilité de la mémoire magnétique. Les problèmes de structures peuvent provoquer des pannes fonctionnelles dans la période de vie précoce de la mémoire, mais ils peuvent aussi provoquer d'autres types de défaillances liées à l'utilisation de la mémoire. Ce sont ces défaillances que nous allons détailler ici. Nous verrons tout d'abord les problèmes liés à l'interdiffusion aux interfaces, puis, à la magnétostriction, et, enfin, au claquage de l'oxyde.

2.3.1.1. Interdiffusion aux interfaces

Nous avons vu dans le premier paragraphe de ce Chapitre, que la diffusion et la contamination sont deux processus critiques pour les empilements magnétiques. En effet, les propriétés magnétiques utilisent des effets d'interfaces et leur qualité est un critère important pour le bon fonctionnement des cellules mémoires. Ces phénomènes de diffusion et de contamination n'interviennent pas qu'au niveau de la fabrication des échantillons, mais aussi lors du fonctionnement de la mémoire.

En effet, la diffusion (ou migration des espèces chimiques) est régie par deux lois phénoménologiques : les lois de Fick. La première loi de Fick énonce que le flux de diffusion est proportionnel au gradient de la concentration. Elle peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{j}_a = -D_a^b \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(C_a) \quad (2.2)$$

Avec j_a densité de courant de particules 'A',

D_a^b coefficient de diffusion de 'A' dans 'B', et

C_a concentration de 'A' en un point donné.

La deuxième loi de Fick traduit la conservation des espèces. Elle s'exprime

$$\text{mathématiquement par la relation : } \frac{\partial C_a}{\partial t} + \text{div}(\vec{j}_a) = 0. \quad (2.3)$$

La diffusion est thermiquement activée, et le coefficient de diffusion suit une loi d'Arrhénius :

$$D_a^b(T) = D_{a0}^b \cdot \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \quad (2.4)$$

où E est l'énergie d'activation, k_B est la constante de Boltzmann et T est la température en Kelvin.

On constate donc que la diffusion progresse dans le temps et avec l'augmentation de la température.

On trouve par exemple dans la littérature des valeurs du coefficient de diffusion dans le Nickel ou dans le Fer pour différents métaux [Neumann 2005]. La Figure 2.12 présente des résultats expérimentaux obtenus notamment pour les coefficients de diffusion du Cobalt, du Platine, de l'Iridium, et du Ruthénium dans le Nickel. Tous ces matériaux sont utilisés dans les empilements magnétiques que nous étudions.

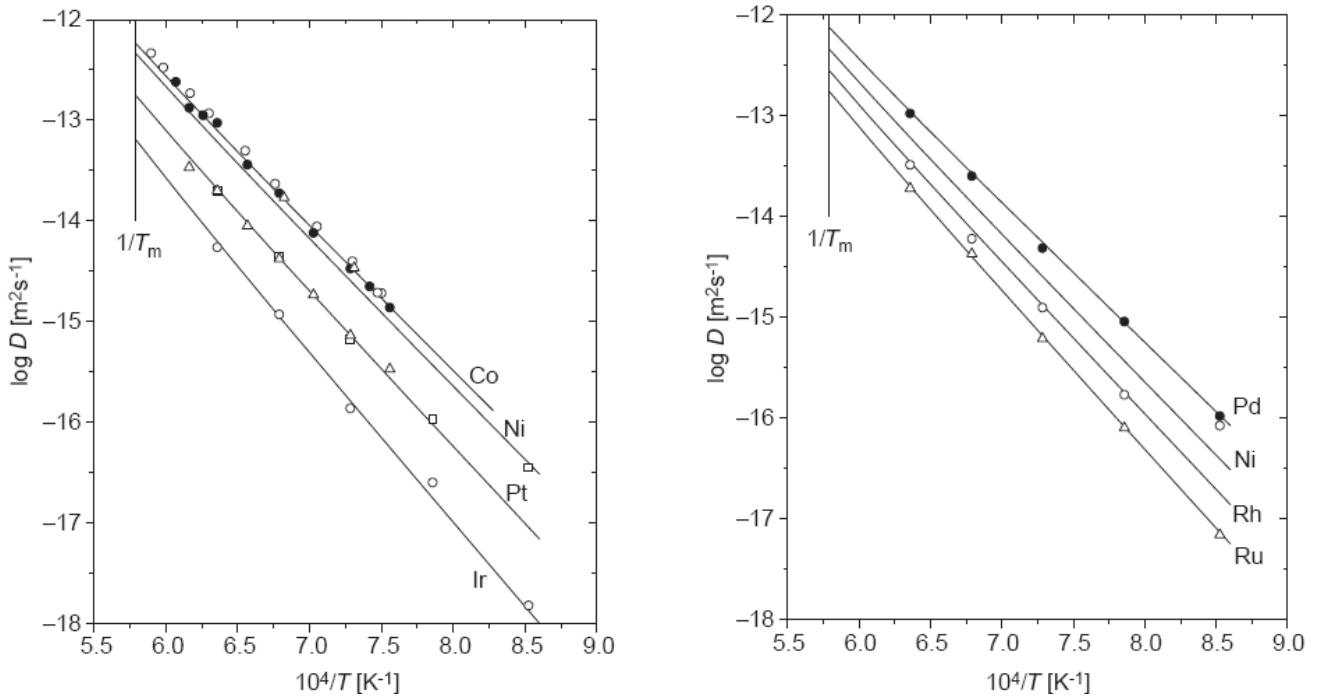


Figure 2.12 : Coefficients de diffusion (en échelle logarithmique) en fonction de la température pour le Cobalt, le Platine, l'Iridium, le Paladium, le Rhodium et le Ruthénium dans le Nickel. Figure extraite de [Neumann 2005].

Nous pouvons voir sur la Figure 2.12 que ces coefficients de diffusion sont compris entre 10^{-14} et 10^{-12} m²/s. On exprime la longueur de diffusion pendant la période t telle que

$l_d(t) = 2\sqrt{D \cdot t}$ [Bukaluk 2001]. Les valeurs trouvées pour le coefficient de diffusion correspond à

une longueur de diffusion sur 10 ans (en imaginant qu'on ne considère que le stockage sans autre utilisation susceptible d'accélérer la diffusion) de 1,12 mm à 1,12 cm !

L'interdiffusion au sein de l'empilement magnétique risque donc de « mélanger » les interfaces, et par conséquent, on risque de perdre les couplages magnétiques entre les couches et la magnétorésistance tunnel nécessaires au bon fonctionnement de la mémoire.

C'est pourquoi, on a inséré au niveau de l'empilement des couches servant de barrières de diffusion, de manière à empêcher les espèces ayant les plus grands coefficients de diffusion de contaminer les autres couches.

2.3.1.2. Magnétostriction

Le moment magnétique et le réseau cristallin sont intrinsèquement liés par le couplage spin-orbite à l'origine de l'anisotropie magnéto-cristalline. Ce couplage se traduit également par l'existence d'un tenseur magnéto-élastique reliant les contraintes mécaniques et l'aimantation. Expérimentalement, on observe une variation des dimensions de l'échantillon magnétique en fonction de la direction de l'aimantation. Ainsi, on observe pour le Fer une variation de l'ordre de 0.2 $\mu\text{m}/\text{cm}$, mais pour des alliages à base de terres rares, on peut obtenir des variations de plus de 15 $\mu\text{m}/\text{cm}$.

Or, le mécanisme d'écriture fait intervenir une rotation de l'aimantation par rapport à l'orientation de la structure. L'application d'un champ magnétique sur la couche magnétique libre, en réorientant l'aimantation de la couche, peut entraîner une déformation du réseau cristallin variable en fonction de l'orientation du moment magnétique. Cette déformation accroît les contraintes mécaniques du réseau, pouvant augmenter les risques d'apparition de dislocations et de microfissures. Les fluctuations de contraintes dans les films magnétiques gênent la rotation cohérente de l'aimantation. C'est pourquoi, dans la plupart des mémoires magnétiques, la couche libre des jonctions tunnels est en Permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$). En effet, le Permalloy est un alliage dont la caractéristique principale est que son coefficient magnétostrictif est nul. De cette manière, on s'affranchit de ce problème potentiel.

2.3.1.3. Claquage de l'oxyde

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que l'oxydation de la barrière tunnel est critique. Cependant, il existe un autre problème majeur au niveau des barrières tunnel : le risque de claquage de l'oxyde. En effet, la finesse de la barrière tunnel la rend particulièrement sensible au mécanisme de claquage. Le claquage de l'oxyde correspond à l'apparition d'un chemin de défauts au sein de la couche d'oxyde, entraînant l'apparition d'un

court circuit entre les deux électrodes. Il est très similaire au phénomène de claquage du diélectrique dans les transistors CMOS bien connu de la fiabilité en microélectronique.

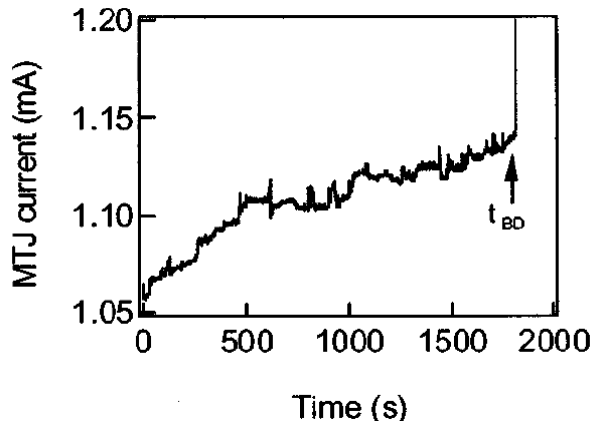


Figure 2.13: courbe typique de stress en tension, on peut voir plusieurs pics correspondants à des pré-claquages (usure lente), la jonction tunnel magnétique est court-circuitée à t_{BD} . Figure extraite de [Das 2003].

Il y a deux manifestations du claquage de l'oxyde : la première correspond à un processus lent d'usure où les défauts se propagent pour finalement aboutir au court circuit complet (percolation), la deuxième, correspond à un claquage brutal lié à l'application soudaine d'un chemin de forte conductivité souvent assimilé à un claquage thermique. L'application d'un champ électrique au niveau de l'oxyde tend à fragiliser les liaisons de valence. En effet, l'oxygène est fortement électronégatif, le champ va donc aider l'oxygène à

s'approprier les deux électrons de liaison et ainsi créer des ions. La rupture de cette liaison entraîne l'apparition de pièges dans l'oxyde. Ces pièges peuvent se réarranger (thermiquement la plupart du temps) de manière à former une cassure dans la couche d'oxyde. C'est l'apparition de cette défaillance qui est appelée claquage de l'oxyde. Bien entendu, ce processus est accéléré s'il y a des zones de plus faible épaisseur. La résistance de ces zones est moins importante ce qui en fait des chemins de conduction privilégiés. Le champ électrique à ces endroits est plus élevé, et donc la formation de défauts est accélérée. Ces zones sont appelées « points chauds » et peuvent être mises en évidence par plusieurs techniques notamment à l'aide de cristaux liquides nématiques [Oepts 1999] avant le claquage de la jonction tunnel magnétique.

On observe le claquage dans les jonctions tunnels magnétiques en mesurant le courant circulant à travers la structure lorsqu'on applique un stress en tension aux bornes de celle-ci. La Figure 2.13 est un exemple de ce type de courbes publié par J. Das en 2003. Il permet d'observer la formation des défauts jusqu'à l'établissement d'un court-circuit entre les deux électrodes (à l'instant t_{BD}). Bien entendu, ce mode de dégradation est destructif, et donc particulièrement critique pour les applications. Ainsi, l'étude du claquage permet de définir les tensions nominales pour adresser les jonctions tunnels magnétiques, de manière à limiter au maximum les risques de claquages. Le phénomène de magnétostriction que nous avons décrit précédemment en créant des contraintes sur l'empilement magnétique vient accroître les risques, déjà élevés, d'apparition d'une défaillance.

2.3.2. Problèmes de dispersion des propriétés.

La mémoire magnétique est constituée de millions de cellules mémoires. On se retrouve donc nécessairement confronté à des problèmes d'uniformité et de distribution des caractéristiques d'une cellule mémoire à l'autre. Nous allons étudier l'impact d'une dispersion des résistances des cellules mémoires (et à quoi elle est due). Puis, nous verrons de la même manière l'effet d'une dispersion des propriétés des transistors CMOS en série avec l'empilement magnétique. Nous nous intéresserons ensuite aux dispersions du couplage d'échange intercouches et aux dispersions du champ d'anisotropie qui conduiront toutes deux à des variations du champ d'écriture des cellules mémoires.

2.3.2.1. Dispersion des résistances

De manière à mieux comprendre les contraintes sur la dispersion des valeurs de résistances, nous allons brièvement décrire le principe de fonctionnement d'un circuit électronique type permettant la lecture d'une mémoire magnétique. La lecture se base avant tout sur l'amplificateur différentiel ou 'sense amplifier'. L'amplificateur différentiel permet à la fois d'amplifier le signal en sortie de la jonction tunnel magnétique, d'effectuer une comparaison avec des cellules de référence et de sortir deux niveaux logiques « propres ». La Figure 2.14 décrit un exemple simple d'amplificateur différentiel. Dans cet exemple, deux jonctions tunnels magnétiques servent de référence, une à l'état haut, une à l'état bas pour chaque ligne de la matrice de cellules MRAM.

La jonction tunnel que l'on veut lire ainsi que les deux jonctions de référence associées sont adressées à l'aide de trois transistors T4, T5, et T6, commandés par les tensions Vselec, Vselec_H, et Vselec_L qui ont un rôle d'interrupteur. Les trois transistors T1, T2, et T3 sont commandés par la tension Vg. Les transistors T1 et T2 forment une paire différentielle. Les deux jonctions de référence en série avec leurs transistors d'adressage respectif forment une source de courant $I_0 = I_H + I_L$. La tension Vgs aux bornes des transistors T1 et T2 est la même, par conséquent les courants Id1 et Id2 sont théoriquement égaux. La loi des nœuds nous donne $I_{d1} = I_{d2} = (I_H + I_L) / 2$. Cette valeur est renvoyée par le miroir de courant dans la troisième branche (celle de la jonction magnétique que l'on cherche à lire). Le transistor T3 est utilisé comme un interrupteur pour symétriser au maximum le circuit de référence et le circuit de la jonction tunnel magnétique à lire. En parallèle avec la jonction tunnel magnétique à lire et les interrupteurs, on place une charge Re. Le courant circulant dans la branche de Re correspond à la différence entre le courant de la branche du miroir de courant

$(I_H + I_L) / 2$ et le courant dû à la jonction I_H ou I_L . On a donc $V_{\text{read}} = \frac{(I_H - I_L) \cdot R_e}{2}$ si la

variations de tensions de fonctionnement, et notamment les dispersions de résistances des jonctions tunnels magnétiques.

La principale source de dispersion des résistances est liée à l'uniformité de l'épaisseur de la barrière tunnel sur l'ensemble du wafer. En effet, la résistance de l'empilement dépend exponentiellement de l'épaisseur de la barrière. Par conséquent, la moindre variation de l'épaisseur disperse de manière importante la valeur des deux niveaux de résistances d'une jonction à l'autre et donc réduit fortement les marges pour les seuils de détection des niveaux logiques. Si on prend les valeurs à tension nulle des résistances, on a calculé au Chapitre 1 :

$$R(0) = \frac{1}{G(0)} = \frac{h^2 d}{Se^2 \sqrt{2m\phi_0}} \exp\left(+ \frac{2\sqrt{2m}}{h} d \sqrt{\phi_0}\right) \quad (2.5)$$

De manière à mieux évaluer l'impact des dispersions des paramètres géométriques sur la valeur de la résistance, nous allons calculer les dispersions de résistances engendrées par une dispersion normale de l'épaisseur de la barrière tunnel, et une dispersion normale de la surface de l'empilement magnétique (dispersion liée aux problèmes de lithographie ou de gravure).

On considère une distribution d'épaisseur de la barrière tunnel d sur l'ensemble du wafer telle que celle-ci soit gaussienne, centrée en $d_0 = 1$ nm et telle que la déviation standard σ_d suive la relation : $3 \sigma_d = 0.05$ nm.

En effet, la densité de probabilité dans la région $(d_0 - 3\sigma_d, d_0 + 3\sigma_d)$ est égale à 99,73%. Cette distribution est représentée sur la Figure 2.16 (a).

La densité de probabilité de cette distribution s'exprime alors :

$$g(d) = \frac{1}{\sigma_d \sqrt{2\pi}} \exp\left(- \frac{(d - d_0)^2}{2\sigma_d^2}\right) \quad (2.6)$$

La relation (2.5) nous permet de relier la résistance à l'épaisseur, nous pouvons donc calculer la distribution de résistance correspondant à cette dispersion de l'épaisseur de barrière tunnel. Nous avons représenté en rouge sur la Figure 2.17, la dispersion trouvée pour la distribution d'épaisseur décrite par la Figure 2.16 (a) et pour une surface de l'empilement de 400×200 nm².

Nous avons également considéré une distribution de surface de l'empilement magnétique telle que : cette distribution soit gaussienne, centrée sur $S_0 = 400 \times 200$ nm² et telle que la déviation standard suive la relation : $3 \sigma_s = 3 \cdot 10^{-15}$ m². Cela correspond à une variation de 5nm pour chaque côté du rectangle de la surface (405 par 205 nm² et 395 par 295 nm²).

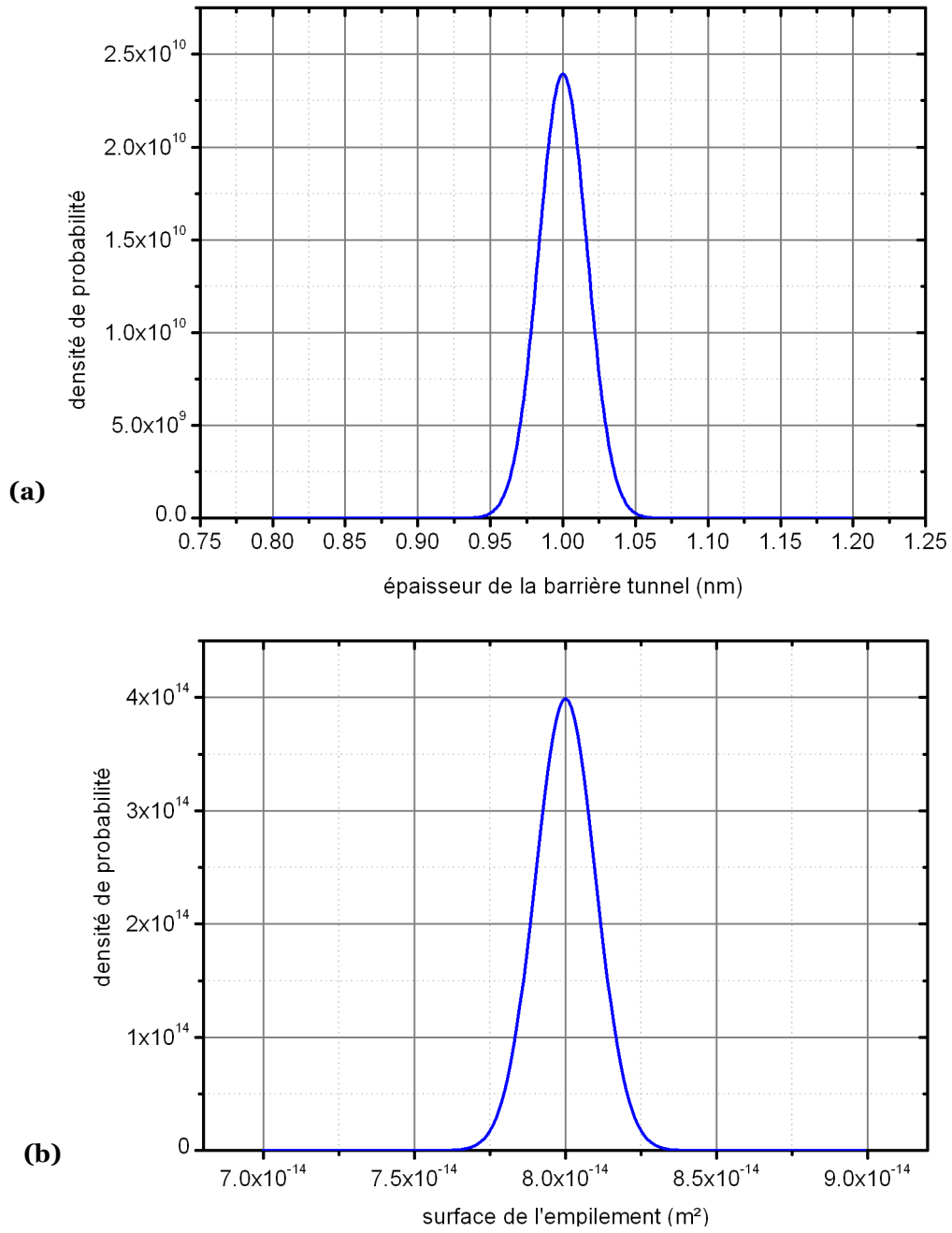


Figure 2.16 : Distributions normales des densités de probabilités pour l'épaisseur de la barrière tunnel (a), et pour la surface de l'empilement magnétique (b).

De même que précédemment, la densité de probabilité de cette distribution s'écrit :

$$g(S) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(S - S_0)^2}{2\sigma_s^2}\right) \quad (2.7)$$

Cette distribution est représentée sur la Figure 2.16 (b).

La relation (2.5) nous permet de relier la résistance à la surface, nous pouvons donc calculer la distribution de résistance correspondant à cette dispersion de la surface de l'empilement magnétique. Nous avons représenté en noir sur la Figure 2.17, la dispersion trouvée pour la

distribution de surface décrite par la Figure 2.16 (b) et pour une épaisseur de barrière tunnel d'1 nm.

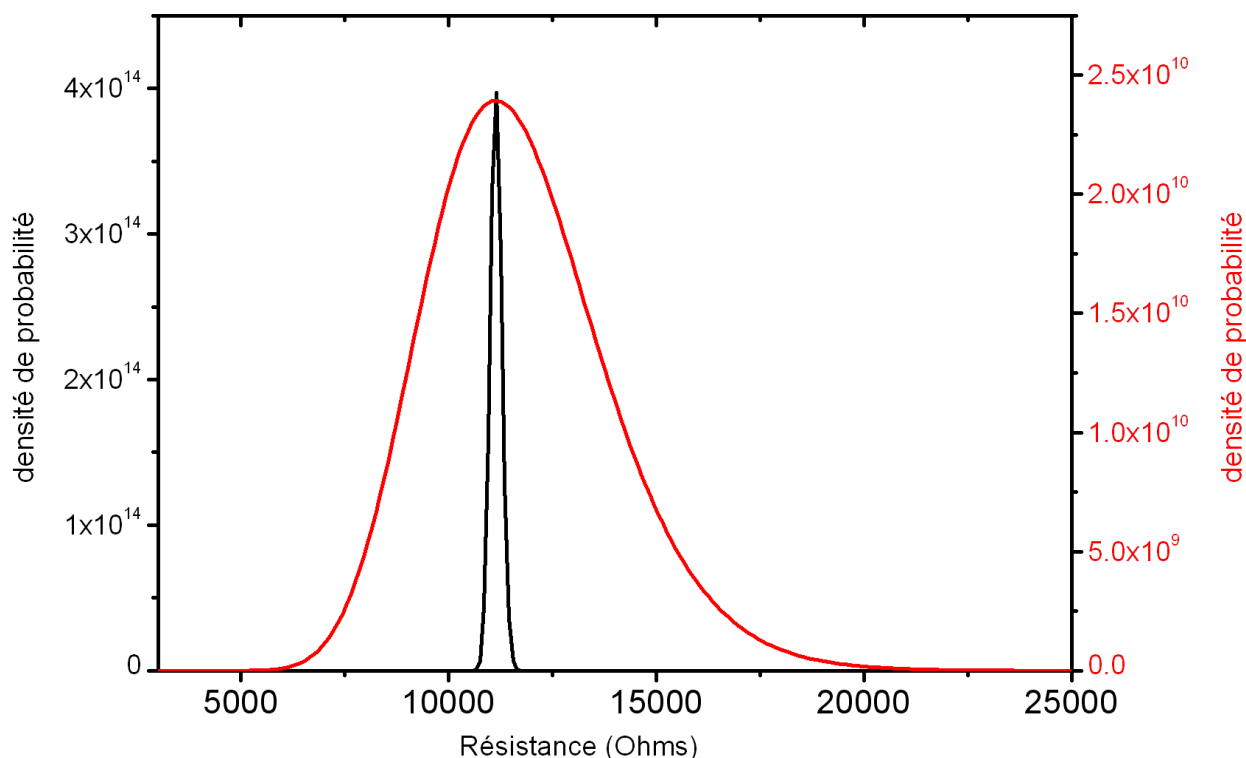


Figure 2.17: Distributions de la résistance correspondant respectivement à une dispersion des valeurs de l'épaisseur (courbe rouge) et à une dispersion des valeurs de la surface de l'empilement (courbe noire).

On remarque que les effets de dispersion de l'épaisseur de barrière tunnel sont prédominants par rapport aux effets de dispersion de la surface de l'échantillon. On constate également que la dispersion des résistances est assez importante pour des variations d'épaisseur de l'ordre de moins d'une marche atomique ! Ces valeurs supposent des hauteurs de barrières d'énergie constantes et nous avons détaillé au Chapitre 1 l'ensemble des hypothèses permettant d'aboutir à cette formule 'simple', les variations réelles sont moins importantes mais restent très grandes et extrêmement sensibles à l'épaisseur de la couche isolante.

Nous avons représenté les dispersions de la résistance en configuration parallèle, on obtient une distribution analogue pour la résistance de la configuration anti-parallèle.

Ces variations sont très contrôlées car particulièrement critiques pour le bon fonctionnement de l'application. La Figure 2.18 est extraite d'une présentation de J. Slaughter (Freescale) faite au Cornell Nanotechnology Symposium en mai 2004. On y voit les distributions de résistances (dans l'état parallèle et anti-parallèle) pour un échantillon de la mémoire 4Mb.

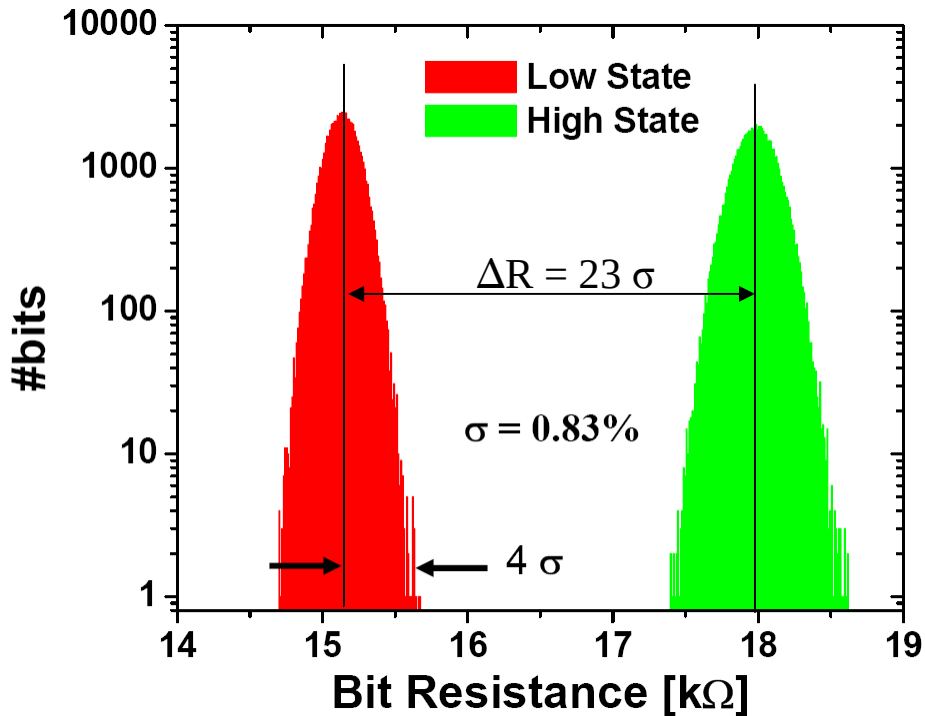


Figure 2.18 : Distributions des résistances pour les bits d'une mémoire 4Mb. Figure extraite d'une présentation de J. Slaughter au Cornell Nanotechnology Symposium en mai 2004.

Ici, la probabilité cumulée de la distribution est limitée au nombre d'échantillons testés donc à 4Mbits. Cela tronque la distribution puisque la précision sur la probabilité est de $\frac{1}{4 \cdot 10^6} = 2,5 \cdot 10^{-7}$ (1 bit sur 4Mbits). Cela explique en partie pourquoi les distributions obtenues semblent moins larges que les distributions calculées précédemment. On remarque sur la Figure 2.18 que les deux distributions de résistances sont bien séparées ($\Delta R = 23\sigma - 2 \cdot 4\sigma = 15\sigma$). Comme nous allons le détailler au paragraphe suivant, cela rend possible l'identification des niveaux haut et bas, et donc la lecture de la mémoire.

2.3.2.2. Dispersion des propriétés CMOS

Nous avons vu au paragraphe précédent, le schéma de principe pour lire une cellule MRAM. Ce circuit comporte non seulement l'élément magnétique mais aussi un certain nombre de transistors MOS. Il nous reste donc à envisager l'influence des transistors CMOS sur la lecture. En effet, pour le moment nous avons considéré les transistors comme parfaits et n'intervenant pas dans le fonctionnement de la mémoire. La réalité malheureusement est tout autre. Chaque transistor d'accès possède une résistance qui lui est propre. Cette résistance s'ajoute à celle de la jonction tunnel magnétique. Evidemment, elle modifie les niveaux de résistances accessibles pour la lecture des jonctions tunnels magnétiques.

Cédric Maufont a calculé dans sa thèse les valeurs de cette résistance à l'aide du logiciel Cadence pour une technologie 130 nm [Maufont 2005]. Ces calculs tiennent compte des variations d'un transistor à l'autre dues aux variations de procédé, d'une variation de la tension de $\pm 10\%$ de la tension nominale, et enfin, d'une variation de la température.

Les résultats sont synthétisés dans le tableau suivant :

	Température [°C]	Tension [V]	Rs [kΩ]
Typique	27	1.2	6.24
Pire cas	100	1.08	15.78
Meilleur cas	0	1.32	3.35

On peut immédiatement voir que ces valeurs sont loin d'être négligeables en comparaison avec les valeurs de résistances des jonctions tunnels magnétiques. On peut donc envisager des erreurs de lecture dues à ces résistances trop importantes.

Si l'on reprend le schéma de principe décrit par la Figure 2.14, en ajoutant les résistances des transistors, nous obtenons les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} V_{sa} - V_{readH} = \frac{V_{dd}}{2} \frac{R_L - R_H}{2R_s + R_L + \frac{R_s(R_s + R_L)}{R_s + R_H}} \end{array} \right. \quad (2.8)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} V_{sa} - V_{readL} = \frac{V_{dd}}{2} \frac{R_H - R_L}{2R_s + R_H + \frac{R_s(R_s + R_H)}{R_s + R_L}} \end{array} \right. \quad (2.9)$$

De même que précédemment, nous allons considérer une distribution des résistances des transistors MOS gaussienne centrée sur la valeur typique $R_{s0} = 6.24 \text{ k}\Omega$ et telle que $\sigma_{Rs} = 200 \text{ }\Omega$.

La distribution s'écrit : $g(R_s) = \frac{1}{\sigma_{Rs} \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(R_s - R_{s0})^2}{2\sigma_{Rs}^2}\right)$ (2.10)

La Figure 2.19 représente cette distribution de résistance de charge pour les transistors.

Nous avons intégré ces valeurs de résistance dans les expressions des tensions de lecture trouvées précédemment, les distributions de tensions pour la lecture d'une cellule au niveau haut et au niveau bas sont représentées sur la Figure 2.20. Nous avons choisi :

$$V_{dd} = 1,2 \text{ V}$$

$$R_H = 18 \text{ k}\Omega$$

$$R_L = 15,1 \text{ k}\Omega$$

Ces valeurs correspondent à celles de la Figure 2.18.

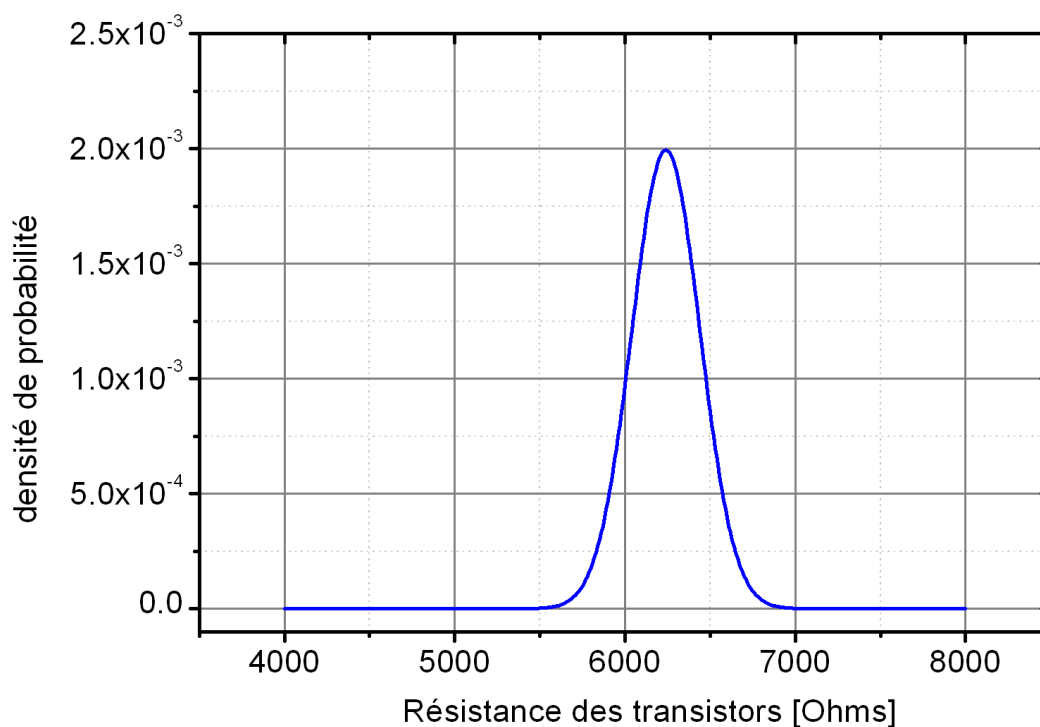


Figure 2.19 : Distribution gaussienne des résistances des transistors MOS servant à adresser une cellule MRAM.

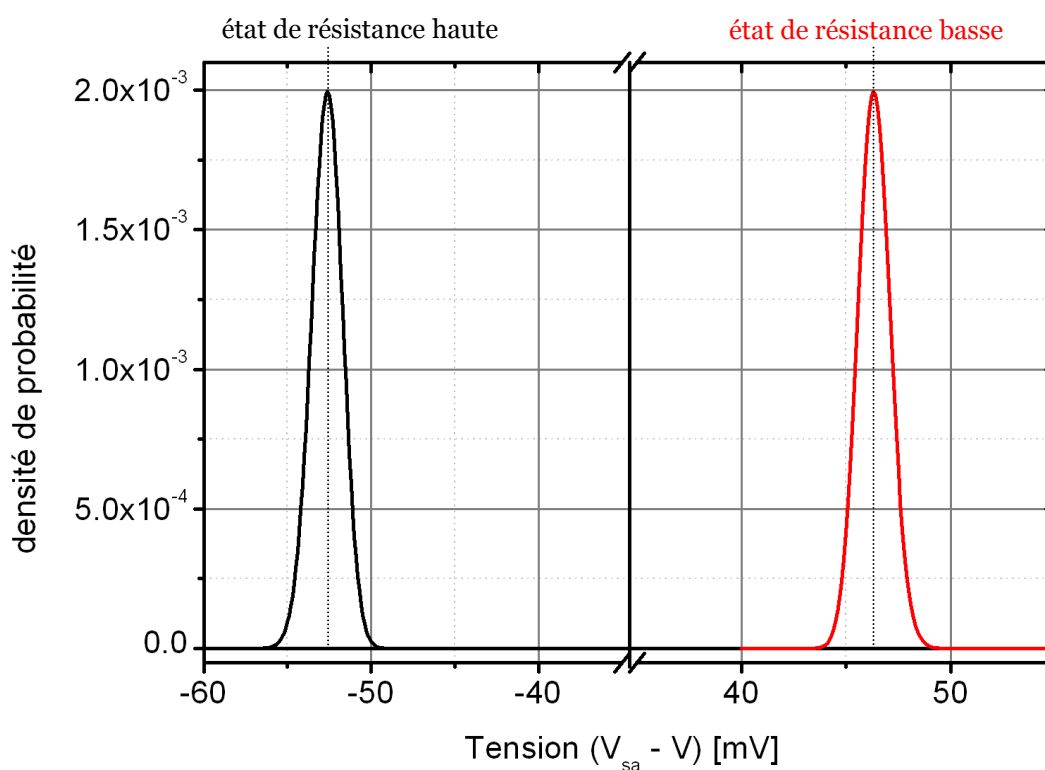


Figure 2.20 : Distributions des tensions arrivant à l'amplificateur de lecture pour identifier le niveau haut et le niveau bas. La courbe noire correspond à la distribution de tensions pour une résistance haute au niveau de la cellule MRAM. La courbe rouge correspond à celle d'une résistance basse.

Nous voyons donc que là encore, une variation des résistances des transistors entraîne une dispersion non négligeable des niveaux de lecture en tension.

D'autre part, les niveaux de courant aux bornes des transistors peuvent aussi fluctuer pouvant entraîner une fois encore des fluctuations des niveaux de lecture en tension.

Les fluctuations de résistances ou de courant aux bornes des transistors peuvent, donc provoquer des erreurs de lecture.

2.3.2.3. Dispersion couplage d'échange intercouches

Nous avons vu au Chapitre 1 que les couches magnétiques simples ont été remplacées par des structures antiferromagnétiques synthétiques (SAF). Un SAF est constitué de deux couches magnétiques identiques séparées par un espaceur (couche mince métallique le plus souvent de Ruthénium). Le couplage d'échange antiferromagnétique dépend très fortement de l'épaisseur de l'espaceur. Par conséquent, l'uniformité de la couche de Ruthénium sur l'ensemble du wafer est d'une importance capitale. Sur la Figure 2.21, on peut voir la variation du coefficient de couplage d'échange en fonction de l'épaisseur de Ru dans une structure SAF courante du type : CoFe(1.5 nm)/Ru(x nm)/CoFe(2.5 nm).

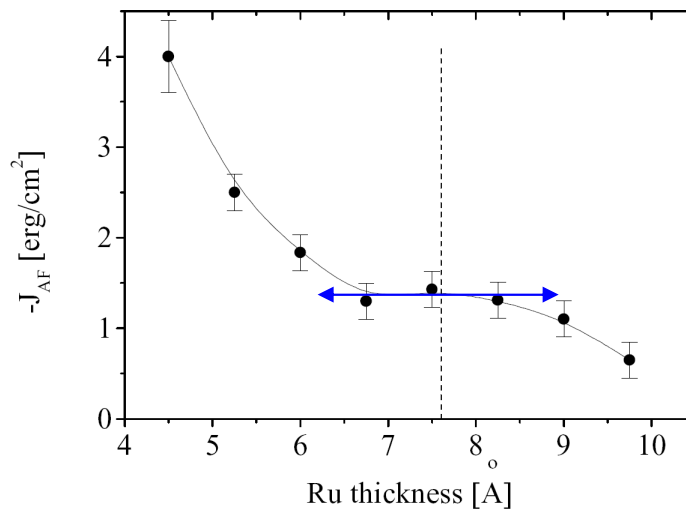


Figure 2.21 : Coefficient de couplage antiferromagnétique dans une structure CoFe/Ru/CoFe pour différentes épaisseurs de Ru. Figure extraite de [Dimopoulos 2002].

Nous pouvons constater que s'il existe une variation supérieure à 0.4 nm le couplage d'échange entre les couches varie du simple au quadruple. Bien sûr, au niveau des applications, nous chercherons à nous placer au niveau d'un plateau tel que celui décrit par la flèche bleue pour lequel des faibles variations de l'épaisseur n'entraînent que des variations mineures du couplage d'échange intercouches. En effet, ce couplage détermine le retournement de la couche libre (SAF) lorsqu'on applique un champ magnétique au système. Lors du retournement de Savtchenko que nous avons introduit au Chapitre 1, nous avons vu

que le renversement des aimantations suit trois transitions spin flop. Le champ de spin flop s'écrit d'après [Worledge 2006] :

$$H_{sf} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{t_2}{t_1} \right) \left(\frac{4\pi M_s t_1}{b} (2n_x - n_y) - \frac{J}{\mu_0 M_s t_2} \right) + \sqrt{H_k \left(H_k + \left(1 + \frac{t_2}{t_1} \right) \left(\frac{4\pi M_s t_1}{b} n_y - \frac{J}{\mu_0 M_s t_2} \right) \right) + \left(1 - \frac{t_2}{t_1} \right)^2 \left(\frac{4\pi M_s t_1}{2b} n_y - \frac{J}{2\mu_0 M_s t_2} \right)^2} \quad (2.11)$$

H_k est le champ d'anisotropie des couches magnétiques du SAF, n_x est le coefficient réduit suivant x du tenseur démagnétisant, n_y est le coefficient réduit suivant y du tenseur démagnétisant, M_s est l'aimantation à saturation des couches magnétiques, t_1 et t_2 sont les épaisseurs des couches magnétiques, b est la largeur des couches magnétiques et J est le couplage d'échange intercouches.

Ainsi, on calcule le champ de spin flop en fonction du couplage d'échange intercouches pour $H_k = 15$ Oe, $n_x = 0.315$, $n_y = 0.896$, $M_s = 1500$ emu/cm³, $t_1 = 2.5$ nm, $t_2 = 1.5$ nm et $b = 300$ nm.

La courbe obtenue est décrite sur la Figure 2.22.

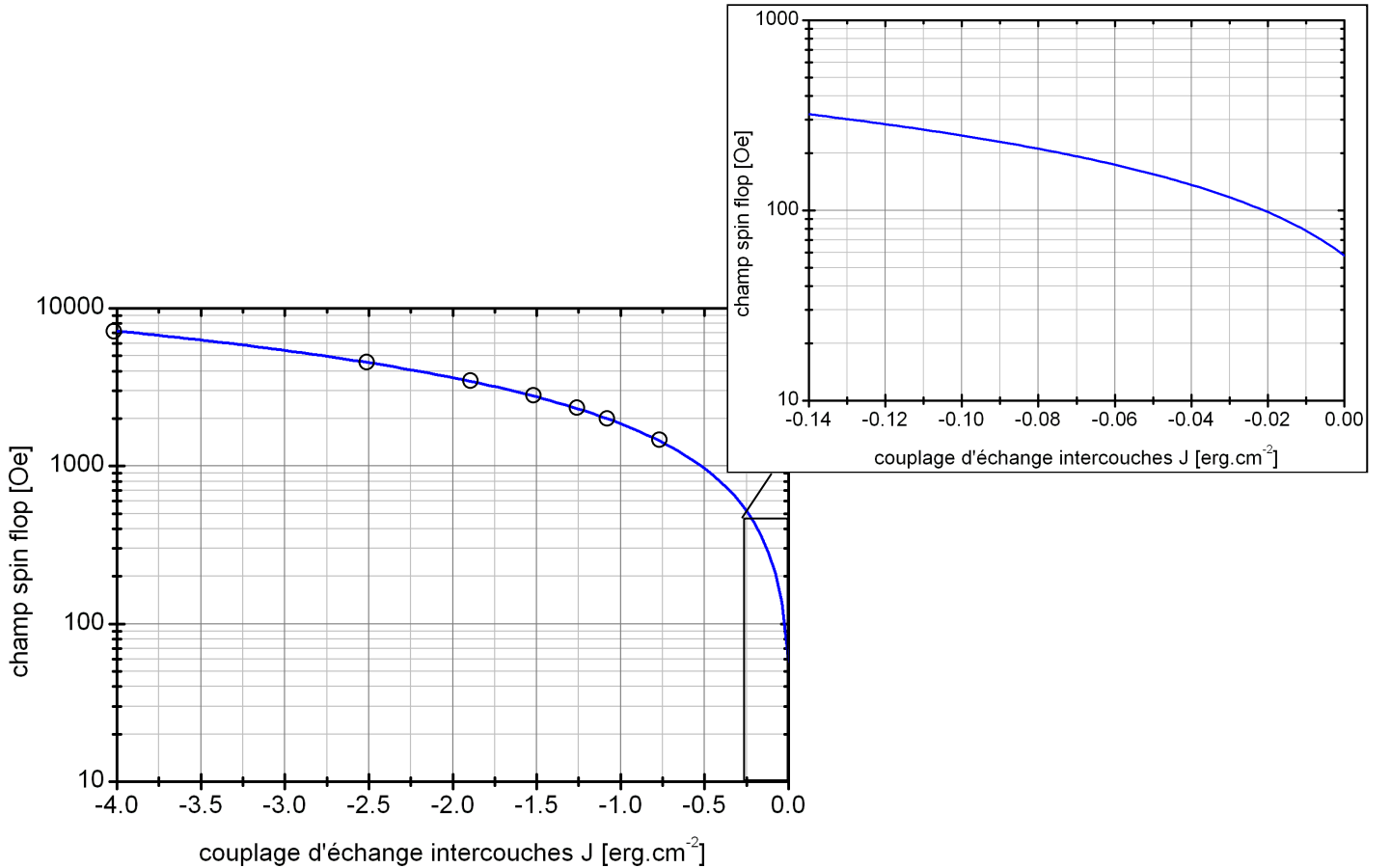


Figure 2.22 : Variation du champ de spin flop avec le couplage d'échange intercouches. Les points correspondants aux valeurs de J de la Figure 2.21 sont représentés par des o. En insert, nous avons agrandi la zone des champs « utiles ».

Dans les systèmes que nous avons étudié, les champs de spin flop ne doivent pas être trop importants sinon cela rend l'écriture particulièrement coûteuse en énergie. Les épaisseurs des couches magnétiques sont de l'ordre de 4.5 nm (soit plus du double de celles correspondant à la Figure 2.21). Ces épaisseurs plus importantes rendent le couplage plus faible en fonction de l'épaisseur de Ruthénium. Ainsi, dans nos échantillons (que nous détaillerons au Chapitre 4), l'épaisseur de Ruthénium nominale est de 7 Å et nous obtenons un couplage de $J = -0.08 \text{ erg/cm}^2$.

On constate que la variation de champ de retournement peut être fatale pour l'application, en effet si le système est conçu pour obtenir des champs de retournement de l'ordre de 200 Oe (ce qui correspond à un couplage de l'ordre de -0.08 erg /cm^2) et qu'une variation de l'épaisseur de Ruthénium peut entraîner des variations de $\pm 0.02 \text{ erg/cm}^2$, alors cela donne des valeurs de champs de spin flop comprises entre 150 et 250 Oe. Par conséquent, les cellules concernées soit ne peuvent plus être écrites à l'aide du champ disponible, soit peuvent devenir sensibles aux champs d'écriture des cellules voisines (nous adresserons ce problème plus en détail au paragraphe 2.3.4.).

2.3.2.4. Dispersion de l'anisotropie

Un autre paramètre important intervient au niveau des champs d'écriture des cellules magnétiques : l'anisotropie magnétique. Dans ce paragraphe, pour plus de simplicité, nous considérerons le retournement d'une couche simple décrit, comme nous l'avons vu au Chapitre 1, par l'astroïde de Stoner Wohlfarth. Nous allons ici évaluer les conséquences d'une variation du champ d'anisotropie sur la fenêtre d'adressage.

En effet, d'une jonction tunnel à l'autre, les propriétés d'anisotropie peuvent varier du fait, par exemple, de la présence de défauts. L'anisotropie magnéto-cristalline, comme son nom l'indique, dépend de l'orientation du réseau cristallin, et est donc particulièrement sensible à la qualité du réseau cristallin, et à la présence de défauts. D'autre part, l'anisotropie globale résulte de l'anisotropie magnéto-cristalline à laquelle vient notamment s'ajouter l'anisotropie de forme. L'anisotropie de forme est liée à l'interaction dipolaire au sein de l'échantillon magnétique.

On considère un échantillon de petite taille et mono-domaine. La Figure 2.23 présente trois configurations magnétiques pour un échantillon de forme rectangulaire, un échantillon de forme elliptique et un échantillon médian.

La différence d'énergie entre ces trois systèmes rend compte des problèmes que peuvent générer des variations de forme de l'échantillon, dues à des problèmes de gravure par exemple.

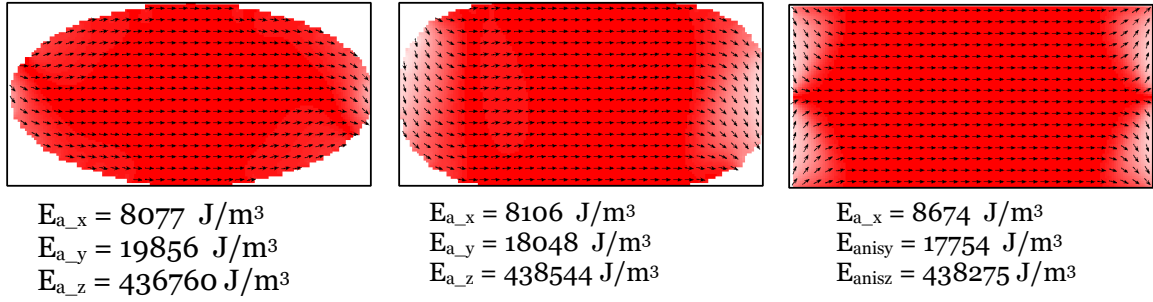


Figure 2.23 : Configurations d'aimantations et densités volumiques d'énergie d'anisotropie pour trois échantillons de Permalloy de même taille ($800 \times 400 \times 10 \text{ nm}^3$) et d'anisotropie magnéto-cristalline nulle pour trois échantillons de formes différentes. Calculs réalisés à l'aide du logiciel OOMMF (<http://math.nist.gov/oommf/>).

Les densités volumiques d'énergies démagnétisantes sont calculées à l'aide du logiciel de simulation micromagnétique OOMMF. Elles vérifient les relations :

$$E_{ax} = -\frac{\mu_0}{2} N_x M_s^2, \quad E_{ay} = -\frac{\mu_0}{2} N_y M_s^2, \quad \text{et} \quad E_{az} = -\frac{\mu_0}{2} N_z M_s^2 \quad (2.12)$$

Pour le Permalloy, OOMMF nous donne $M_s = 860 \cdot 10^3 \text{ A.m}^{-1}$. Nous pouvons donc extraire les différents paramètres du tenseur démagnétisant pour chaque géométrie.

Nous trouvons donc pour l'ellipse : $N_x = 0.017$, $N_y = 0.043$ et $N_z = 0.94$

Pour le rectangle arrondi : $N_x = 0.0174$, $N_y = 0.0387$ et $N_z = 0.943$

Pour le rectangle : $N_x = 0.0187$, $N_y = 0.0382$ et $N_z = 0.944$

D'autre part, l'équation de l'astroïde de Stoner Wohlfarth prenant en compte l'anisotropie de forme s'écrit :

$$\begin{cases} H_x = -(N_x M_s - N_y M_s) \cos^3 \theta & (2.13) \\ H_y = +(N_x M_s - N_y M_s) \sin^3 \theta & (2.14) \end{cases}$$

Nous pouvons donc tracer l'astroïde de Stoner Wohlfarth pour les différentes géométries. Ces astroïdes sont représentés sur la Figure 2.24.

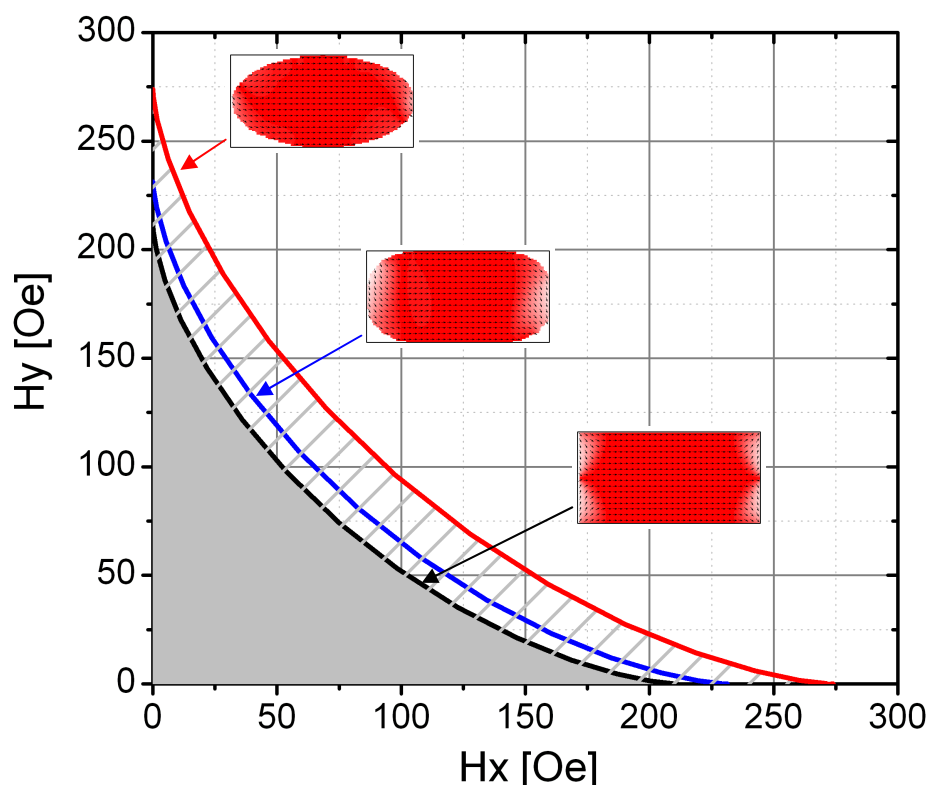


Figure 2.24 : Quart d'Astroïde de Stoner et Wohlfarth pour des échantillons de différentes formes. La zone grise représente la zone où le champ n'est pas suffisant pour retourner l'aimantation de la couche magnétique, la zone blanche au contraire correspond aux valeurs de champs suffisamment grandes pour retourner l'aimantation de la couche magnétique. Entre ces deux zones, la zone hachurée est une zone de retournement non fiable.

Nous voyons donc que la présence de défauts au niveau du réseau cristallin, ou une variation dans la forme de l'échantillon, peuvent influencer d'une manière importante les valeurs du champ d'écriture.

La variation d'anisotropie, liée à la qualité des couches magnétiques, constitue donc également une source d'erreur potentielle du type « program disturb », ou erreur d'écriture.

2.3.3. Stabilité thermique.

Le principe de base d'une mémoire magnétique du type MRAM est de stocker une information sur l'orientation de l'aimantation d'une couche magnétique. Cependant, l'étude des fluctuations thermiques de l'aimantation d'une particule magnétique macrospin [Brown 1963] a abouti à un modèle, qui comme nous allons le voir par la suite, a des conséquences importantes sur la fiabilité de ces systèmes. Nous allons, dans ce paragraphe, décrire brièvement ce modèle, puis, nous nous pencherons sur les conséquences de ce phénomène sur la fiabilité de la mémoire magnétique.

2.3.3.1. Néel Brown

Nous avons calculé au Chapitre 1, l'expression de l'énergie totale d'une particule magnétique macrospin d'anisotropie uniaxiale. Les conventions que nous avons employées sont décrites par la Figure 2.25.

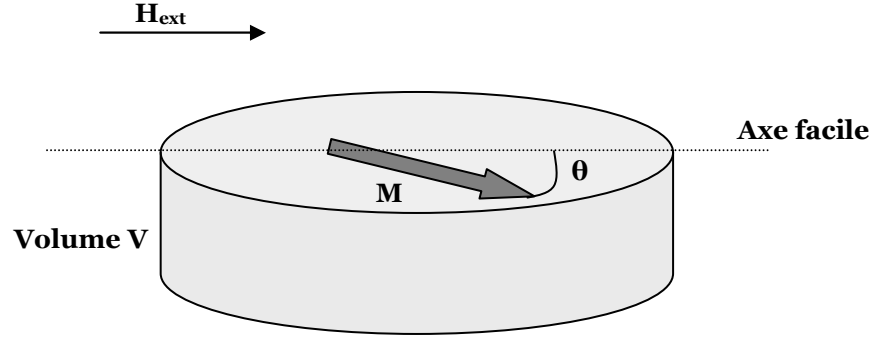


Figure 2.25 : Schéma de principe du système étudié. Particule mono-domaine, d'aimantation uniforme M , et de volume V .

Comme nous l'avons vu précédemment, l'énergie totale de la couche libre vérifiant ses hypothèses s'exprime :

$$E_{tot} = -\mu_0 V (\vec{M} \cdot \vec{H}_{ext}) + VK \sin^2(\theta) \quad (2.15)$$

Le premier terme de l'énergie totale correspond à l'énergie Zeeman, qui est l'énergie d'interaction entre le champ appliqué dans le plan de la couche $\mathbf{H}_{ext}$ et la distribution d'aimantation de la couche magnétique (ici uniforme représentée par l'aimantation $\mathbf{M}$). Le deuxième terme de l'énergie totale correspond à l'énergie d'anisotropie.

On se place désormais en champ appliqué nul, l'état $\theta = 0^\circ$ et l'état $\theta = 180^\circ$ sont équivalents en énergie, et la barrière d'énergie à franchir est égale à $E_b = KV$.

Le profil énergétique correspondant à cette situation est représenté sur la Figure 2.26.

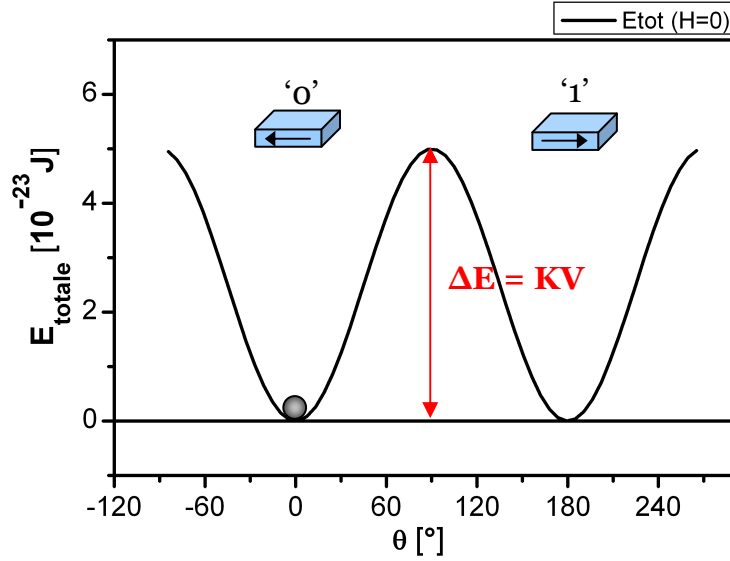


Figure 2.26 : Profil énergétique en champ appliqué nul d'une particule magnétique mono-domaine d'anisotropie uniaxiale. La barrière d'énergie à franchir est égale à KV.

Cette barrière peut être franchie par activation thermique.

Le principe du modèle de Néel Brown est de calculer le taux de transfert d'un puit de potentiel à l'autre en fonction de la température [Néel 1949], [Brown 1963]. Le calcul est décrit dans l'annexe A, nous ne donnerons ici que les principaux résultats.

Les fréquences de passages $\nu_{1 \rightarrow 2}$ de l'état 1 vers l'état 2 (et respectivement $\nu_{2 \rightarrow 1}$ de l'état 2 vers l'état 1) s'expriment telles que :

$$\begin{cases} c_{1 \rightarrow 2} = \frac{\alpha \gamma_0}{1 + \alpha^2} \mu_0 \sqrt{H_k M_s} \sqrt{\frac{V \mu_0 H_k^2}{2 \pi k_B T}} \cdot \left(1 - \frac{H^2}{H_k^2}\right) \cdot \left(1 + \frac{H}{H_k}\right) = \nu_{1 \rightarrow 2} \cdot e^{\frac{\Delta E}{k_B T}} \end{cases} \quad (2.16)$$

$$\begin{cases} c_{2 \rightarrow 1} = \frac{\alpha \gamma_0}{1 + \alpha^2} \mu_0 \sqrt{H_k M_s} \sqrt{\frac{V \mu_0 H_k^2}{2 \pi k_B T}} \cdot \left(1 - \frac{H^2}{H_k^2}\right) \cdot \left(1 - \frac{H}{H_k}\right) = \nu_{2 \rightarrow 1} \cdot e^{\frac{\Delta E}{k_B T}} \end{cases} \quad (2.17)$$

γ_0 est le facteur gyromagnétique, et α le coefficient d'amortissement de Gilbert, H_k est le champ d'anisotropie.

On exprime donc la vitesse pour atteindre l'équilibre entre les deux puits de potentiel :

$$p_1 = \nu_{1 \rightarrow 2} + \nu_{2 \rightarrow 1} = (c_{1 \rightarrow 2} + c_{2 \rightarrow 1}) \cdot e^{-\frac{\Delta E}{k_B T}}. \quad (2.18)$$

La probabilité qu'une particule n'ait pas changé de puit de potentiel pendant un temps t suit

donc la loi exponentielle suivante : $P(t) = e^{-p_1 t}$, elle s'écrit plus classiquement aussi :

$$\boxed{P(t) = e^{-t/\tau}} \quad \text{avec} \quad \boxed{\tau = \frac{1}{c_{1 \rightarrow 2} + c_{2 \rightarrow 1}} \cdot e^{+\frac{\Delta E}{k_B T}}} \quad (2.19)$$

Si on considère un puit symétrique, en l'absence de champ magnétique alors,

$$\tau_0 = \frac{1}{c_{1 \rightarrow 2} + c_{2 \rightarrow 1}} = \frac{(1 + \alpha^2) \sqrt{2\pi k_B T}}{2\alpha\gamma_0 \sqrt{\mu_0^3 H_k^3 M_s V}}. \quad (2.20)$$

Ce modèle démontre donc que le retournement de l'aimantation d'une particule magnétique macrospin d'anisotropie uniaxiale est thermiquement activé. La probabilité que l'aimantation de la particule ne se soit pas retournée pendant un temps t s'exprime :

$$P(t) = e^{-t/\tau} \quad \text{avec} \quad \tau = \tau_0 \cdot e^{+\frac{\Delta E}{k_B T}}. \quad (2.21)$$

2.3.3.2. Problèmes de rétention de données

Les conséquences de ce phénomène sont multiples pour la fiabilité des mémoires magnétiques. Le premier problème qui peut nous venir à l'esprit est la rétention d'informations. En effet, on veut garantir la conservation de l'information d'un bit pendant 10 ans avec un taux d'erreur suffisamment faible (10^{-12} est un taux d'erreur suffisamment faible pour qu'on puisse le compenser à l'aide d'un code de correction d'erreur). Si on considère la couche libre des jonctions tunnels magnétiques comme une particule magnétique d'aimantation uniforme, d'anisotropie uniaxiale, on peut calculer la probabilité qu'un bit se soit retourné au bout de 10 ans en fonction de la hauteur de barrière à l'aide du modèle de Néel-Brown que nous venons de décrire. Pour ce calcul, on choisit des temps caractéristiques compris entre $0.1 \text{ ns} \leq \tau_0 \leq 10 \text{ ns}$ d'après des mesures expérimentales réalisées par W. Wernsdorfer [Wernsdorfer 2001].

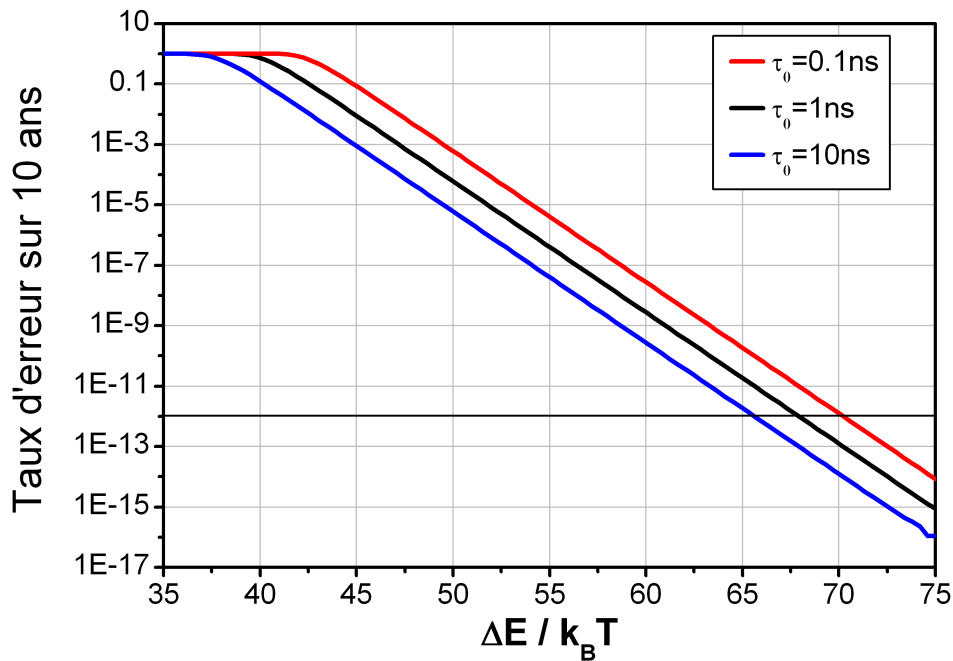


Figure 2.27: Taux d'erreur sur 10 ans en fonction de la hauteur de barrière d'énergie pour des temps caractéristiques compris entre 0.1 ns et 10 ns calculé à partir du modèle de Néel Brown.

Les variations du taux d'erreur en fonction de τ_0 sont beaucoup moins importantes que celles que nous allons étudier par la suite. C'est pourquoi, dans un souci de simplicité, nous assumerons par la suite que $\tau_0 = 1$ ns.

On voit sur la Figure 2.27, que pour obtenir un taux d'erreur de 10^{-12} sur 10 ans, il faut une hauteur de barrière de 65 à 70 $k_B T$. En champ nul, la barrière d'énergie correspond à : $\Delta E = KV$. Il faut donc pour maintenir un niveau d'erreur suffisamment faible soit avoir un coefficient d'anisotropie important, soit augmenter le volume de la couche libre. Or, l'augmentation du volume ou de l'anisotropie a pour conséquence de diminuer la densité de la mémoire (augmentation du volume) d'une part, et d'autre part, d'augmenter le champ d'écriture des cellules magnétiques (augmentation d'anisotropie et augmentation du volume). Il faut donc trouver un compromis et utiliser des codes de corrections d'erreur pour maintenir un taux d'erreur sur 10 ans suffisamment faible.

Cependant, l'activation thermique n'est pas le seul moyen de franchir la barrière d'énergie, nous avons vu précédemment que l'application d'un champ magnétique déformait la barrière jusqu'à l'annuler pour permettre son franchissement. Ainsi, la présence d'un champ magnétique parasite facilite le franchissement de la barrière tunnel. Si maintenant on se place dans le cas où le champ parasite est appliqué dans la direction de l'axe facile, on part d'un état initial $\theta = 0$, la barrière d'énergie à franchir s'exprime en fonction du champ appliqué :

$$\Delta E = E_{\max} - E(\theta = 0) \quad \text{or} \quad E_{\max} = \frac{\mu_0 M_s V}{2H_k} (H^2 + H_k^2) \quad \text{et} \quad E(\theta = 0) = \mu_0 M_s V H$$

$$\text{On a donc : } \boxed{\Delta E = \frac{\mu_0 M_s H_k V}{2} \left(1 - \frac{H}{H_k}\right)^2 = KV \cdot \left(1 - \frac{H}{H_k}\right)^2} \quad (2.22)$$

On peut donc tracer les variations du taux d'erreur en fonction du champ magnétique parasite (voir Figure 2.28).

On voit qu'en présence d'un champ magnétique parasite, il faut une énergie KV bien supérieure pour maintenir le taux d'erreur à 10^{-12} (on passe de 68 $k_B T$ à 85 $k_B T$ pour un champ appliqué de l'ordre de 10% du champ d'anisotropie). Heureusement, la plupart du temps, les champs magnétiques parasites ne sont appliqués que pendant des durées limitées, et donc perturbent moins le taux d'erreur que sur la Figure 2.28.

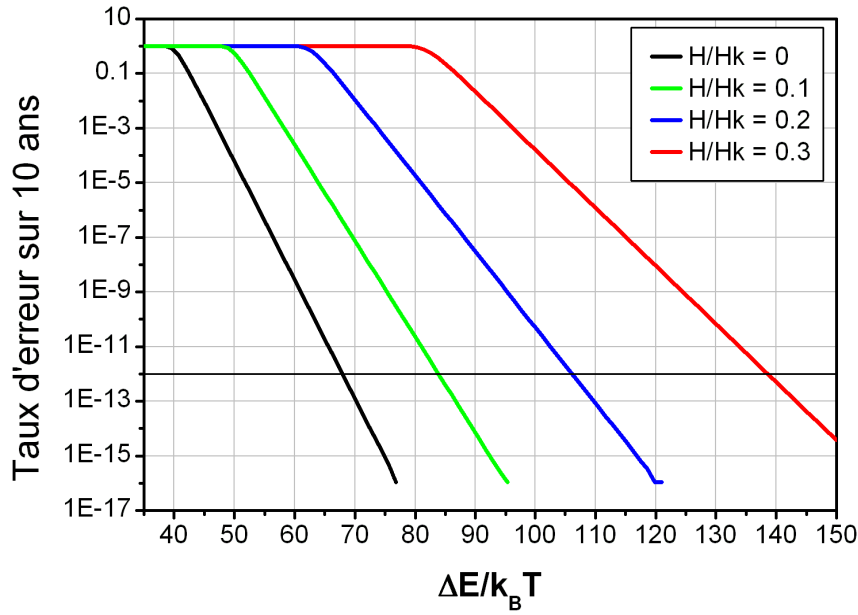


Figure 2.28 : Taux d'erreur sur 10 ans en fonction de la hauteur de barrière pour différents champs magnétiques parasites appliqués et en prenant $\tau_0 = 1$ ns.

Nous allons donc essayer de quantifier la perturbation d'un champ magnétique appliqué pendant une certaine période sur le taux d'erreur. Pour cela, on considère une particule magnétique telle que $KV/k_B T = 68$ et $\tau_0 = 1$ ns (taux d'erreur sans champ parasite appliqué égal à 10^{-12} sur une durée de 10 ans). On calcule le champ parasite correspondant à un taux d'erreur constant en fonction du temps d'exposition. Les résultats sont présentés sur la Figure 2.29. Ainsi, on observe qu'après une exposition d'1 seconde à un champ parasite de l'ordre de 15% du champ d'anisotropie, on a un taux d'erreur de 10^{-12} , alors que pour une exposition d'une durée de 100 secondes à ce même champ parasite, le taux d'erreur passe à 10^{-10} .

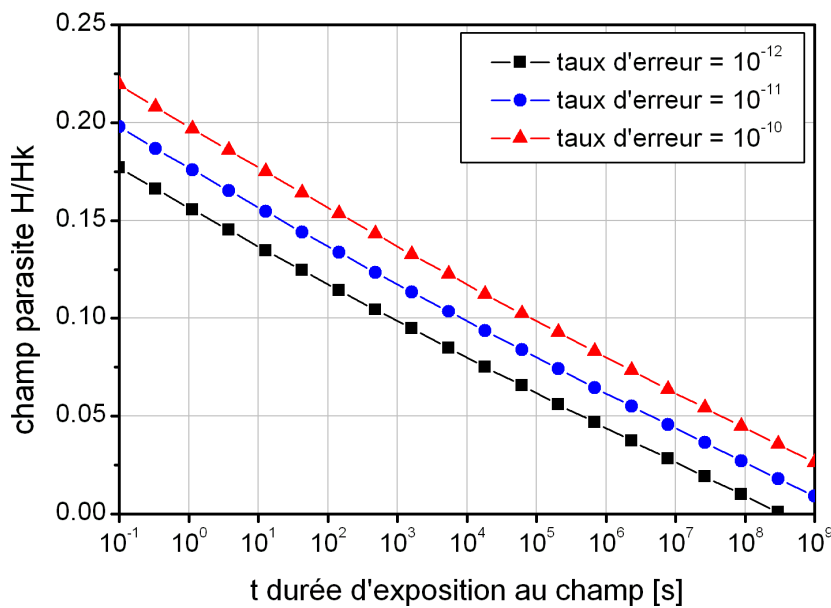


Figure 2.29 : Champ parasite en fonction de la durée d'exposition acceptable de manière à maintenir le taux d'erreur égal respectivement à 10^{-12} , 10^{-11} et 10^{-10} . Le champ parasite est exprimé en fraction du champ d'anisotropie H_k , et, on considère $KV/k_B T = 68$.

De manière à mieux appréhender les grandeurs mises en jeu, rappelons que pour une application actuelle du type MRAM, la couche libre possède un champ d'anisotropie de l'ordre de 100 Oe, et le champ magnétique terrestre est de l'ordre de 0.5 Oe. De manière à s'affranchir de ce problème, en plus des codes de corrections d'erreur, on peut inclure un blindage magnétique au niveau de l'encapsulation. Celui-ci permet de gagner un facteur 5 à 10 sur les taux d'erreurs obtenus [Gao 2006]. Cependant, on ne peut totalement s'affranchir de ce problème intrinsèque et les conditions de stockage doivent prendre en compte cette sensibilité même à des champs peu élevés (tel que le champ magnétique terrestre) sur des durées importantes afin d'éviter les pertes d'informations sur le long terme.

De la même manière, la température a un rôle non négligeable sur le taux d'erreur. De même que précédemment, essayons de décrire l'effet de l'application d'une température T pendant une durée d'exposition t . La Figure 2.30 présente les résultats obtenus pour maintenir des taux d'erreur constants égaux respectivement à 10^{-12} , 10^{-11} et 10^{-10} .

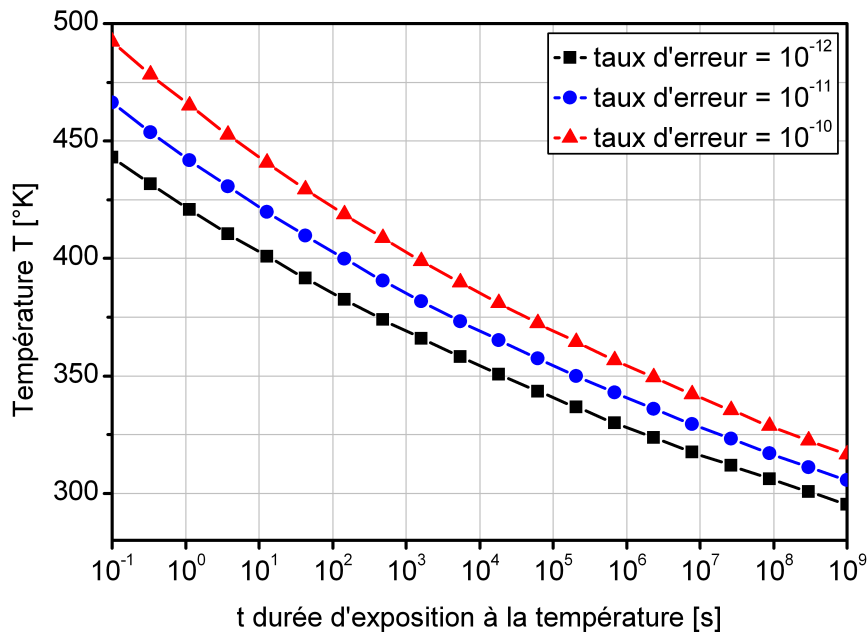


Figure 2.30 : Température en fonction de la durée d'exposition de manière à maintenir les taux d'erreurs constants et égaux à 10^{-12} (courbe noire), 10^{-11} (courbe bleue) et 10^{-10} (courbe rouge).

On observe que pour une température de 300K pendant 10 ans, on maintient le taux d'erreur à 10^{-12} . Par contre, l'exposition à une température de 450K pendant quelques secondes fait chuter le taux d'erreur à 10^{-10} . Ces paramètres sont à prendre en compte lors de la conception des cellules magnétiques, car la plupart des applications microélectroniques peuvent atteindre des températures allant jusqu'à 125°C. Il faut donc prendre en compte ce paramètre pour pouvoir définir une marge d'erreur supplémentaire.

D'autre part, ce problème de stabilité thermique de la couche libre d'une jonction tunnel magnétique a une autre conséquence sur la fiabilité de la mémoire magnétique : il peut générer des erreurs d'écriture. En effet, avec la température, la barrière d'énergie à franchir se réduit et la probabilité que les bits semi-adressés (sur la même ligne ou la même colonne que le bit à écrire) se retournent augmente sensiblement.

La Figure 2.31 décrit l'astroïde de Stoner et Wohlfarth, ainsi que le paysage énergétique pour une cellule semi-adressée. Elle permet de mieux visualiser ce problème fondamental pour le fonctionnement des mémoires magnétiques.

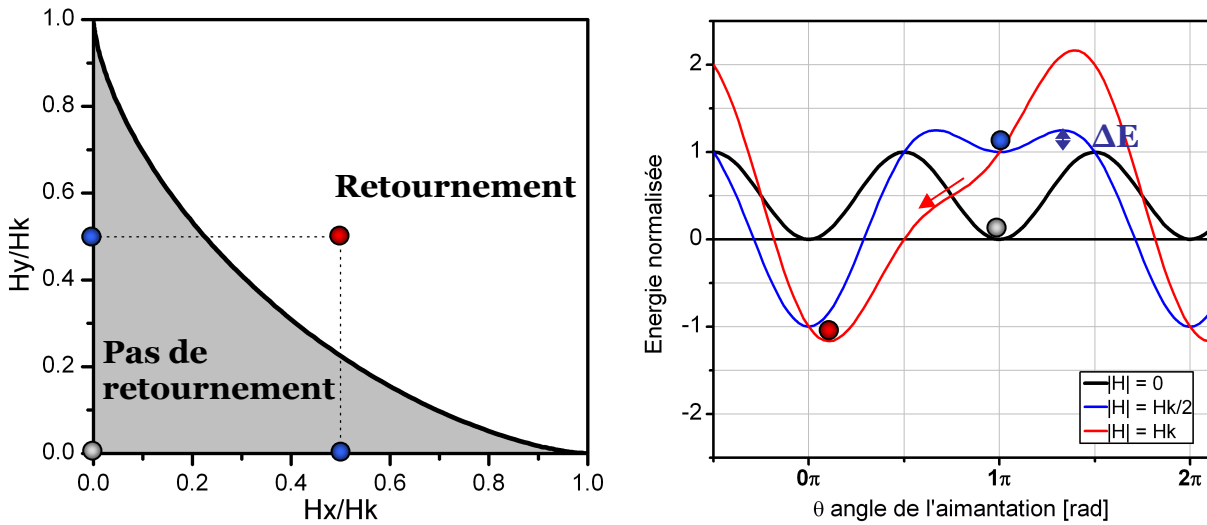


Figure 2.31 : Astroïde de Stoner Wohlfarth et diagramme des énergies permettant d'identifier les différents états des cellules :

- en gris : cellule non adressée $H=0$
- en bleu : cellule semi-adressée $H=H_k/2$
- en rouge : cellule adressée $\vec{H} = H_k/2 \cdot \vec{x} + H_k/2 \cdot \vec{y}$

Si, de même que précédemment, on considère une couche libre d'aimantation uniforme telle que le taux d'erreur en champ appliqué nul au bout de 10 ans soit de 10^{-12} , nous avons vu que cela correspond à une barrière $KV/k_B T = 68$ avec $\tau_0 = 1$ ns. Si maintenant, on lui applique un champ $H_k/2$ pendant un temps $t = 30$ ns, ce qui correspond à des conditions raisonnables pour un semi-adressage, on trouve une probabilité de retournement de : $p = 1,24 \cdot 10^{-6}$. Cette probabilité de retournement est loin d'être faible quand on considère des mémoires qui ont plusieurs millions de cellules. C'est d'ailleurs en partie pour cette raison que Freescale a opté pour l'architecture plus complexe du type 'Savtchenko' qui évite les problèmes de semi-adressage, et rend les empilements moins sensibles aux champs magnétiques parasites. Nous nous intéresserons d'ailleurs plus en détail à la stabilité thermique de ce type de structure dans le Chapitre 3.

Nous avons vu que la stabilité thermique, traduite par le modèle de Néel Brown, s'exprime comme une probabilité de surpasser l'énergie de barrière due aux paramètres intrinsèques de la jonction tunnel magnétique. Par conséquent, lorsqu'il y a des dispersions de ces propriétés au niveau d'un réseau de jonctions tunnels magnétiques, cela s'en ressent au niveau de la stabilité thermique. Dans le cas simple d'une couche libre d'aimantation uniforme, la barrière d'énergie à considérer dépend du volume de la couche et de son anisotropie (forme + magnéto-cristalline). Les deux résultent en une dispersion ΔE sur l'énergie de barrière, sur la Figure 2.32, nous considérons des variations de l'ordre de $\pm 5\%$.

On voit donc qu'une dispersion de 5% sur l'anisotropie ou le volume de la couche libre, peut faire varier le taux d'erreur sur 10 ans de 10^{-12} à 10^{-10} .

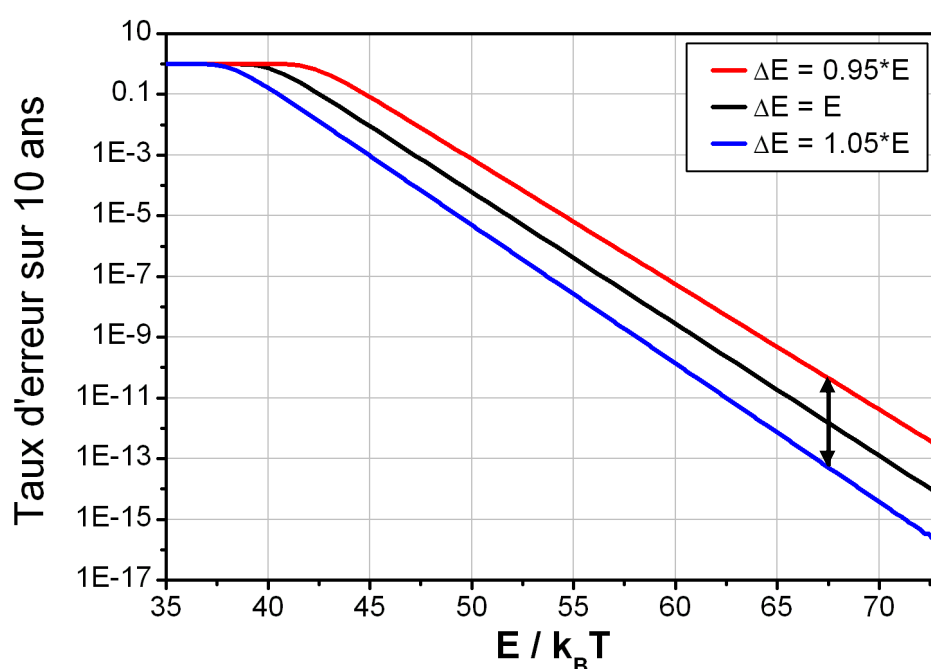


Figure 2.32 : Variation du taux d'erreur sur une durée de 10 ans pour des énergies de barrière variant de $\pm 5\%$.

De manière à être plus précis, nous avons calculé la distribution des taux d'erreur sur 10 ans engendrée par une distribution gaussienne d'énergie de barrière (liée à des dispersions du volume ou de l'anisotropie de la couche magnétique). La distribution d'énergie envisagée est représentée sur la Figure 2.33.

De même que pour les calculs précédents, on considère une couche libre d'aimantation uniforme telle que le taux d'erreur en champ appliqué nul au bout de 10 ans soit de 10^{-12} , ce qui correspond à une barrière $KV/k_B T = 68$ avec $\tau_0 = 1$ ns.

On considère donc une distribution gaussienne des énergies de barrière centrée sur $E/k_B T = 68$ avec une dispersion $\sigma = 1$.

La Figure 2.34 présente la distribution des taux d'erreur sur 10 ans correspondante. Elle confirme que la distribution s'élargit jusqu'à 10^{-10} .

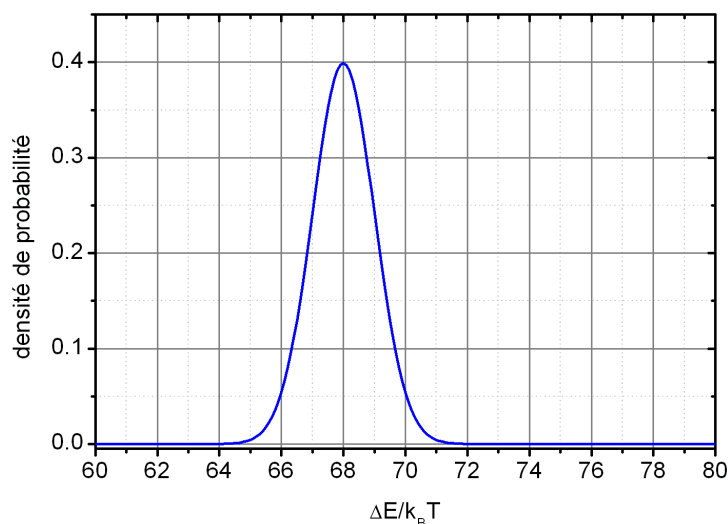


Figure 2.33 : distribution gaussienne de l'énergie de barrière par unité de $k_B T$.

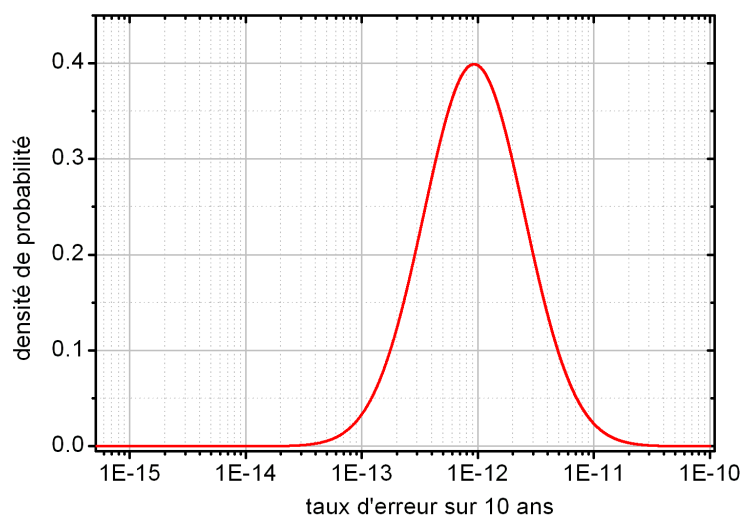


Figure 2.34 : distribution des taux d'erreur sur 10 ans correspondants à la distribution gaussienne des énergies de barrière présentées en Figure 2.33.

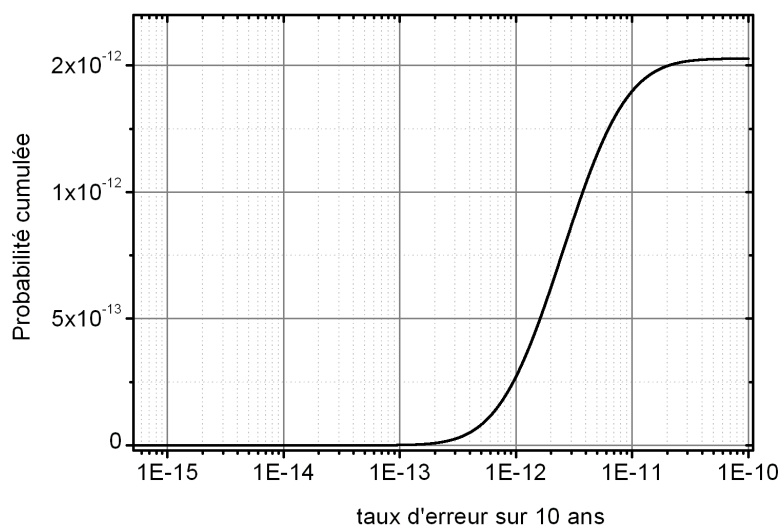


Figure 2.35 : probabilité cumulée du taux d'erreur sur 10 ans en fonction du taux d'erreur sur 10 ans correspondants à la distribution gaussienne des énergies de barrière présentées en Figure 2.33.

Par conséquent, les dispersions d'anisotropie et de volume sont également à prendre en compte au moment de la conception des cellules pour s'assurer un taux d'erreur suffisamment important pour se prémunir de ces effets.

Enfin, intéressons-nous au dernier mécanisme de défaillance potentiel lié à la stabilité thermique de la couche libre d'une jonction tunnel magnétique : l'erreur de lecture. En effet, le fonctionnement en température non nulle introduit des fluctuations de l'orientation du moment magnétique de la couche libre. Ces fluctuations ont pour conséquence principale de créer du bruit au niveau des valeurs de résistances de la jonction tunnel magnétique. En effet les résistances varient comme le cosinus de l'angle entre les aimantations de la couche libre et de la couche « piégée » :

$$R(\theta) = \frac{R_{\min} + R_{\max}}{2} + \frac{R_{\min} - R_{\max}}{2} \cdot \cos(\theta) \quad (2.23)$$

Avec $R_{\min}$ résistance minimum correspondant à l'état parallèle et $R_{\max}$ résistance maximum correspondant à l'état antiparallèle.

Ce bruit vient s'ajouter aux problèmes de dispersion des valeurs de résistances que nous avons vu au paragraphe précédent et peut engendrer des problèmes au niveau de la lecture des bits de la mémoire.

La stabilité thermique des couches magnétiques peut entraîner des problèmes au niveau de la rétention d'information, mais provoque aussi des fluctuations et du bruit qui peuvent provoquer des erreurs de lecture, de même, la présence possible de différentes configurations de la distribution de l'aimantation peut avoir pour conséquence des variations de résistances induisant des erreurs de lecture potentielles.

2.3.4. « Program error ».

Dans ce dernier paragraphe, nous allons détailler les différents mécanismes pouvant engendrer des erreurs de programmation, et réduire la fenêtre d'adressage des cellules magnétiques. Dans un souci de clarté, nous considérons ici à nouveau une couche libre d'aimantation uniforme, d'anisotropie magnétocristalline uniaxiale. Nous rappellerons brièvement les effets des dispersions d'anisotropie sur la fenêtre d'adressage. Puis, nous étudierons les effets liés à la mauvaise localisation du champ magnétique rayonné par les lignes d'adressage. Cela nous conduira à envisager les problèmes de semi-adressage, ainsi que les couplages dipolaires entre les cellules magnétiques. Enfin, nous essayerons de synthétiser l'ensemble de ces effets à prendre en compte au niveau des fenêtres d'adressage des cellules mémoires.

2.3.4.1. Dispersion de l'anisotropie.

Nous avons vu précédemment que les dispersions de l'anisotropie (magnétocristalline ou anisotropie de forme) ont une influence directe sur le champ d'écriture. Nous avons étudié au paragraphe 2.3.2.4. les effets d'une variation de la forme d'une couche mince de permalloy sur la fenêtre d'adressage. La Figure 2.36 nous rappelle les résultats obtenus.

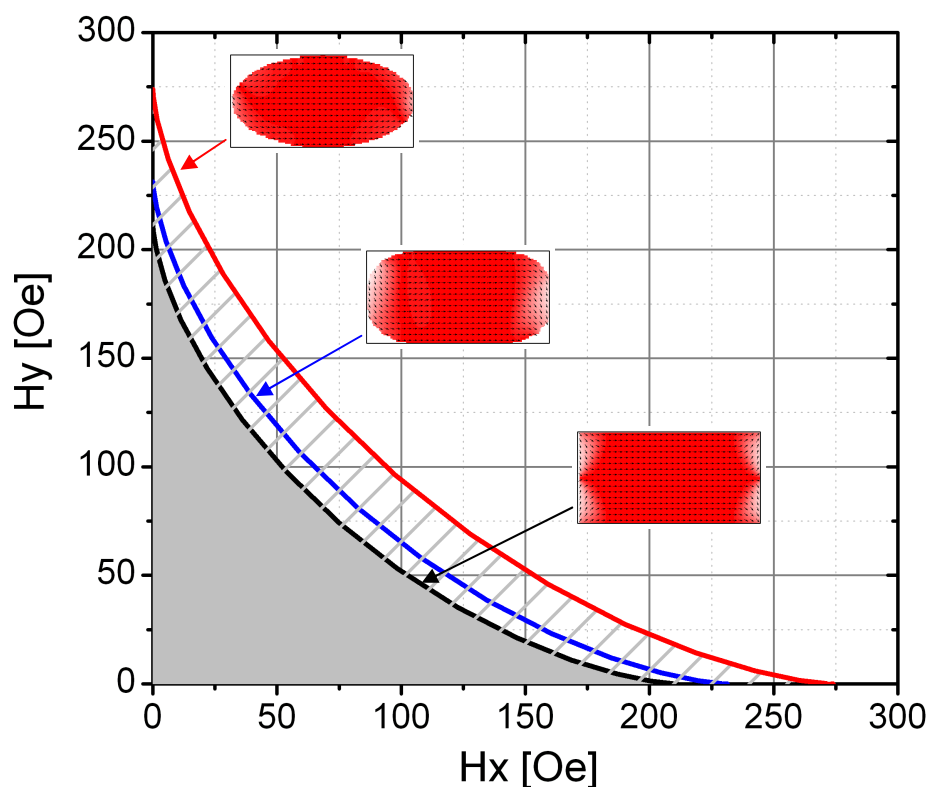


Figure 2.36 : Quart d'Astroïde de Stoner et Wohlfarth pour des échantillons de différentes formes. La zone grise représente la zone où le champ n'est pas suffisant pour retourner l'aimantation de la couche magnétique, la zone blanche au contraire correspond aux valeurs de champs suffisamment grandes pour retourner l'aimantation de la couche magnétique. Entre ces deux zones, la zone hachurée est une zone de retournement non fiable.

Les effets obtenus sont importants et ce facteur sera donc à prendre en compte au niveau de la détermination de la fenêtre d'adressage des cellules magnétiques.

2.3.4.2. Mauvais confinement du champ magnétique

De manière à mieux comprendre l'adressage, nous allons dans un premier temps calculer le champ rayonné par une ligne de courant de section rectangulaire [Maufront 2005]. Les différentes conventions adoptées sont décrites par la Figure 2.37.

Les calculs sont présentés dans l'annexe B. Nous présenterons ici uniquement les résultats obtenus.

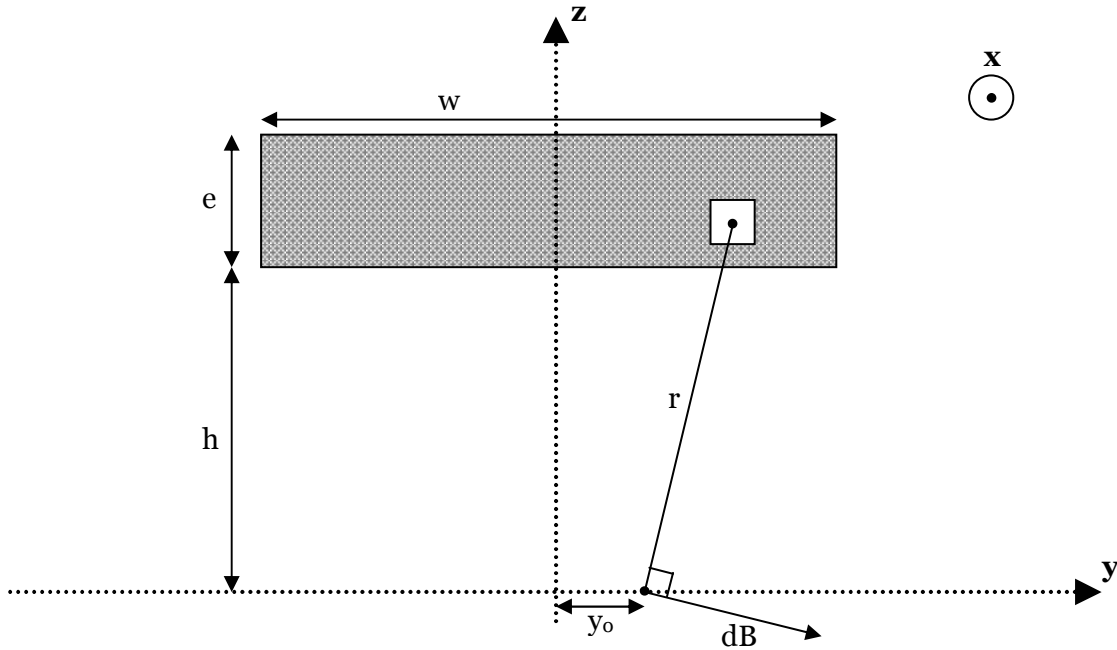


Figure 2.37 : Conventions pour le calcul du champ magnétique rayonné par une ligne de courant de section rectangulaire. Le courant circule dans la ligne dans la direction x .

Dans une technologie MRAM classique 90nm, les paramètres géométriques sont de l'ordre de : $w = 140$ nm, $e = 325$ nm et $h = 150$ nm. La jonction tunnel se trouve en $(0, 0, 0)$, on trace les composantes du champ magnétique créé par la ligne par unité de courant le long de l'axe $z_0 = 0$ sur la Figure 2.38, et l'ensemble des variations suivant les deux directions sur la Figure 2.39.

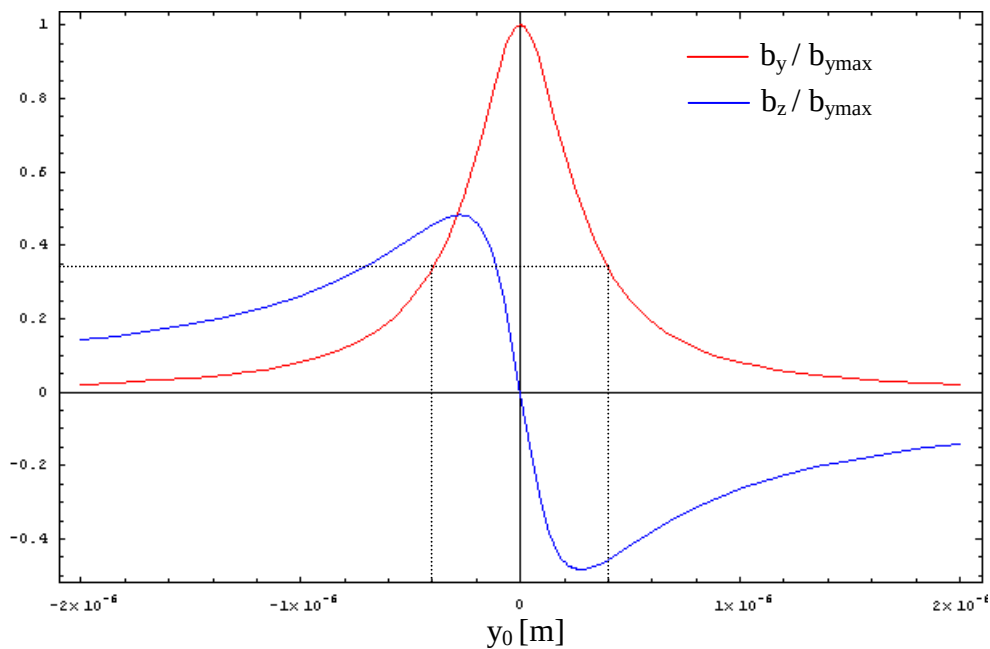


Figure 2.38 : Représentation des composantes normalisées du champ magnétique rayonné par la ligne de courant pour des valeurs de $-2\mu\text{m}$ à $2\mu\text{m}$ le long de la ligne $z_0 = 0$ (à hauteur des jonctions tunnels magnétiques). Composante suivant y en rouge et composante suivant z en bleu.

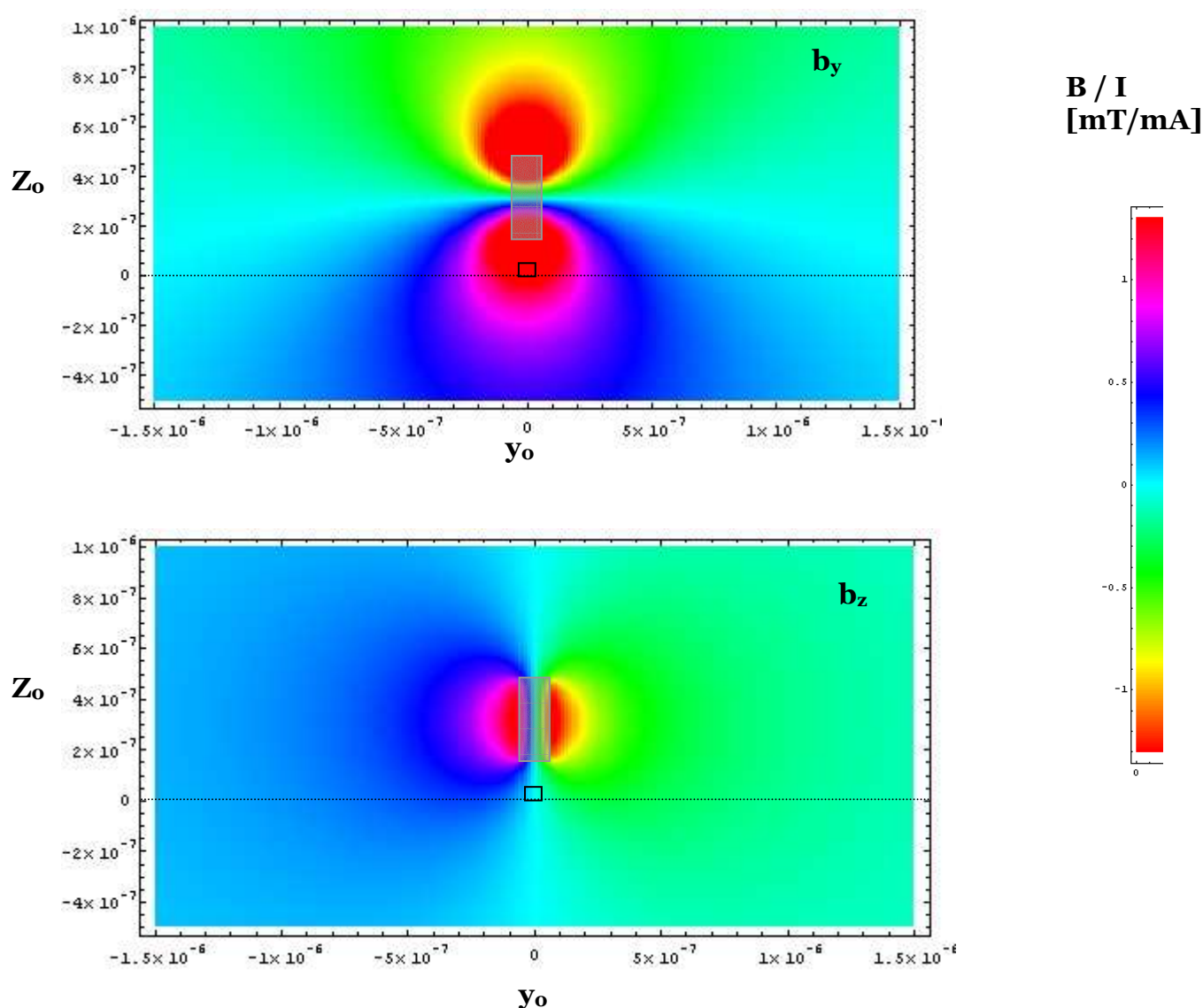


Figure 2.39: Variations du champ magnétique rayonné par une ligne par unité de courant, suivant les directions y et z. Le premier graphique correspond à la composante suivant y, et le second à la composante suivant z. Les dimensions et l'emplacement de la ligne métallique et de la jonction tunnel magnétique en regard sont représentés. L'échelle de couleur représente l'amplitude du champ par unité de courant en mT/mA.

On voit clairement sur les deux figures que le champ rayonne bien au-delà de la jonction tunnel magnétique qu'il est censé adresser. Sur la Figure 2.38, on voit que si on se place à $0.4 \mu\text{m}$ (soit un pas de réseau d'un peu plus de deux fois la taille d'une jonction tunnel), le champ magnétique perçu (suivant y) correspond encore à 35% du champ magnétique total. Cela crée évidemment des problèmes du type 'program disturb' où l'écriture d'une jonction tunnel magnétique perturbe l'état des jonctions voisines.

Les champs magnétiques créés par les lignes d'adressage rayonnent assez loin. Ce phénomène s'amplifie lorsqu'on diminue les dimensions du système. Or, du fait des erreurs de 'program disturb' que cela peut générer, on éloigne les cellules les unes des autres au détriment de la densité de la mémoire. Les solutions trouvées pour résoudre ces problèmes

consistent d'une part à introduire un blindage au niveau des lignes d'adressage, et, d'autre part à remplacer les couches magnétiques par des SAF compensés (comme nous l'avons vu au Chapitre 1) pour annuler les champs dipolaires.

La Figure 2.40 décrit une vue en coupe de la ligne sans et avec blindage ainsi qu'une représentation schématique des lignes de flux.

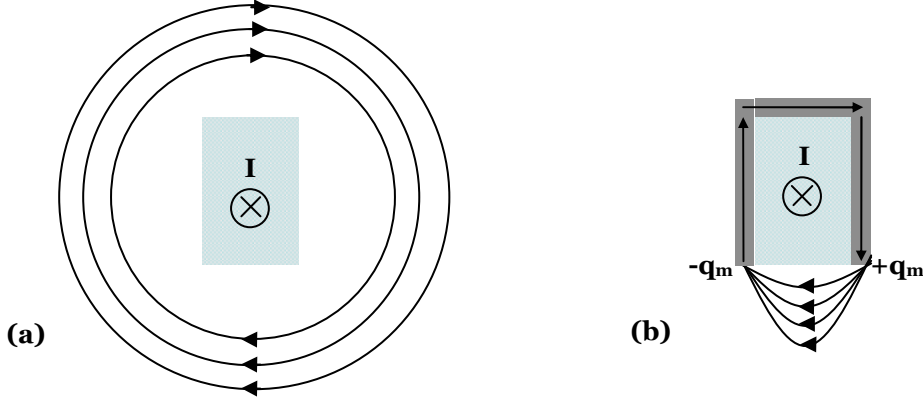


Figure 2.40 : Vue en coupe d'une ligne de champ non gainée (a) et gainée (b) et représentation schématique des lignes de flux du champ rayonné lorsqu'on fait circuler un courant I dans la ligne.

De manière à focaliser les lignes du champ rayonné par les lignes d'adressage, on recouvre trois des quatre arêtes de la ligne d'une fine couche de Permalloy (épaisseur de l'ordre d'une dizaine de nm). Le Permalloy est un ferromagnétique doux, il concentre donc les lignes de flux [Deak 2004]. Cette technique permet d'amplifier le champ jusqu'à un facteur deux [Durlam 2003]. Mais surtout, elle permet de confiner spatialement le champ rayonné. Cependant, c'est une solution assez onéreuse à mettre en place puisqu'elle nécessite des étapes et des masques supplémentaires au niveau de la fabrication.

Nous allons faire un calcul simple pour mieux comprendre ce qu'il se passe lorsqu'on met un blindage sur la ligne. Pour cela, nous allons superposer au champ magnétique rayonné par la ligne de courant, le champ créé par deux charges magnétiques de part et d'autre de la ligne.

Le champ magnétique rayonné par une charge magnétique q_m vérifie la relation suivante :

$$\vec{H} = \frac{1}{4\pi} \frac{q_m \vec{r}}{r^3} \quad (2.24)$$

Nous avons une charge $+q_m$ à une extrémité de la ligne et une charge $-q_m$ à l'autre extrémité.

La somme des deux champs magnétiques induits par ces charges est représentée sur la Figure 2.41.

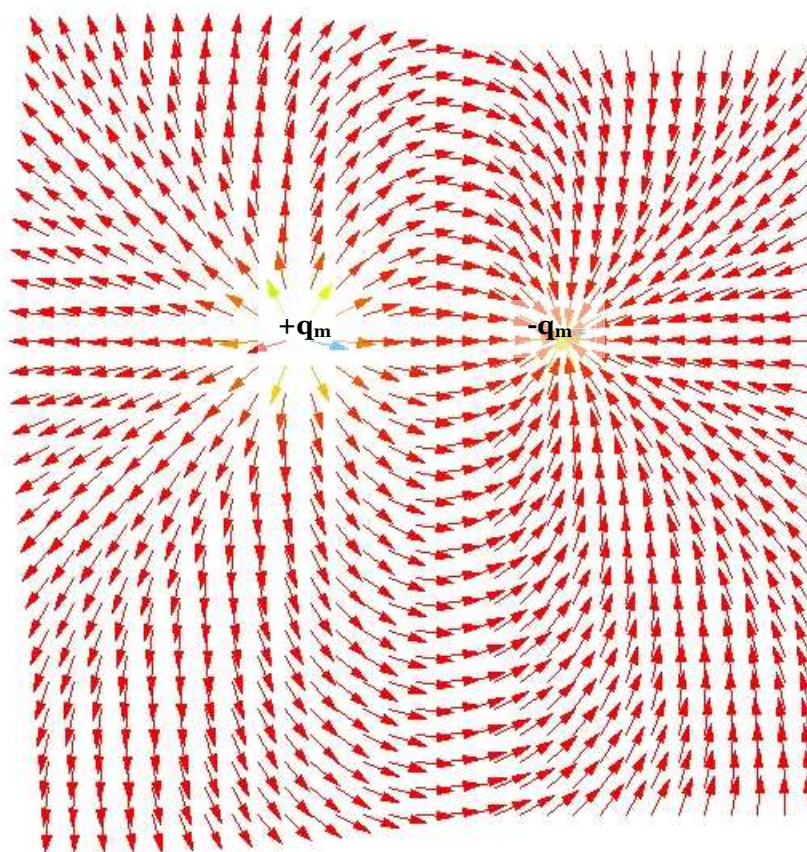


Figure 2.41 : champ magnétique induit par deux monopoles magnétiques $+q_m$ et $-q_m$.

La composante suivant l'axe horizontal du champ magnétique total (rayonné par la ligne de courant et induit par les deux charges magnétiques) est représentée sur la Figure 2.42.

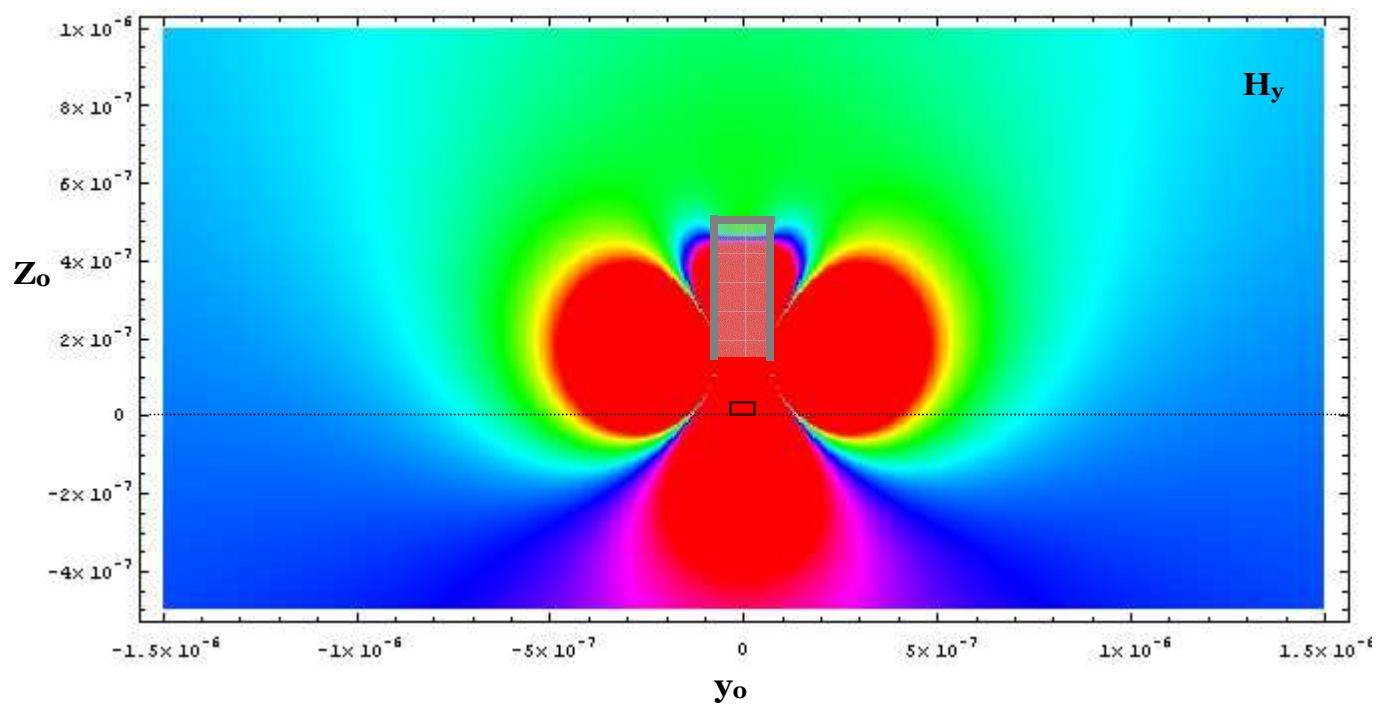


Figure 2.42 : composante horizontale du champ magnétique total rayonné par la ligne de courant et induit par les deux charges magnétiques.

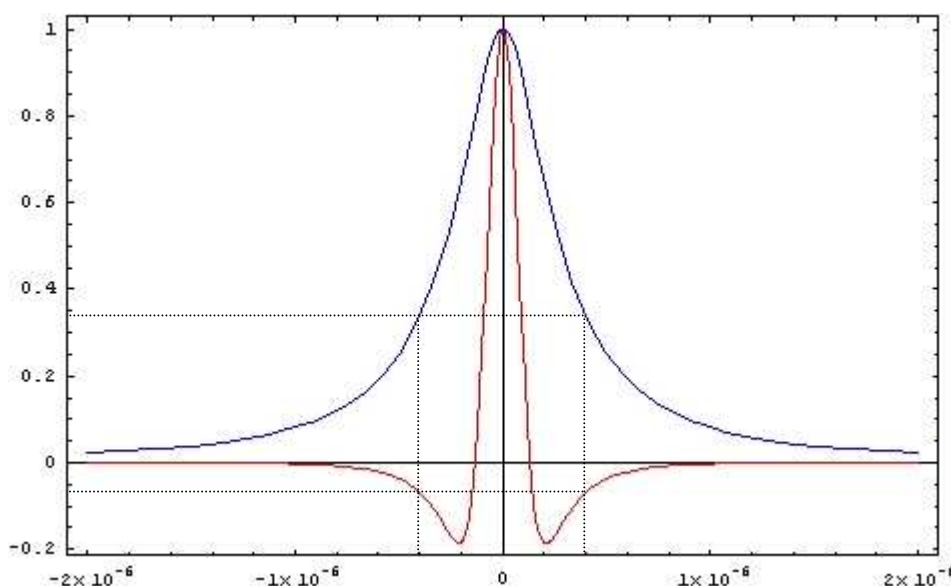


Figure 2.43 : composantes normalisées du champ magnétique rayonné par la ligne de courant seule (courbe bleue) ou avec les deux charges magnétiques (courbe rouge) pour des valeurs de $-2\mu\text{m}$ à $2\mu\text{m}$ le long de la ligne $z_0 = 0$ (à hauteur des jonctions tunnels magnétiques).

De manière à examiner de façon plus précise ce qu'il se passe au niveau de la cellule magnétique, nous avons tracé sur la Figure 2.43, la composante horizontale du champ magnétique rayonné par la ligne de courant seule (courbe bleue) ainsi que la composante horizontale du champ magnétique total (courbe rouge) pour $z_0 = 0$.

On constate que l'introduction de ces deux monopoles magnétiques permet de réduire sensiblement l'étendue du champ magnétique rayonné. Si on se place, de même que précédemment, à $0.4\ \mu\text{m}$ (soit un pas de réseau d'un peu plus de deux fois la taille d'une jonction tunnel), le champ magnétique perçu (suivant y) correspond encore à 35% du champ magnétique total si on ne considère que le champ magnétique rayonné par la ligne, mais, si on considère le champ total (ligne + charges magnétiques) on voit que l'amplitude du champ tombe à 5%.

2.3.4.3. Semi adressage

Si on s'intéresse à l'écriture d'une jonction tunnel magnétique, les cellules voisines semi-adressées ressentent respectivement les champs ($H_x, 0,35*H_y$) (en rouge sur la Figure 2.44) et ($0,35*H_x, H_y$) (en bleu sur la Figure 2.44). Pour ne pas les écrire en même temps que la cellule adressée, il faut donc se situer dans la fenêtre décrite par la Figure 2.44 en blanc.

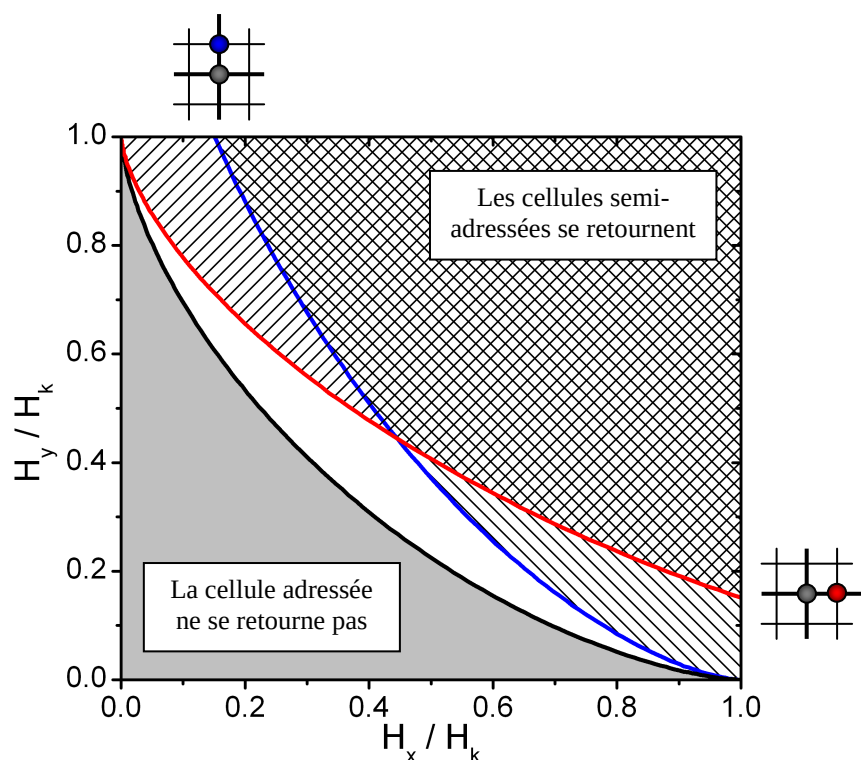


Figure 2.44: Fenêtre d'adressage prenant en compte les problèmes de semi-adressage et de localisation du champ magnétique. La zone d'adressage de la cellule se limite à la zone en blanc.

En effet, au-delà de l'astroïde bleu (respectivement rouge), la cellule sur la ligne voisine de la cellule adressée (respectivement colonne) se retourne en même temps que celle-ci.

En dessous de l'astroïde noir, le champ appliqué n'est pas suffisant pour retourner la cellule.

Il reste donc la fenêtre en blanc pour adresser la cellule magnétique sans craindre de retourner les cellules voisines.

2.3.4.4. Champs dipolaires

De la même manière, lorsqu'on considère un réseau de jonctions tunnels magnétiques, il existe une interaction entre les différentes cellules : le couplage dipolaire. Si on considère une matrice mémoire comme une assemblée de jonctions représentées par leurs couches libres uniquement, on obtient le modèle décrit par la Figure 2.45. Les calculs correspondants sont présentés dans l'annexe C. Nous rappelons ici uniquement les résultats obtenus.

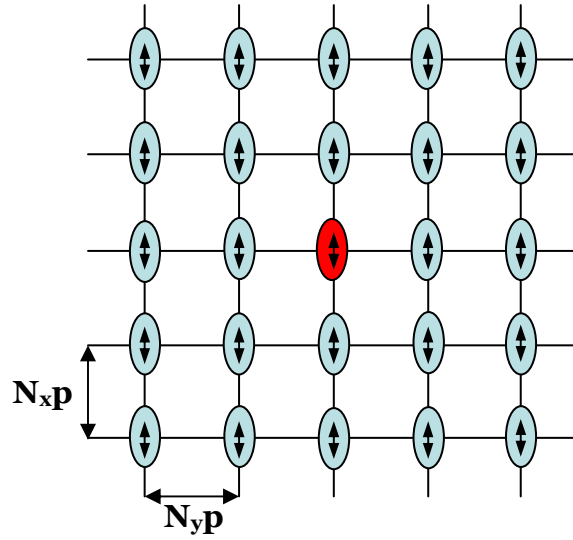


Figure 2.45 : Convention pour le calcul du champ dipolaire s'exerçant sur la cellule en rouge. Le pas de réseau p est défini par la technologie CMOS, N_x et N_y sont des entiers.

On exprime les champs H_{dx} et H_{dy} en $(0,0)$ normalisés par unité de $\frac{\mu_0 M_s V}{4\pi \cdot p^3}$.

La distribution des champs dipolaires en $(0,0)$ normalisés obtenus sur 10^6 tirages pour une matrice de 40 jonctions par 40 jonctions est donnée par la Figure 2.46 [Maufront 2005].

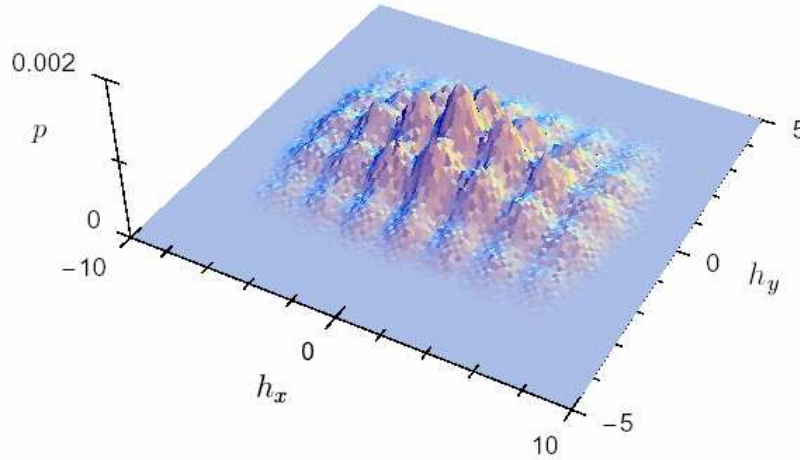


Figure 2.46 : Distribution des champs dipolaires normalisés ressentis en $(0,0)$ sur 10^6 tirages aléatoires pour une matrice de 40 par 40 jonctions tunnels magnétiques. Figure extraite d'une présentation de Joo-Von Kim.

On voit que le champ dipolaire le plus probable est $h_x = h_y = 0$, cependant, on voit qu'on peut

obtenir au pire cas : $H_{x_{max}} = 6 \cdot \frac{\mu_0 M_s V}{4\pi \cdot p^3}$. Si on considère une cellule de forme elliptique, de

grand axe a , de petit axe b et d'épaisseur t , le volume V s'écrit : $V = \frac{\pi \cdot abt}{4}$. On choisit par

exemple $a = p/2$, un rapport de forme $a/b = 2$ et une épaisseur $t = 5$ nm. Si on considère une

couche libre de CoFeB alors, $M_s = 1.5 \times 10^6$ A/m [Bilzer 2006]. On calcule donc le champ dipolaire maximum en fonction de p :

Nœud technologique [nm]	Pas du réseau p [nm]	$H_{dx}max$ [Oe]
90	275	16
65	195	22.6
45	135	32.7

On voit clairement que le champ dipolaire augmente avec la miniaturisation. Il agit comme un champ parasite et réduit la fenêtre d'adressage.

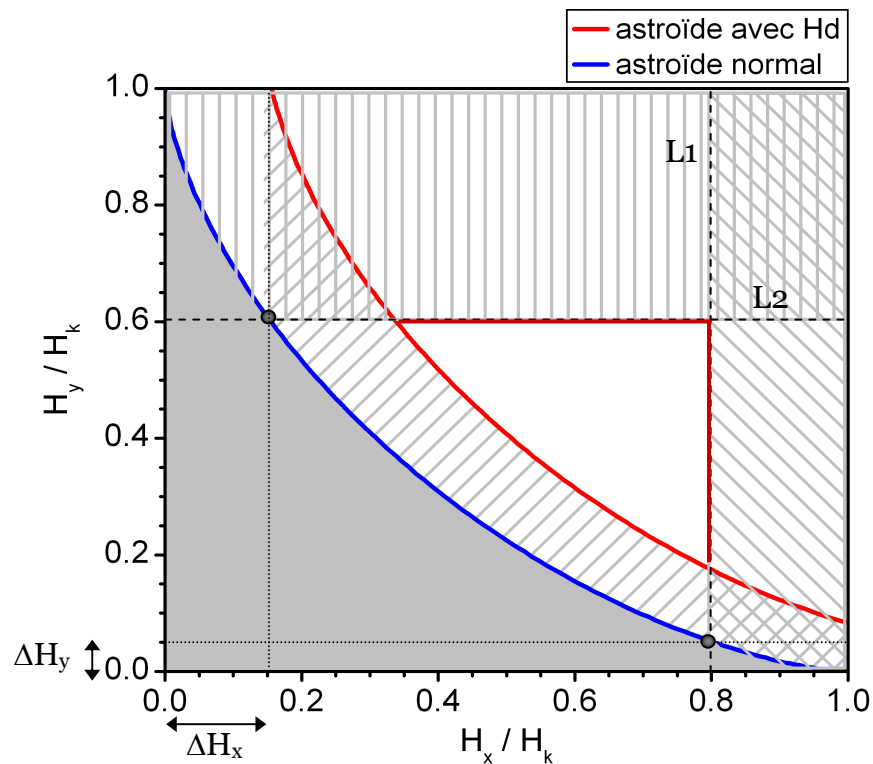


Figure 2.47: astroïde d'une cellule subissant des champs dipolaires maximum de $\Delta H_x = 0.15 H_k$ et $\Delta H_y = 0.05 H_k$. La courbe bleue définit les valeurs de champs à franchir pour retourner la cellule voyant H_d . La courbe noire est l'astroïde non perturbé et la zone hachurée en rouge est la fenêtre restante pour l'adressage de la cellule sans perturbation des cellules semi-adressées voisines.

La Figure 2.47 présente l'astroïde 'classique' de Stoner et Wohlfarth ainsi que l'astroïde résultant de l'addition d'un champ dipolaire parasite (ΔH_x , ΔH_y). Il existe des points remarquables sur l'astroïde définissant des limites pour l'adressage de la cellule :

- sous la courbe rouge (astroïde de la cellule subissant le champ dipolaire parasite), le champ n'est pas suffisant pour retourner la cellule,

- au-delà de la ligne L1, le champ magnétique serait suffisant pour retourner les cellules semi-adressées soumises au champ dipolaire parasite ΔH_y .
- au dessus de la ligne L1, le champ magnétique serait suffisant pour retourner les cellules semi-adressées soumises au champ dipolaire parasite ΔH_x .

Il ne reste donc pour adresser la cellule alors que la zone en blanc.

2.3.4.5. Astroïde final

Nous avons donc vu dans ce paragraphe, qu'au niveau d'un réseau de cellules magnétiques de nombreux problèmes d'adressage sont à prendre en compte pour pouvoir correctement adresser une cellule mémoire. En effet, les dispersions d'anisotropie (magnétocristalline ou de forme), la mauvaise localisation du champ magnétique rayonné par les lignes d'adressage, le champ dipolaire lié aux couplages entre les éléments magnétiques, et les problèmes de semi adressage contribuent chacun à réduire sensiblement la fenêtre d'adressage.

Si maintenant, on synthétise l'ensemble de ces effets sur l'astroïde, on obtient la fenêtre d'adressage représentée sur la Figure 2.48.

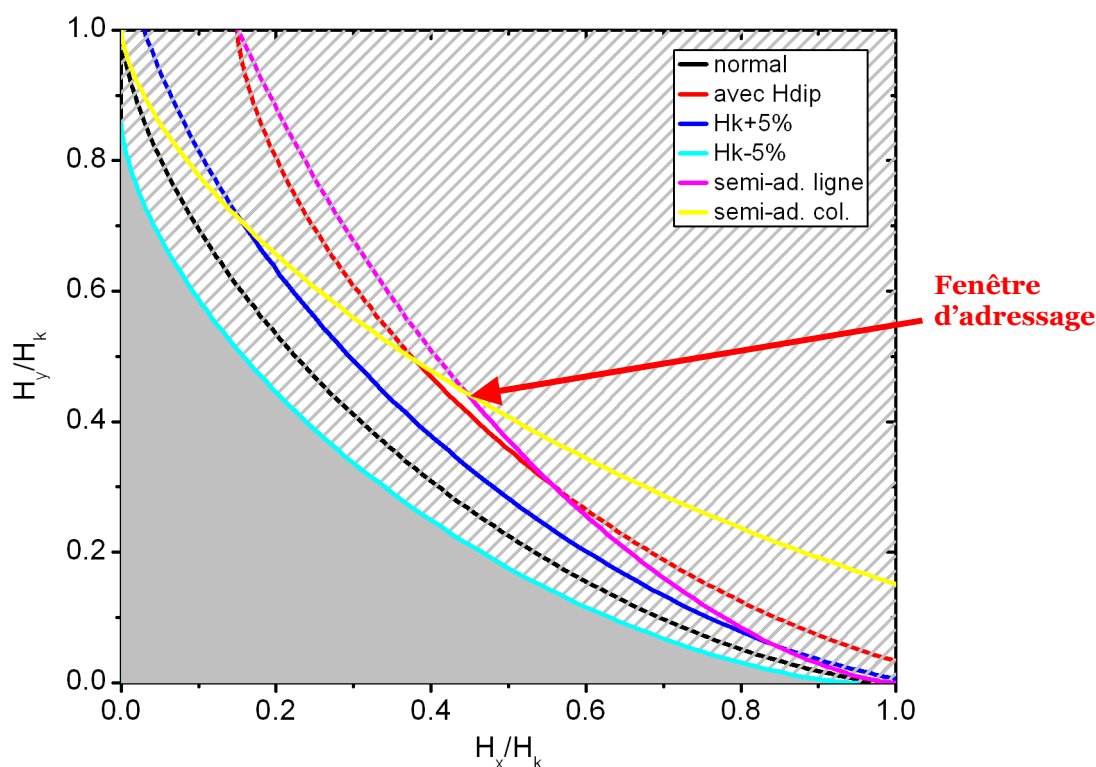


Figure 2.48 : Fenêtre d'adressage obtenue en prenant en compte l'ensemble des effets décrits dans le paragraphe 2.3.4. Il ne reste que la zone en blanc (pointée par la flèche rouge) pour adresser la cellule magnétique.

La zone en blanc correspond à la zone d'adressage de la cellule restante après avoir pris en compte l'ensemble des phénomènes présentés auparavant. Cette réduction de la fenêtre

d'adressage a eu pour conséquence l'abandon de l'adressage type Stoner-Wohlfarth au profit de l'adressage de type Savtchenko que nous allons étudier plus en détail au niveau des chapitres 3 et 4.

2.4. Modèle physique d'une jonction tunnel magnétique pour simulation électrique.

Nous avons jusqu'ici décrit les principes physiques du fonctionnement des jonctions tunnels magnétiques. Nous allons, dans ce paragraphe, décrire brièvement un modèle physique permettant d'intégrer le composant 'jonction tunnel magnétique' au sein de simulateurs électriques (type SPICE). En effet, la compréhension du fonctionnement des jonctions tunnels magnétiques et de leurs limitations nous a permis d'aider à la mise en place d'un modèle préliminaire [Zhao 2006], [Zhao 2006-2]. Nous allons, tout d'abord, décrire le principe de ce modèle, puis, nous donnerons les équations de ce modèle prenant en compte le phénomène de stabilité thermique et les modes d'écritures thermiquement assisté et par transfert de spin comme exemple.

2.4.1. Principe du modèle.

La Figure 2.49 décrit schématiquement le principe du modèle utilisé. On considère une jonction tunnel magnétique adressée (pour le moment) par deux lignes d'adressage. Les nœuds du circuit sont numérotés de 1 à 5.

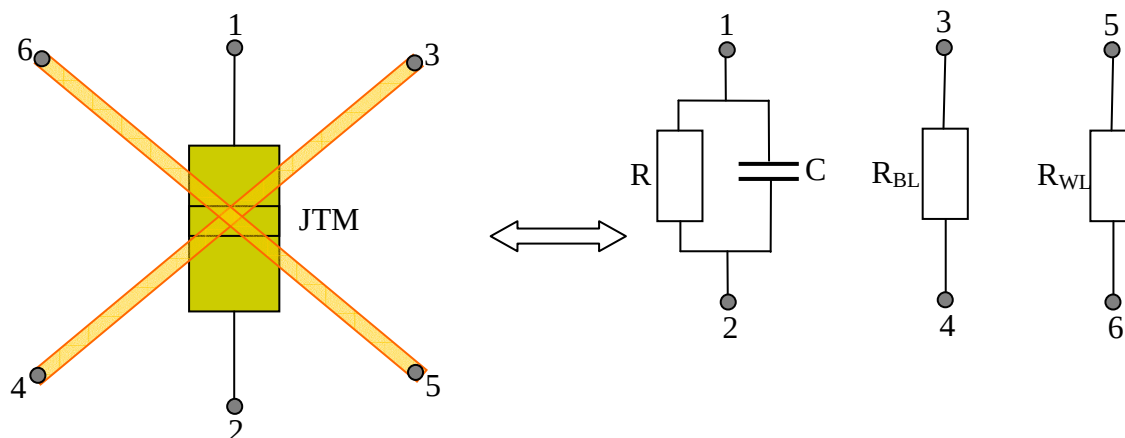


Figure 2.49 : Représentation schématique d'une jonction tunnel magnétique et du modèle électrique simple à 5 nœuds utilisé.

La simulation d'un circuit électronique consiste principalement à associer un modèle mathématique à un composant pour pouvoir calculer numériquement une réponse en

fonction de stimuli spécifiques. Le modèle mathématique est un système d'équations différentielles dépendant du temps. Ces équations mettent en œuvre les variations des sorties (courant, tension), de différents paramètres physiques, et des variables d'états. Dans notre cas, les variables d'états sont l'orientation de l'aimantation de la couche libre de la jonction tunnel magnétique, la température locale de la jonction tunnel et la charge aux bornes de la capacité C représentée sur la Figure 2.49. En effet, une jonction tunnel magnétique a un caractère capacitif à prendre en compte puisqu'elle est constituée de deux couches métalliques séparées par une épaisseur d d'isolant. Cette capacité est définie par la relation :

$C = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{A}{d}$, avec $\epsilon_r = 9.34$ pour l'alumine, la surface $A = 520 \times 260 \text{ nm}^2$ et l'épaisseur $d = 0.8 \text{ nm}$, on trouve $C = 1.12 \cdot 10^{-15} \text{ F}$.

2.4.2. Equations du modèle.

Nous allons, dans ce paragraphe, détailler l'ensemble des principes physiques et des équations permettant d'établir un modèle électrique de ce type de composant.

2.4.2.1. Génération du champ magnétique

Nous considérons que le champ magnétique est rayonné par les lignes d'adressages. Nous avons calculé précédemment ce champ (cf. Annexe B).

Le comportement électrique des lignes d'adressage est décrit par la Figure 2.49, nous les considérons simplement comme deux résistances. Les résistances correspondantes peuvent être calculées en fonction des dimensions géométriques des lignes et de la résistivité du matériau utilisé.

Le champ résultant au niveau de l'échantillon dépend de la distance ligne – échantillon à travers les diverses épaisseurs des couches du circuit.

2.4.2.2. Transport tunnel dépendant du spin

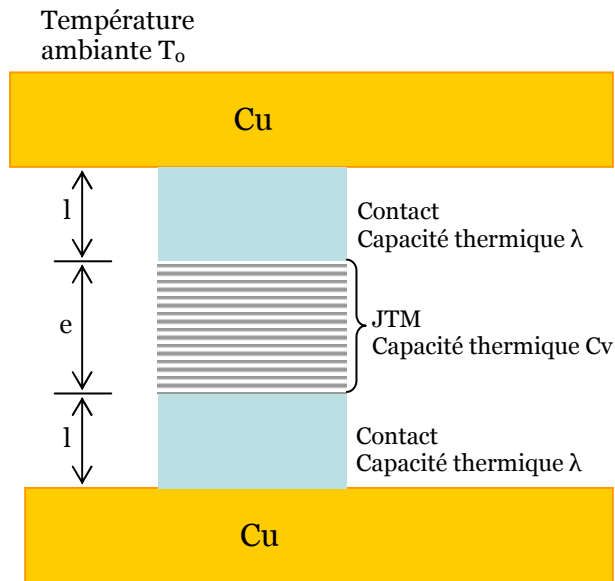
Nous avons introduit dans le Chapitre 1, le principe du transport tunnel dépendant du spin. Nous avons ainsi abouti aux relations liant la conductivité d'une jonction tunnel magnétique à la tension appliquée (modèles de Brinkman et de Simmons). D'autre part, nous avons relié la résistance à l'orientation des aimantations respectives de la couche libre et de la couche piégée. Et, enfin, il faut également prendre en compte l'atténuation avec la tension appliquée du signal de magnétorésistance tunnel (nous verrons cela plus en détail au Chapitre 4). Ainsi, si on résume le système d'équations régissant le transport tunnel, on trouve :

$$\left\{ \begin{array}{l} G_{AP}(V) = \frac{G_P(V)}{1 + TMR(V)} \\ G_P(V) = G(0) \cdot \left(1 - \frac{Ad\Delta\phi}{24 \cdot \phi_0^{3/2}} \cdot eV + \frac{d^2 A^2}{32 \cdot \phi_0} \cdot (eV)^2 \right) \\ R(\theta) = \frac{R_P + R_{AP}}{2} + \frac{R_P - R_{AP}}{2} \cdot \cos(\theta) = \frac{1}{G(\theta)} \\ TMR(V) = \frac{TMR(0)}{1 + \frac{V^2}{V_h^2}} \end{array} \right.$$

A partir des données expérimentales, on extrapole la variation de la magnétorésistance tunnel sous la forme d'une lorentzienne de paramètre v_h (tension pour laquelle $TMR(v_h) = TMR(0)/2$) [Javerliac 2006]. On a également $G_P = G(\theta = 0^\circ)$ et $G_{AP} = G(\theta = 180^\circ)$ avec θ angle entre l'aimantation de la couche libre et l'aimantation de la couche piégée. Ces équations nous permettent de décrire la caractéristique $I(V)$ de la jonction tunnel magnétique en fonction des paramètres intrinsèques de la jonction et de l'orientation des aimantations des deux couches magnétiques de part et d'autre de la barrière tunnel.

2.4.2.3. Effet de la température

La température locale au niveau de la jonction tunnel magnétique est une variable d'état. Il est nécessaire de la prendre en compte, car, comme nous allons le voir au paragraphe suivant, elle intervient sur les conditions de retournement de l'aimantation. Le système considéré est décrit par la Figure 2.50.



Nous considérons ici un comportement classique du type échauffement Joule. Le bain thermique dans lequel se trouve la jonction tunnel est à la température T_0 (température de l'environnement). La variation de la température est régie par la loi :

$$C_v e \frac{dT}{dt} = V \cdot j - \frac{2\lambda}{l} \cdot (T - T_0) \quad \text{avec} \quad C_v$$

capacité thermique de la jonction tunnel magnétique, e épaisseur de la jonction tunnel magnétique, λ est la capacité thermique des contacts de la jonction

Figure 2.50 : schéma de principe du système.

tunnel permettant un équilibre avec l'environnement extérieur et l correspond à l'épaisseur de ces contacts.

2.4.2.4. Retournement de l'aimantation

Il nous reste à décrire le comportement de retournement de l'aimantation en fonction du champ appliqué. Ainsi, à l'aide de l'angle θ , on pourra relier l'ensemble des paramètres.

Pour cela, nous allons définir une variable choisie aléatoirement entre 0 et 1 définissant un seuil de probabilité à partir duquel le retournement de l'aimantation aura lieu. Nous connaissons, grâce au modèle de Néel Brown l'expression de cette probabilité en fonction de la température locale, et de l'énergie de barrière du système. Nous avons vu (cf Annexe A)

que cette probabilité s'exprime :
$$p(t) = 1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{k_B T}\right)}\right).$$

Il nous reste donc à estimer l'énergie de barrière pour les différentes conditions d'adressage de manière à calculer cette probabilité. Si la probabilité ainsi obtenue est supérieure à la valeur définie comme seuil, alors, le retournement de l'aimantation a lieu.

Dans le cas d'une cellule MRAM de type Stoner Wohlfarth, nous avons vu précédemment au paragraphe 2.3.3.2 que l'énergie de barrière s'écrit :

$$\Delta E_0 = \frac{\mu_0 M_s H_k}{2} V \left(1 - \frac{H}{H_k}\right)^\alpha = KV \cdot \left(1 - \frac{H}{H_k}\right)^\alpha$$

L'exposant α varie avec l'orientation du champ magnétique appliqué par rapport à l'axe facile. Il est égal à 2 lorsque le champ magnétique est appliqué le long de l'axe facile, et à 3/2 pour une orientation à 45°.

Nous avons introduit au Chapitre 1 d'autres types d'adressages pour les mémoires magnétiques tel que le transfert de spin ou l'adressage assisté thermiquement.

L'énergie de barrière pour l'adressage assisté thermiquement se calcule de même que pour la cellule de type Stoner Wohlfarth.

L'énergie de barrière des systèmes à transfert de spin peut s'écrire sous la forme [Koch 2004] :

$$\Delta E_j = \Delta E_0 \cdot \left(1 - \frac{I}{I_{c0}}\right) = KV \cdot \left(1 - \frac{H}{H_k}\right)^2 \cdot \left(1 - \frac{I}{I_{c0}}\right) \text{ avec } I_{c0} \text{ courant critique.}$$

Enfin, pour l'adressage du type Savtchenko, nous verrons aux Chapitres 3 et 4 comment évaluer l'énergie de barrière de ce type de systèmes.

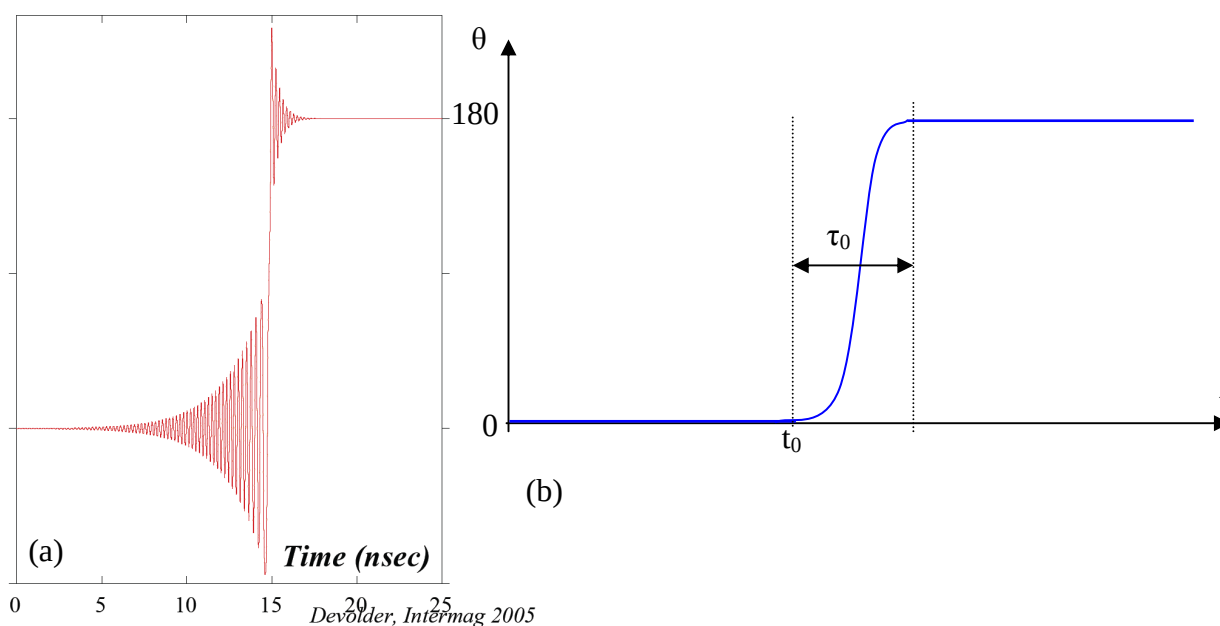


Figure 2.51 : allure du retournement de l'aimantation lorsque le seuil de probabilité a été franchi.
 (a) retournement observé expérimentalement
 (b) retournement modélisé

L'aimantation de la couche libre pendant le retournement précesse avec un angle de plus en plus grand jusqu'à ce qu'elle bascule et se stabilise vers l'autre direction privilégiée (cf Figure 2.51 (a)). Cependant ce comportement est difficile à mettre en place au niveau d'un modèle type SPICE, il faudrait tenir compte de la dynamique de l'aimantation décrite par l'équation de Landau Lifshitz Gilbert, dont nous voulions, dans un premier temps, nous affranchir. Nous avons donc décidé de décrire plus simplement le retournement de l'aimantation. Ainsi, lorsque la probabilité franchit le seuil défini au départ, on déclenche le retournement de l'aimantation décrit par la Figure 2.51 (b). Le comportement de l'angle θ est alors décrit par une équation différentielle du second ordre en t , meilleure pour la stabilité du modèle électrique.

Ainsi, à partir de ce jeu d'équations, nous pouvons décrire complètement le comportement magnétostatique d'une jonction tunnel magnétique. Il faudra inclure l'équation de Landau Lifshitz Gilbert, introduite dans l'annexe A, pour prendre en compte les effets de dynamique de l'aimantation. Cependant, cela complique la mise en équation.

Cette application nous a permis de souligner l'importance de la connaissance de l'énergie de barrière des systèmes que l'on utilise.

Conclusion du Chapitre 2 :

Ce deuxième chapitre nous a permis d'identifier un certain nombre de faiblesses potentielles des mémoires magnétiques.

Nous avons pu distinguer plusieurs types de sources d'erreur : les faiblesses liées à la fabrication et à la structure complexe des jonctions tunnels magnétiques, et les faiblesses liées au fonctionnement de la mémoire, au magnétisme et enfin, les problèmes d'intégration liés à l'environnement des jonctions tunnels magnétiques (CMOS et problèmes d'adressage).

La plupart des problèmes structuraux que nous avons cités sont désormais résolus à l'aide de procédés technologiques de fabrication.

Cependant, les difficultés liées au semi-adressage et à la sensibilité aux champs magnétiques

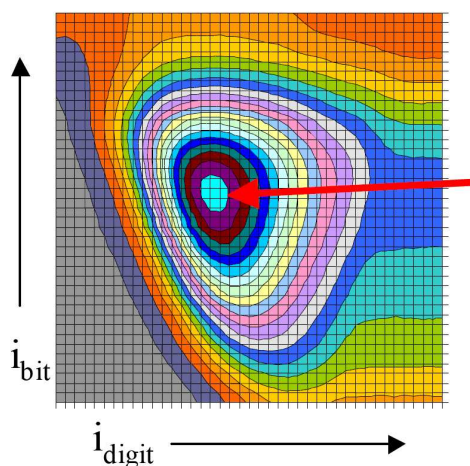


Figure 2.52 : fenêtre d'adressage du type Stoner-Wohlfarth sur un échantillon de 256 kbits. Figure extraite d'une présentation de J. Slaughter au Cornell Nanotechnology Symposium en mai 2004.

parasites ont contraint d'abandonner le retournement du type Stoner Wohlfarth pour choisir un retournement du type Savtchenko tel que nous l'avons décrit brièvement au Chapitre 1

[Savtchenko 2003].

En effet, la Figure 2.52 présente une fenêtre d'adressage mesurée pour une matrice de 256 k jonctions tunnels magnétiques, la zone pointée par la flèche rouge est la zone d'adressage entraînant le moins d'erreur. On voit que la réduction majeure de cette zone, conforme aux résultats que nous avons présentés sur la Figure 2.48, compromet fortement l'utilisation de ce type de structures comme mémoire.

D'autre part, nous avons vu au dernier paragraphe, l'importance de la connaissance de l'énergie de barrière des jonctions tunnels magnétiques utilisées. Dans la suite de ce travail de thèse, nous nous sommes donc concentrés sur les problèmes liés au magnétisme et, en particulier à la stabilité thermique des jonctions tunnels magnétiques du type 'Savtchenko' choisi par Freescale. Nous allons présenter ce travail dans la deuxième partie de ce manuscrit.

Le Tableau ci-dessous synthétise les résultats du Chapitre 2.

	Fabrication	Fonctionnement
Pannes Fonctionnelles	⌘ <u>contamination, diffusion</u> -> diminue fortement la TMR ⌘ <u>rugosité</u> -> modifie le champ d'écriture -> empêche le retournement de la couche magnétique ⌘ <u>mauvaise oxydation de la barrière tunnel</u> -> diminue fortement la TMR	⌘ <u>magnétostriction</u> -> dislocations et microfissures ⌘ <u>rugosité de la barrière tunnel</u> -> risques de claquage
Erreurs lecture/écriture		⌘ <u>variation de l'épaisseur de la barrière tunnel</u> -> disperse les résistances ⌘ <u>variation gravure ou lithographie</u> -> disperse les résistances ⌘ <u>variation du champ d'anisotropie (forme, ou défauts)</u> -> modifie le champ d'écriture ⌘ <u>variation de l'épaisseur de l'espaceur Ru</u> -> modifie le champ d'écriture
Data retention	⌘ <u>stabilité thermique</u> -> probabilité non nulle d'une écriture par activation thermique ou par un champ parasite	⌘ <u>présence d'un champ parasite, d'une variation de température</u> -> modifie la stabilité thermique -> bruit au niveau de la lecture -> erreur de lecture possible
Program Disturb	⌘ <u>variation du champ d'anisotropie (forme, ou défauts)</u> -> modifie le champ d'écriture	⌘ <u>couplage dipolaire entre les cellules</u> -> modifie la fenêtre d'adressage ⌘ <u>mauvaise localisation du champ magnétique rayonné par une ligne de courant</u> -> réduction de la fenêtre d'adressage ⌘ <u>semi-adressage</u> -> réduction de la fenêtre d'adressage

Références du Chapitre 2 :

[Abraham 2006]

D.W Abraham, P.L. Trouilloud and D.C. Worledge, *IBM J. Res. & Dev.*, **50**, 55 (2006)

[Albuquerque 2002]

G.M.B. DeAlbuquerque, *thèse de doctorat en sciences de l'Université Paris Sud*, Laboratoire de Physique des Solides Orsay (2002)

[Ando 2004]

Y. Ando, S. Iura, H. Kubota, T. Miyazaki, C.S. Yoon, J.H. Lee, D.H. Im and C.K. Kim, *J. Magn. Mater.*, **272-276**, e1507 (2004)

[Bennett 2003]

A.J. Bennett and J.M. Xu, *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 2503 (2003)

[Bilzer 2006]

C. Bilzer, T. Devolder, J.-V. Kim, G. Counil, C. Chappert, S. Cardoso and P. P. Freitas, *J. Appl. Phys.*, **100**, 053903 (2006)

[Bobo 1999]

J.F. Bobo, H. Kikuchi, O. Redon, E. Snoeck, M. Piecuch and R.L. White, *Phys. Rev. B*, **60**, 4131 (1999)

[Boeve 2004]

H. Boeve, F. Vanhelmont and P.C. Zalm, *IEEE Trans. Magn.*, **40**, 2278 (2004)

[Brown 1963]

W.F. Brown, *Phys. Rev.*, **130**, 1677 (1963)

[Bruno 1991]

P. Bruno and C. Chappert, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 1602 (1991)

[Bruno 1995]

P. Bruno, *Phys. Rev. B*, **52**, 411 (1995)

[Bukaluk 2001]

A. Bukaluk, *Vaccum*, **63**, 119 (2001)

[Chandrasekhar 1943]

S. Chandrasekhar, *Rev. Mod. Phys.*, **15**, 1 (1943)

[Coehoorn 1991]

R. Coehoorn, *Phys. Rev. B*, **44**, 9331 (1991)

[Chu 2005]

I.C. Chu, M.S. Song, B.S. Chun, S.R. Lee and Y.K. Kim, *Solid State Comm.*, **135**, 348 (2005)

[Das 2003]

J. Das, R. Degraeve, G. Groeseneken, S. Stein, H. Kohlstedt, G. Borghs and J. De Boeck, *J. Appl. Phys.*, **94**, 2749 (2003)

[Dave 2006]

R.W. Dave, G. Steiner, J.M. Slaughter, J.J. Sun, B. Craigo, S. Pietambaram, K. Smith, G. Grynkewich, M. DeHerrera, J. Akerman and S. Tehrani, *IEEE Trans. Magn.*, **42**, 1935 (2006)

[Deak 2004]

J. Deak, *US patent*, **6833278** (2004)

[Dimopoulos 2002]

T. Dimopoulos, *thèse de doctorat en physique de la matière condensée de l'Université Louis Pasteur, IPCMS Strasbourg* (2002)

[Du 2004]

J. Du, W.T. Sheng, L. Sun, B. You, M. Lu, A. Hu, X.H. Xiang and J.Q. Xiao, *J. Magn. Magn. Mater.*, **277**, 90 (2004)

[Durlam 2003]

M. Durlam, P.J. Naji, A. Omair, M. DeHerrera, J. Calder, J.M. Slaughter, B.N. Engel, N.D. Rizzo, G. Grynkewich, B. Butcher, C. Tracy, K. Smith, K.W. Kyler, J.J. Ren, J.A. Molla, W.A. Feil, R.G. Williams, S. Tehrani, *IEEE J. Solid State Circuits*, **38**, 769 (2003)

[Durlam 2005]

M. Durlam, T. Andre, P. Brown, J. Calder, J. Chan, R. Cuppens, R.W. Dave, T. Ditewig, M. DeHerrera, B.N. Engel, B. Feil, C. Frey, D. Galpin, B. Garni, G. Grynkewich, J. Janesky, G. Kerszykowski, M. Lien, J. Martin, J. Nahas, K. Nagel, K. Smith, C. Subramanian, J.J. Sun, J. Tamim, R. Williams, L. Wise, S. Zoll, F. List, R. Fournel, B. Martino and S. Tehrani, *IEEE Symposium on VLSI Technology*, **05CH37642**, 186 (2005)

[Engel 2004]

B.N. Engel, J. Akerman, B. Butcher, R.W. Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, G. Grynkewich, J. Janeski, S.V. Pietambaram, N.D. Rizzo, J.M. Slaughter, K. Smith, J.J. Sun and S. Tehrani, *MMM-Intermag Invited*, **GE-05** (2004)

[Gao 2006]

G. Gao and K. Honer, Semiconductor International,
<http://www.semiconductor.net/article/CA6394967.html> (2006)

[Gilbert 1955]

T.L. Gilbert, *Phys. Rev.*, **100**, 1243 (1955)

[Javerliac 2006]

V. Javerliac, *thèse de doctorat en micro et nanoélectronique de l'INP Grenoble, SPINTEC* (2006)

[Jeong 2002]

H.D. Jeong, J.H. Lee, C.S. Yoon, C.K. Kim and J.H. Yuh, *Appl. Surf. Science*, **199**, 6 (2002)

[Kasuya 1956]

T. Kasuya, *Prog. Theor. Phys.*, **16**, 45 (1956)

[Koch 2004]

R.H. Koch, J.A. Katine and J.Z. Sun, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 088302 (2004)

[Kramers 1940]

H.A. Kramers, *Physica*, **7**, 284 (1940)

[Landau 1935]

L. Landau and E. Lifshitz, *Phys. Z. Sowjetunion*, **8**, 153 (1935)

[LeClair 2000]

P. LeClair, H.J.M. Swagten, J.T. Kohlhepp, R.J.M. Van der Veerdonk and W.J.M. de Jonge, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 2933 (2000)

[LeClair 2001]

P. LeClair, J.T. Kohlhepp, H.J.M. Swagten and W.J.M. de Jonge, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 1066 (2001)

[Li 2005]

F.F. Li, R. Sharif, L.X. Jiang, X.Q. Zhang, X.F. Han, Y. Wang and Z. Zhang, *J. Appl. Phys.*, **98**, 113710 (2005)

[Maufront 2005]

C. Maufront, *thèse de doctorat en physique de l'Université Paris XI*, UFR Scientifique d'Orsay, Institut d'Electronique Fondamentale (2005)

[Miltat 2002]

J. Miltat, G. Albuquerque and A. Thiaville, *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*, *Topics Appl. Phys.*, **83**, pp. 1 – 34 (2002)

[Néel 1949]

L. Néel, *Ann. Geophys.*, **5**, 99 (1949)

[Néel 1962]

L. Néel, *C. R. Hebd. Seances Acad. Sci.*, **255**, 1545 (1962)

L. Néel, *C. R. Hebd. Seances Acad. Sci.*, **255**, 1676 (1962)

[Neumann 2005]

G. Neumann, V. Tölle and C. Tuijn, *Phys. B*, **363**, 206 (2005)

[Oepts 1999]

W. Oepts, H.J. Verhagen, D.B. de Mooij, V. Zieren, R. Coehoorn and W.J.M. de Jonge, *J. Magn. Magn. Mater.*, **198-199**, 164 (1999)

[Ruderman 1954]

M.A. Ruderman and C. Kittel, *Phys. Rev.*, **96**, 99 (1954)

[Savtchenko 2003]

L. Savtchenko, B.N. Engel, N.D. Rizzo, M.F. DeHerrera and J.A. Janesky, *US Patent*, 6545906 **B1** (2003)

[Snoeck 2004]

E. Snoeck, V. Serin, R. Fourmeaux, Z. Zhang and P.P. Freitas, *J. Appl. Phys.*, **96**, 3307 (2004)

[Trémolet de Lacheisserie 2000]

E. du Trémolet de Lacheisserie, *Magnétisme, 1-Fondements*, **Chap. 2**, pp 29-88 (2000)

[Wernsdorfer 2001]

W. Wernsdorfer, *Advances in Chemical Physics*, Wiley, **118** (2001)

[Worledge 2006]

D.C. Worledge, *IBM J. Res. & Dev.*, **50**, 69 (2006)

[Yafet 1987]

Y. Yafet, *Phys. Rev. B*, **36**, 3948 (1987)

[Yoon 2003]

C.S. Yoon, J.H. Lee and C.K. Kim, *J. Appl. Phys.*, **93**, 8910 (2003)

[Yoon 2004]

S.Y. Yoon, Y.I. Kim, D.H. Lee, Y.S. Kim and S.J. Suh, *Phys. Stat. Solid. (a)*, **201**, 1716 (2004)

[Yosida 1957]

K. Yosida, *Phys. Rev.*, **106**, 893 (1957)

[Zhao 2006]

W. Zhao, E. Belhaire, Q. Mistral, C. Chappert, V. Javerliac, B. Dieny and E. Nicolle, Behavioral Modeling and Simulation Workshop, *Proceedings of the 2006 IEEE International*, 40-43 (2006)

[Zhao 2006 - 2]

W. Zhao, E. Belhaire, Q. Mistral, E. Nicolle, T. Devolder and C. Chappert, *Solid-State and Integrated Circuit Technology*, ICSICT '06. 8th International Conference, 799 – 802 (2006)

PARTIE 2 :

Cas particulier : étude de la stabilité
thermique des jonctions tunnels
magnétiques du type
‘Savtchenko’.

Chapitre 3 : Modèle théorique basé sur les hypothèses de Worledge.

3.1. Différents termes d'énergie pour un système SAF.

- 3.1.1. Energies magnétiques pour un système isolé
- 3.1.2. Energies magnétiques d'interaction entre deux couches dans un SAF

3.2. Approximations du calcul.

- 3.2.1. Système étudié
- 3.2.2. Hypothèses simplificatrices pour le calcul de l'énergie

3.3. Expression de l'énergie totale.

- 3.3.1. Calcul de l'énergie totale
- 3.3.2. Diagramme des phases magnétiques du système

3.4. Estimation de l'énergie de barrière.

- 3.4.1. Cas analytique
- 3.4.2. Cas 'réel'

Nous avons décrit, au niveau du Chapitre 2, la stabilité thermique d'une couche mince uniformément aimantée. Cependant, ce modèle simple ne peut pas s'appliquer à la structure des jonctions tunnels magnétiques du type Savtchenko [Savtchenko 2003]. En effet, la couche libre de ces systèmes a été remplacée par un système antiferromagnétique synthétique (SAF). Nous allons donc dans ce Chapitre nous intéresser aux différentes énergies mises en jeu dans le retournement d'une structure SAF, de manière à évaluer l'énergie de barrière à franchir. Nous avons basé notre travail sur les calculs effectués par D.C. Worledge [Worledge 2004].

Dans un premier temps, nous allons étudier les différents termes d'énergie dans l'approximation du milieu continu. Puis, nous détaillerons les approximations effectuées pour exprimer l'énergie totale dans le cadre du calcul de D.C. Worledge. Enfin, nous aboutirons à l'estimation de l'énergie de barrière à partir de ce modèle théorique simple.

3.1. Différents termes d'énergie pour un système SAF.

Pour exprimer les différentes énergies en jeu, on se place ici dans l'approximation du milieu continu. Cette approximation consiste à négliger les fluctuations pouvant exister à l'échelle atomique (échelle du spin) pour pouvoir raisonner avec des valeurs moyennes intégrées sur des éléments de volumes infinitésimaux (mais grands devant la distance interatomique) [Trémoleat de Lacheisserie 2000], [Chappert 2004].

Ainsi, on définit l'aimantation $\vec{M}$ comme le moment magnétique dipolaire par unité de volume (en A/m).

L'induction, le champ magnétique et l'aimantation sont reliés par la relation :

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot (\vec{H} + \vec{M}) \quad \text{avec } \vec{H} = \vec{H}_{ext} + \vec{H}_{Demag}.$$

$\vec{H}_{ext}$ est le champ magnétique créé par des sources extérieures au système (courant circulant dans une ligne, ou distribution de moments magnétiques).

$\vec{H}_{Demag}$ est le champ démagnétisant du système. C'est le champ créé par la distribution d'aimantation du système considéré. Il correspond à ce que l'on appelle aussi l'anisotropie de forme.

De manière à simplifier les expressions, on considère que le champ $\vec{H}_{ext}$ est uniforme sur le volume V du système étudié. On suppose d'autre part, que seule la direction de l'aimantation varie dans l'échantillon ($\|\vec{M}\| = M_s$ constante). On écrit alors $\vec{M} = M_s \cdot \vec{m}$ où $\vec{m}$ est un vecteur unité.

Il existe six principaux termes d'énergie s'appliquant à notre système de deux couches magnétiques couplées. Nous allons d'abord nous intéresser aux énergies magnétiques d'un système isolé. Puis, nous verrons les énergies d'interaction entre les deux couches d'un système antiferromagnétique synthétique.

3.1.1. Énergies magnétiques pour un système isolé

On considère un système magnétique isolé, en présence d'un champ magnétique extérieur appliqué. Les énergies mises en jeu sont décrites dans les paragraphes suivants.

3.1.1.1. Énergie Zeeman

L'énergie Zeeman est l'énergie d'interaction entre le champ magnétique extérieur et la distribution d'aimantation du système.

Elle s'écrit :

$$E_Z = - \iiint_V \mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_{ext} dV \quad (3.1)$$

Cette énergie a tendance à aligner l'aimantation avec la direction du champ extérieur appliqué (de manière à minimiser $-\vec{M} \cdot \vec{H}_{ext}$) lorsqu'elle est prépondérante.

3.1.1.2. Énergie d'anisotropie

L'anisotropie traduit l'interaction entre la symétrie de l'environnement atomique et le moment magnétique d'un matériau. Il existe deux principaux types d'anisotropie : l'anisotropie magnétocristalline, et l'anisotropie de forme (liée au champ démagnétisant)

[Daalderop 2005], [DeJonge 2005].

3.1.1.2.1. Anisotropie magnétocristalline

L'anisotropie magnétocristalline est liée à la symétrie de l'environnement atomique dans le matériau magnétique. En effet, dans un cristal magnétique l'énergie totale dépend de l'orientation de l'aimantation par rapport aux axes de symétrie du réseau cristallin. A l'échelle microscopique ce phénomène s'explique à l'aide du couplage spin-orbite. Le couplage spin-orbite traduit l'interaction entre le moment magnétique de spin d'un électron et le champ électrique qu'il ressent lorsqu'il gravite autour du noyau. Ce champ électrique dit « champ cristallin » couple le moment magnétique à la symétrie de l'environnement atomique. Cette énergie est donc bien sûr locale. Si on considère un monocristal simple idéal (sans défaut) alors tous les sites atomiques sont équivalents et on peut exprimer la densité d'énergie d'anisotropie magnétocristalline par unité de volume.

Dans le cas d'une anisotropie uniaxiale (une direction préférentielle), l'énergie d'anisotropie magnétocristalline s'exprime :

$$E_{anis} = \iiint_V K \cdot \sin^2 \theta \cdot dV \quad (3.2)$$

K est la constante d'anisotropie, et θ est l'angle entre l'aimantation M et l'axe d'anisotropie dit de « facile aimantation » ou axe facile.

Cette énergie tend à aligner l'aimantation dans la direction de facile aimantation du cristal magnétique.

3.1.1.2.2. Anisotropie de forme ou champ démagnétisant

L'anisotropie de forme est due à l'interaction entre la distribution d'aimantation et le champ démagnétisant. L'énergie correspondante s'exprime :

$$E_{demag} = -\frac{1}{2} \iiint_V \mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_{demag} dV \quad (3.3)$$

On retrouve l'expression de l'énergie Zeeman mais avec un facteur 1/2 lié au fait que l'énergie d'anisotropie de forme soit une énergie d'interaction « interne » (ou self énergie).

Le champ démagnétisant est le champ créé au niveau d'un élément magnétique par la distribution d'aimantation à laquelle il appartient. Si on se place dans le cas particulier d'un ellipsoïde de révolution avec une distribution uniforme de l'aimantation, alors le champ démagnétisant correspondant est uniforme et peut s'exprimer sous la forme :

$$\vec{H}_{demag} = \begin{pmatrix} H_{dx} \\ H_{dy} \\ H_{dz} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

Les axes (x, y, z) sont les axes principaux de l'ellipsoïde.

La trace du tenseur N est toujours égale à 1. On a donc ici $N_x + N_y + N_z = 1$. Dans le cas particulier d'une sphère, on a $N_x = N_y = N_z = 1/3$. Dans le cas général, les coefficients du tenseur N sont difficiles à obtenir [Osborn 1945]. Il est important de noter que N dépend de la forme de l'échantillon et non de sa taille. C'est pourquoi on parle d'anisotropie de forme.

Dans le cas 'réel' où on ne peut considérer l'échantillon comme un ellipsoïde, la distribution d'aimantation non uniforme (équivalente à une distribution de charges magnétiques non uniforme) crée un champ démagnétisant non uniforme difficile à appréhender dans les calculs mais qui peut jouer un rôle très important pour le retournement de l'aimantation d'une particule magnétique.

Si, de manière à simplifier le calcul, on considère une distribution d'aimantation uniforme dans le plan (x, y) telle que $\vec{M} = M_s \cdot (\cos \theta \cdot \vec{x} + \sin \theta \cdot \vec{y})$, l'énergie d'anisotropie de forme s'écrit :

$$E_{\text{demag}} = -\frac{\mu_0 M_s^2 V}{2} (N_x \cos^2 \theta + N_y \sin^2 \theta) = \frac{\mu_0 M_s^2 V}{2} (N_x - N_y) \sin^2 \theta + \text{cste} \quad (3.5)$$

On voit que l'on peut définir une constante $K_{\text{eff}} = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} (N_x - N_y)$. C'est pourquoi, on décrit

ce terme comme un terme d'anisotropie effective, lié à la forme de l'échantillon.

Dans la majorité des calculs, on fait des approximations de manière à considérer uniquement des champs démagnétisants uniformes.

L'énergie d'anisotropie de forme tend à aligner l'aimantation suivant les « contours » de la forme de l'échantillon.

3.1.1.3. Energie d'échange

L'énergie d'échange est une énergie d'interaction entre les spins des électrons. Elle traduit la compétition entre l'interaction coulombienne et le principe d'exclusion de Pauli qui spécifie que deux fermions ne peuvent être dans le même état. Cette compétition se traduit à l'échelle atomique par la règle de remplissage de Hund. En effet, deux électrons de même spin ne peuvent occuper le même état d'espace. L'interaction coulombienne entre deux électrons de même spin est donc beaucoup moins importante que celle obtenue pour des spins antiparallèles. Cette différence d'énergie coulombienne se traduit par une interaction favorisant l'alignement parallèle des spins des électrons. C'est ce qu'on appelle l'interaction d'échange. Dans la réalité, l'interaction d'échange peut-être intra-atomique comme décrite ci-dessus, ou interatomique à travers les électrons de valence dans les métaux. C'est une interaction locale à courte portée (de l'ordre de quelques distances interatomiques). Lorsqu'on détruit le parallélisme de l'aimantation, on crée une énergie d'échange qui s'exprime sous la forme :

$$E_{\text{exch}} = \iiint_V A (\vec{\nabla} \vec{m})^2 dV \quad (3.6)$$

avec $\vec{m} = \frac{\vec{M}}{M_s}$ et A constante de raideur d'échange.

3.1.2. Energies magnétiques d'interaction entre deux couches d'un SAF

Nous allons désormais nous intéresser aux énergies liées aux interactions entre les deux couches du système antiferromagnétique synthétique.

3.1.2.1. Energie d'interaction dipolaire

L'énergie dipolaire est le pendant de l'énergie d'anisotropie de forme pour des distributions d'aimantations extérieures à l'échantillon magnétique. Elle traduit l'interaction entre la distribution d'aimantation de l'échantillon et la distribution d'aimantation extérieure lorsque deux éléments magnétiques sont à proximité l'un de l'autre.

Cette énergie s'exprime sous la forme :

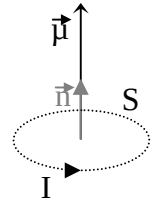
$$E_{dip} = -\frac{1}{2} \iiint_{V_{\text{échantillon}}} \mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_{dip} dV \quad (3.7)$$

On retrouve l'expression de l'énergie Zeeman mais avec un facteur 1/2 comme pour l'énergie démagnétisante lié au fait que l'énergie dipolaire est une énergie mutuelle [Hubert 1998].

Le champ dipolaire H_{dip} correspond au champ magnétique rayonné par la distribution d'aimantation extérieure à l'échantillon.

On se place dans le cas d'un système simple d'interaction de deux moments magnétiques dipolaires [Chappert 2004].

On définit le moment magnétique dipolaire $\vec{\mu}$ associé à une boucle de courant infinitésimale de surface S et parcourue par un courant I tel que : $\vec{\mu} = I \cdot S \cdot \vec{n}$.



La densité volumique d'énergie d'interaction entre deux moments magnétiques dipolaires

séparés par la distance r peut s'écrire : $e_{dip} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{\vec{\mu}_1 \cdot \vec{\mu}_2}{r^3} - 3 \cdot \frac{(\vec{\mu}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\mu}_2 \cdot \vec{r})}{r^5} \right) \quad (3.8)$

Pour une distribution de moment magnétique, l'expression du champ dipolaire se complique tout comme pour le champ démagnétisant.

3.1.2.2. Energie d'interaction d'échange intercouches

Nous avons vu au paragraphe précédent le phénomène d'interaction d'échange courte portée liée aux électrons de valence. L'interaction d'échange intercouches est due aux électrons de conduction. Dans le système qui nous intéresse, on considère un couplage d'échange interfacial entre deux couches magnétiques à travers une couche non magnétique. L'effet a été découvert en 1986 par C.F. Majkrzak sur des structures multi couches de terre rare

[Majkrzak 1986], et observé plus tard par S. Parkin en 1990 sur des multicouches métaux ferromagnétiques, métaux normaux [Parkin 1990].

Les électrons de conduction sont polarisés en spin dans les couches ferromagnétiques, nous avons vu au Chapitre 1 que cette polarisation se traduisait par un décalage des densités d'états des spins up et down au niveau de Fermi. Lorsqu'on considère une tricouche Ferromagnétique/Métal normal/Ferromagnétique, les coefficients de transmission et de réflexion à chaque interface dépendent de l'orientation des aimantations des couches magnétiques. Du fait du confinement des électrons dans l'espaceur et d'effets d'interférences aux interfaces, en fonction de l'épaisseur de l'espaceur, on favorise ainsi énergétiquement la configuration parallèle ou la configuration anti-parallèle.

On a deux couches magnétiques d'aimantations respectives $\vec{M}_1 = M_{s1} \cdot \vec{m}_1$ et $\vec{M}_2 = M_{s2} \cdot \vec{m}_2$ séparées par une couche d'espaceur qui crée un couplage d'échange entre les deux couches. La constante d'interaction intercouches J est positive pour un couplage ferromagnétique et négative pour un couplage antiferromagnétique.

L'énergie correspondant à ce couplage entre les deux couches magnétiques s'exprime :

$$\boxed{E_{ech} = - \iint_S J \cdot \vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 dS} \quad (3.9)$$

Dans notre cas, J est négatif et cette énergie tend à aligner les aimantations des deux couches magnétiques anti-parallèlement.

Nous avons donc vu les différentes énergies en compétition dans les systèmes magnétiques. Nous allons désormais nous intéresser à notre système particulier : un système tri couche antiferromagnétique synthétique.

3.2. Approximations du calcul.

Nous détaillerons dans ce paragraphe les différentes approximations que nous avons faites pour aboutir à l'expression de l'énergie totale du système. Dans un premier temps, nous décrirons le système étudié, puis nous verrons quelles hypothèses nous avons faites sur chaque terme d'énergie.

3.2.1. Système étudié

Notre système correspond à la couche libre d'une jonction tunnel magnétique du type 'Savtchenko' [Savtchenko 2003]. C'est un antiferromagnétique synthétique composé de deux couches ferromagnétiques d'épaisseurs t_1 et t_2 séparées par une couche de Ruthénium d'épaisseur t .

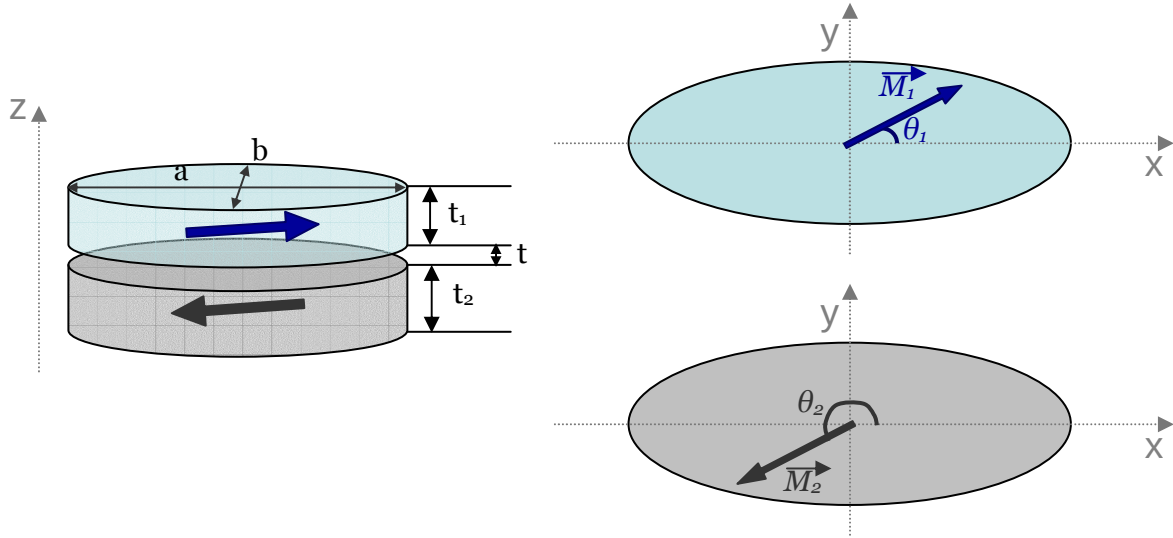


Figure 3.1 : Description schématique du système étudié.

La Figure 3.1 décrit schématiquement ce système. On définit a : grand axe de l'ellipse et b : petit axe de l'ellipse. L'axe facile est dans la direction x , de même que le grand axe de l'ellipse. Le petit axe de l'ellipse est suivant la direction y .

On définit les angles θ_1 : angle entre M_1 et l'axe facile et θ_2 : angle entre M_2 et l'axe facile.

De manière à simplifier le calcul, on suppose :

Hypothèse 1 : Les deux couches magnétiques sont identiques seule leur épaisseur peut être différente.

L'hypothèse 1 est valide si on considère des couches magnétiques sans défaut (de grande qualité), des matériaux identiques et une gravure identique pour les deux couches

magnétiques. Ceci est assez bien vérifié dans la pratique, même s'il peut y avoir des effets de bords liés à la gravure.

Hypothèse 2 : Les deux couches magnétiques sont assimilées à des ellipsoïdes de révolution.

L'hypothèse 2 est vérifiée dans la limite où les couches magnétiques peuvent être considérées comme des ellipsoïdes. Dans la réalité, les couches minces sont plus des cylindres de base elliptique mais on considère que pour des épaisseurs très faibles on peut légitimement faire l'approximation que le comportement est le même que pour des ellipsoïdes.

On se place dans le cas d'un ellipsoïde extrêmement plat (t_1 ou $t_2 \ll a$ ou b), d'après [Osborn 1945], les coefficients du tenseur démagnétisant vérifient les relations suivantes :

$$\begin{cases} N_{x1} = \frac{t_1}{a} \cdot \sqrt{1-e^2} \cdot \frac{K(e) - E(e)}{e^2} \\ N_{y1} = \frac{t_1}{a} \cdot \frac{E(e) - (1-e^2)K(e)}{e^2 \cdot \sqrt{1-e^2}} \\ N_{z1} = \left(1 - \frac{t_1 E(e)}{a \cdot \sqrt{1-e^2}} \right) \end{cases} \quad (3.10)$$

avec $e = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}}$, K et E sont les intégrales elliptiques complètes de premier ordre et de second ordre de paramètre e.

Si on considère une ellipse de rapport de forme $\frac{a}{b} = 2$, alors $e^2 = 0.75$ et on trouve, à l'aide de Mathematica, $K(e) = 2.156$ et $E(e) = 1.211$.

Pour des dimensions $a = 200$ nm, $b = 100$ nm et $t = 5$ nm, on trouve :

$$N_x = 0.01575 \quad N_y = 0.0448 \quad N_z = 0.93945$$

Nous allons comparer ces valeurs à celles trouvées à l'aide d'autres méthodes de calculs (et donc d'autres approximations).

Les calculs numériques micromagnétiques permettent d'aboutir à la formule suivante pour des plaquettes elliptiques [Chappert 2006]:

$$K_{eff} = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} (N_x - N_y) = \frac{\mu_0 M_s^2}{2} \cdot \frac{2 \cdot (AR - 1)}{3AR} \left(\frac{t_1}{b} \right)^{0.68} \quad (3.11)$$

AR est le rapport d'aspect, $AR = a/b$.

D'autre part, les composantes du tenseur démagnétisant vérifient la relation : $N_x + N_y + N_z = 1$. Donc, en connaissant N_z , on peut calculer N_x et N_y .

Dans un premier temps, nous allons choisir $N_z = 0.93945$ de même que précédemment. Pour une plaquette elliptique de volume équivalent à l'ellipsoïde choisi précédemment, on obtient : $N_x = 0.01671$ (erreur de 6%) et $N_y = 0.04384$ (erreur de 2%).

Si maintenant, on calcule le N_z à l'aide de la formule de Crabtree pour une plaquette cylindrique équivalente [Crabtree 1977] :

$$N_z = \frac{2R}{L} \cdot \left(\frac{4}{3\pi} - \int_0^\infty \frac{J_1^2(x)}{x^2} \exp\left(-\frac{Lx}{R}\right) dx \right) \quad (3.12)$$

avec R rayon du cylindre, L hauteur du cylindre et J_1 première fonction de Bessel.

On trouve $N_z = 0.92718$ (soit une erreur de 1.3 % par rapport à la valeur d'Osborn).

En prenant ce N_z et la formule précédente, on trouve :

$N_x = 0.0228$ (erreur de 44%) et $N_y = 0.0499$ (erreur de 11%).

De manière à effectuer une dernière vérification, nous avons calculé les coefficients du tenseur démagnétisant à l'aide de l'énergie démagnétisante calculée par OOMMF (cf. Chapitre 2). Nous avons trouvé :

$N_x = 0.0173$ (erreur de 10%) $N_y = 0.0428$ (erreur de 4%) $N_z = 0.9398$ (erreur de 0.04%)

Nous considérerons donc par la suite cette hypothèse comme justifiée.

Hypothèse 3 : Les distributions d'aimantations des deux couches magnétiques sont uniformes et on note les aimantations des deux couches respectivement $\vec{M}_1 = M_s \cdot \vec{m}_1$ et $\vec{M}_2 = M_s \cdot \vec{m}_2$. M_s est le même pour les deux couches (cf. Hyp. 1).

L'hypothèse 3 est vérifiée pour des dimensions latérales (dans le plan) des couches suffisamment faibles. La compétition entre l'interaction d'échange qui tend à garder les moments magnétiques parallèles et l'énergie dipolaire résulte en l'apparition de domaines magnétiques. Pour que les domaines n'apparaissent pas et donc que les couches magnétiques puissent être considérées comme mono-domaine, il faut que l'interaction d'échange l'emporte sur l'énergie dipolaire [Albuquerque 2002]. Il existe une dimension critique pour laquelle le rapport entre l'énergie nécessaire pour créer une paroi de domaine et l'énergie dipolaire devient supérieur à 1, et, dans ce cas, l'état mono-domaine est énergétiquement plus stable. Pour plus de détails sur les domaines magnétiques et la détermination des longueurs critiques, je renvoie le lecteur à l'ouvrage de A. Hubert et R. Schäfer '*Magnetic Domains*' publié par Springer [Hubert 1998]. Cette hypothèse est nécessaire si l'on ne souhaite pas faire des calculs micromagnétiques.

Hypothèse 4 : Les aimantations M_1 et M_2 sont supposées restant dans le plan des couches magnétiques sous l'effet de l'anisotropie de forme ($N_z \gg N_x, N_y$).

L'hypothèse 4 se vérifie lorsque les épaisseurs des couches magnétiques sont suffisamment faibles. En effet, l'énergie nécessaire pour faire sortir l'aimantation hors du plan devient alors trop importante (elle doit compenser l'énergie d'anisotropie et, surtout l'énergie d'anisotropie de forme). Ici l'épaisseur des couches est de l'ordre de 5 nm alors que les dimensions latérales sont de l'ordre de quelques centaines de nm. Le rapport d'aspect rend l'énergie d'anisotropie de forme suffisamment importante pour considérer que les aimantations restent dans le plan des couches. Nous vérifions cette hypothèse à l'aide d'une simulation avec le logiciel de calcul micromagnétique LLG.

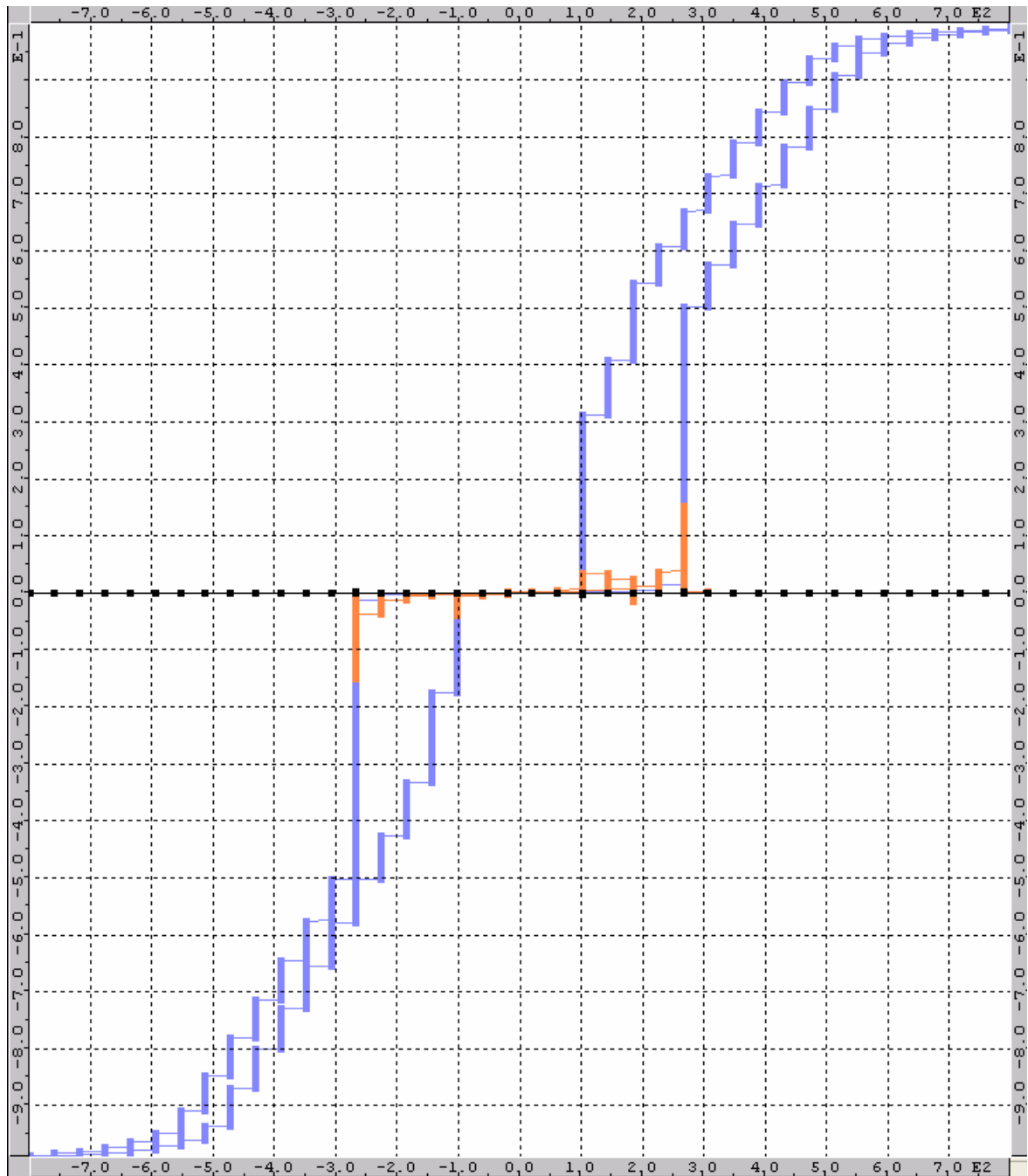


Figure 3.2 : Composantes M_x (en bleu), M_y (en orange) et M_z (en noir) lors d'un cycle d'hystérésis pour un champ magnétique appliqué suivant l'axe facile (x).

La Figure 3.2 représente les composantes M_x , M_y et M_z d'un système de deux couches magnétiques de Permalloy couplées antiferromagnétiquement lorsqu'on applique un champ magnétique le long de l'axe facile suivant la séquence (+800 Oe $\rightarrow$ -800 Oe $\rightarrow$ +800 Oe). La composante suivant z reste nulle lors du cycle d'hystérésis, on considère donc cette hypothèse comme valide par la suite.

Hypothèse 5 : L'anisotropie magnétocristalline est uniaxiale et l'axe d'anisotropie correspond au grand axe de l'ellipsoïde.

Enfin, l'hypothèse 5 est valide lorsque l'anisotropie magnétocristalline du matériau utilisé pour réaliser les couches magnétiques est uniaxiale et que sa direction de facile aimantation correspond à l'axe long de l'ellipse des couches. Ici, on utilise du Permalloy pour réaliser les couches magnétiques. Le Permalloy possède une anisotropie uniaxiale que l'on peut orienter lors de son dépôt en appliquant un champ magnétique. Nous pouvons donc considérer que cette hypothèse est vérifiée.

Nous allons donc intégrer ces hypothèses dans les expressions des différents termes d'énergie que nous avons introduit au paragraphe 3.1, pour déterminer une expression approximative de l'énergie du système décrit par la Figure 3.1.

3.2.2. Hypothèses simplificatrices pour le calcul de l'énergie

Dans ce paragraphe, nous allons réécrire chaque terme d'énergie du système en prenant en compte les hypothèses simplificatrices.

Les hypothèses 3 et 4 nous permettent de supposer les aimantations M_1 et M_2 uniformes sur l'ensemble du volume de l'échantillon et dans le plan des couches, l'hypothèse 1 nous permet de dire que M_1 et M_2 ont la même aimantation à saturation. Donc, d'après les hypothèses 1, 3 et 4, on peut écrire les aimantations des deux couches magnétiques telles que :

$$\begin{aligned}\vec{M}_1 &= M_s \cos \theta_1 \cdot \vec{x} + M_s \sin \theta_1 \cdot \vec{y} \\ \vec{M}_2 &= M_s \cos \theta_2 \cdot \vec{x} + M_s \sin \theta_2 \cdot \vec{y}\end{aligned}\tag{3.13}$$

3.2.2.1. Energie Zeeman

Intéressons-nous tout d'abord à l'énergie Zeeman, on applique un champ magnétique H tel que : $\vec{H} = H_x \cdot \vec{x} + H_y \cdot \vec{y}$. Ce champ est uniforme sur l'ensemble de l'échantillon.

Les aimantations des deux couches magnétiques vérifient les relations (3.13).

Nous pouvons donc simplifier la formule (3.1) de manière à obtenir :

$$E_Z = -\mu_0 M_s V_1 [H_x \cdot \cos \theta_1 + H_y \cdot \sin \theta_1] - \mu_0 M_s V_2 [H_x \cdot \cos \theta_2 + H_y \cdot \sin \theta_2] \quad (3.14)$$

où V_1 est le volume de la couche magnétique 1 et V_2 le volume de la couche magnétique 2.

On peut exprimer ces deux volumes en fonction des paramètres géométriques des deux

couches défini par la Figure 3.1. On obtient : $V_1 = \frac{\pi a b t_1}{4} = t_1 S$ et $V_2 = \frac{\pi a b t_2}{4} = t_2 S$ où S

correspond à la section de l'empilement. L'énergie de Zeeman se simplifie donc en :

$$E_Z = -\mu_0 M_s S \cdot (t_1 \cdot [H_x \cdot \cos \theta_1 + H_y \cdot \sin \theta_1] + t_2 \cdot [H_x \cdot \cos \theta_2 + H_y \cdot \sin \theta_2]) \quad (3.15)$$

3.2.2.2. Energie d'anisotropie magnétocristalline.

D'après l'hypothèse 5, on suppose pour ce système une anisotropie magnétocristalline uniaxiale, d'axe facile orienté suivant la direction du grand axe de l'ellipse des couches. On

définit donc le champ d'anisotropie magnétocristalline H_k tel que : $\vec{H}_k = \frac{2}{\mu_0 M_s} K \cdot \vec{x}$. On

considère ce champ d'anisotropie uniforme sur l'ensemble de l'échantillon.

L'hypothèse 1 nous indique que ce champ d'anisotropie est identique pour les deux couches magnétiques considérées.

On peut donc exprimer l'énergie d'anisotropie magnétocristalline définie par la formule (3.2) telle que :

$$E_{anis} = \frac{\mu_0 M_s}{2} H_k \cdot (V_1 \sin^2 \theta_1 + V_2 \sin^2 \theta_2) = \frac{\mu_0 M_s S}{2} H_k \cdot (t_1 \sin^2 \theta_1 + t_2 \sin^2 \theta_2) \quad (3.16)$$

3.2.2.3. Energie d'anisotropie de forme.

L'hypothèse 2 décrit les deux couches magnétiques comme des ellipsoïdes. Cette hypothèse permet de considérer le champ démagnétisant uniforme dans chaque couche magnétique de l'échantillon. Les coefficients du tenseur démagnétisant dépendent des dimensions des couches magnétiques, ils sont donc différents pour les deux couches.

Les aimantations des deux couches magnétiques vérifient les relations (3.13).

On peut donc écrire le champ démagnétisant pour la première couche magnétique H_{demag1}

sous la forme : $\vec{H}_{demag1} = -N_{x1} M_s \cos \theta_1 \cdot \vec{x} - N_{y1} M_s \sin \theta_1 \cdot \vec{y}$.

De même, pour la deuxième couche magnétique, le champ démagnétisant H_{demag2} s'écrit sous la forme : $\vec{H}_{demag2} = -N_{x2}M_s \cos \theta_2 \cdot \vec{x} - N_{y2}M_s \sin \theta_2 \cdot \vec{y}$.

Nous pouvons donc décrire les énergies d'anisotropie de forme pour les deux couches magnétiques 1 et 2 définie par la Formule (3.3) telles que :

$$E_{demag1} = \frac{\mu_0}{2} M_s^2 V_1 \cdot (N_{x1} \cos^2 \theta_1 + N_{y1} \sin^2 \theta_1) = \frac{\mu_0}{2} M_s^2 St_1 \cdot (N_{x1} \cos^2 \theta_1 + N_{y1} \sin^2 \theta_1) \quad (3.17)$$

$$E_{demag2} = \frac{\mu_0}{2} M_s^2 V_2 \cdot (N_{x2} \cos^2 \theta_2 + N_{y2} \sin^2 \theta_2) = \frac{\mu_0}{2} M_s^2 St_2 \cdot (N_{x2} \cos^2 \theta_2 + N_{y2} \sin^2 \theta_2) \quad (3.18)$$

3.2.2.4. Energie d'échange.

D'après l'hypothèse (3), les distributions d'aimantations dans les couches magnétiques sont uniformes. Par conséquent, dans chacune des couches, tous les moments magnétiques sont parallèles entre eux. L'énergie d'échange dans chacune des couches est donc nulle.

3.2.2.5. Energie d'interaction dipolaire.

La principale hypothèse que l'on fait pour calculer l'énergie d'interaction dipolaire de ce système, est de considérer que le champ dipolaire créé par la couche 1 sur la couche 2 est égal à H_{demag1} et que le champ dipolaire créé par la couche 2 sur la couche 1 est égal à H_{demag2} . Cela revient à considérer le champ dipolaire égal au champ de fuite avec un rebouclage complet des lignes de champ d'une couche à l'autre. Cette hypothèse est valide si on considère des épaisseurs t de la couche d'espaceur extrêmement fines.

De même que précédemment, on considère que le champ dipolaire est uniforme sur le volume des couches magnétiques.

On peut donc écrire l'énergie dipolaire due à l'interaction de la couche 1 sur la couche 2 telle que :

$$E_{dip1 \rightarrow 2} = -\frac{1}{2} \iiint_{V_2} \mu_0 \vec{M}_2 \cdot \vec{H}_{dip1} dV = \frac{\mu_0}{2} M_s^2 St_2 \cdot (N_{x1} \cos \theta_1 \cos \theta_2 + N_{y1} \sin \theta_1 \sin \theta_2) \quad (3.19)$$

De même, on écrit l'énergie dipolaire due à l'interaction de la couche 2 sur la couche 1 telle que :

$$E_{dip2 \rightarrow 1} = -\frac{1}{2} \iiint_{V_1} \mu_0 \vec{M}_1 \cdot \vec{H}_{dip2} dV = \frac{\mu_0}{2} M_s^2 St_1 \cdot (N_{x2} \cos \theta_1 \cos \theta_2 + N_{y2} \sin \theta_1 \sin \theta_2) \quad (3.20)$$

De manière à valider cette hypothèse, nous allons comparer l'énergie d'interaction dipolaire ainsi obtenue à l'énergie d'interaction de deux dipôles et à l'énergie d'interaction entre un dipôle et un cylindre uniformément aimanté.

Nous avons vu au paragraphe 3.1.2.1. que l'énergie d'interaction entre 2 dipôles magnétiques

$$s'écrit : E_{dip0} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \left(\frac{\vec{\mu}_1 \cdot \vec{\mu}_2}{r^3} - 3 \frac{(\vec{\mu}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\mu}_2 \cdot \vec{r})}{r^5} \right) = \frac{\mu_0 M_s^2 V_1 V_2}{4\pi \cdot r^3} \cos(\theta_1 - \theta_2) \quad (3.21)$$

On considère deux dipôles de moments magnétiques dipolaires μ_1 et μ_2 séparés par la distance $\vec{r} = r \cdot \vec{z}$ tels que : $\vec{\mu}_i = V_i \vec{M}_i = V_i M_s \cdot (\cos \theta_i \cdot \vec{x} + \sin \theta_i \cdot \vec{y})$.

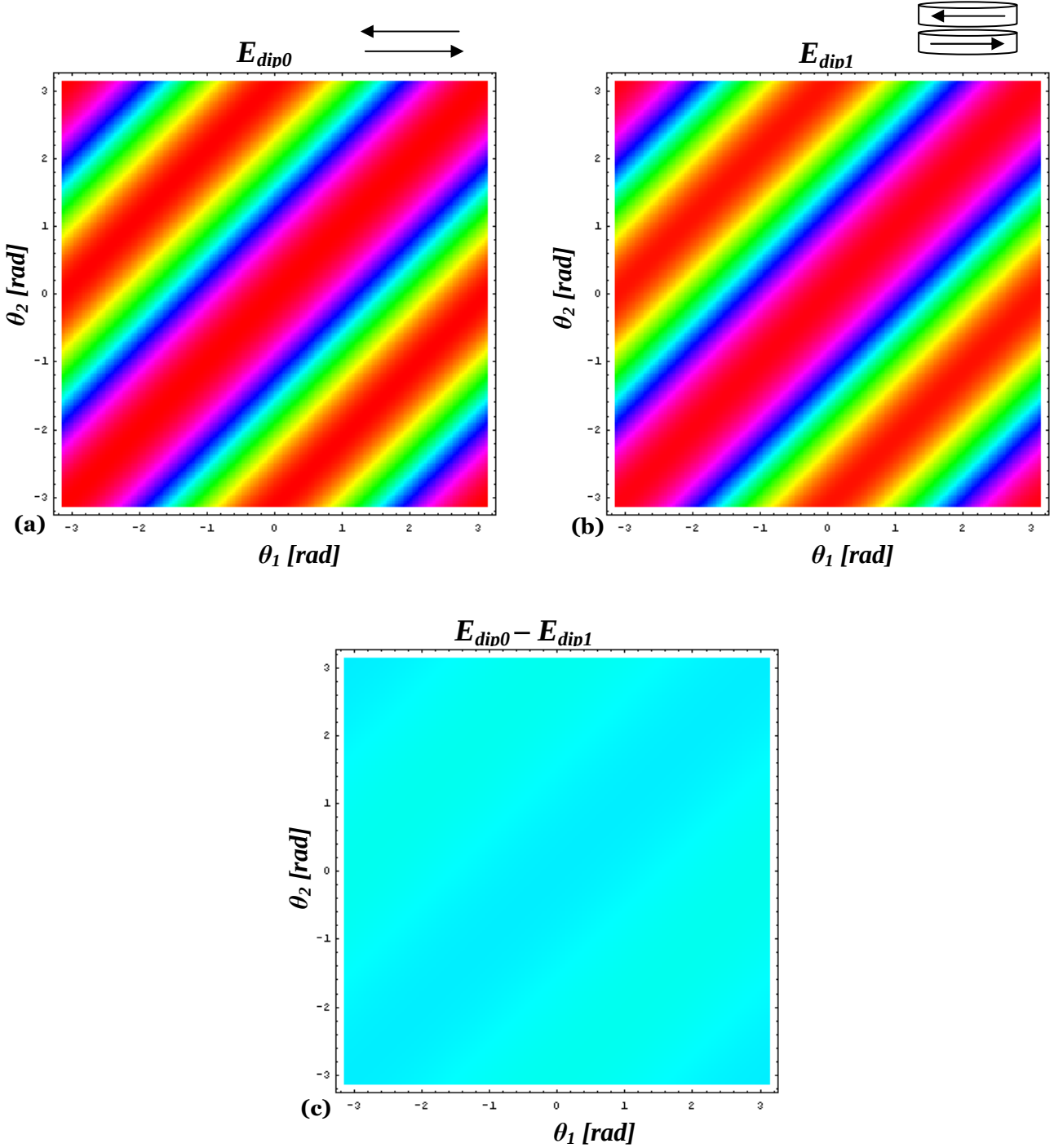


Figure 3.3 : énergies d'interaction dipolaires en fonction des angles θ_1 et θ_2
 (a) pour 2 dipôles magnétiques séparés par une distance r
 (b) pour 2 cylindres uniformément aimantés dans l'approximation utilisée ici
 (c) différence des deux énergies d'interaction dipolaires

On trace sur la Figure 3.3 les énergies d'interaction dipolaires obtenues en fonction des angles θ_1 et θ_2 , pour deux dipôles magnétiques séparés par une distance r (a) et pour l'approximation précédente (formules (3.19), (3.20)) dans le cas de deux cylindres uniformément aimantés (b), ainsi que la différence entre ces deux énergies (c).

On voit clairement sur cette Figure que les énergies dipolaires calculées par les deux méthodes sont très proches. En effet, le maximum de la différence d'énergie représentée sur la Figure 3.3 (c) est égal à $1,62 \cdot 10^{-18}$ J ce qui correspond à une erreur de 2 % sur l'énergie.

Si maintenant, au lieu de considérer deux dipôles magnétiques, on considère l'interaction entre un dipôle magnétique et un cylindre uniformément aimanté, l'énergie d'interaction s'écrit :

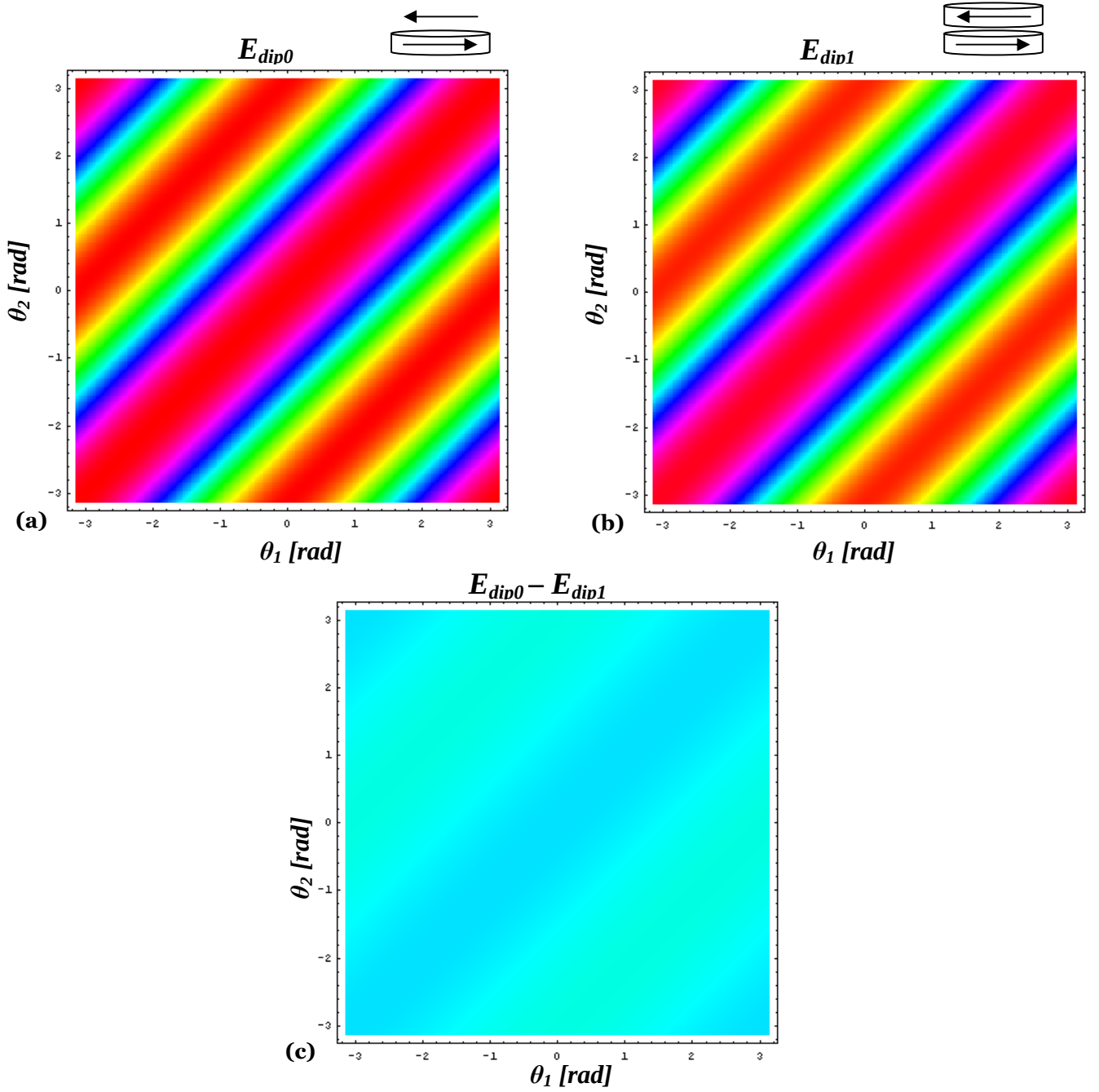
$$E_{dip0bis} = \frac{\mu_0 V_1 M_s^2}{4\pi} \cos(\theta_1 - \theta_2) \iiint_{V_2} \frac{dV}{r^3}. \quad (3.22)$$

De même que précédemment, on trace sur la Figure 3.4 les énergies d'interaction dipolaires obtenues en fonction des angles θ_1 et θ_2 .

La Figure 3.4 (a) représente l'énergie $E_{dip0bis}$ en fonction de (θ_1, θ_2) , la Figure 3.4 (b) représente l'énergie correspondante calculée à l'aide des formules (3.19) et (3.20), et, enfin, la Figure 3.4 (c) représente la différence entre ces deux énergies.

Le maximum de la différence d'énergie représentée sur la Figure 3.4 (c) correspond ici à une erreur de 3.8 % sur l'énergie.

Là encore, l'accord trouvé entre les deux énergies confirme la validité de l'approximation choisie pour calculer l'énergie d'interaction dipolaire entre les deux couches magnétiques.



*Figure 3.4 : énergies d'interaction dipolaires en fonction des angles θ_1 et θ_2
 (a) pour 1 dipôle magnétique et un cylindre uniformément aimanté séparés par une distance r
 (b) pour 2 cylindres uniformément aimantés dans l'approximation utilisée ici
 (c) différence des deux énergies d'interaction dipolaires*

3.2.2.6. Energie d'interaction d'échange intercouches.

Concernant l'énergie d'échange, on suppose que le couplage d'interaction d'échange J entre les couches magnétiques 1 et 2 est uniforme sur l'ensemble de la surface S séparant les deux couches.

Les relations (3.13) permettent d'écrire les vecteurs m_1 et m_2 sous la forme :
 $\vec{m}_1 = \cos \theta_1 \cdot \vec{x} + \sin \theta_1 \cdot \vec{y}$ et $\vec{m}_2 = \cos \theta_2 \cdot \vec{x} + \sin \theta_2 \cdot \vec{y}$.

La surface S des couches magnétiques 1 et 2 s'exprime suivant les paramètres géométriques définis plus haut : $S = \frac{ab\pi}{4}$.

On peut donc exprimer l'énergie d'échange telle que :

$$\boxed{E_{ech} = - \iint_S J \cdot \vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2 dS = -JS \cdot (\cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2)} \quad (3.23)$$

Nous avons vu dans ce paragraphe les différentes hypothèses simplificatrices que nous avons faites et nous en avons déduit les expressions des différents termes d'énergie pour le système antiferromagnétique synthétique considéré.

3.3. Expression de l'énergie totale.

Nous allons désormais pouvoir exprimer l'énergie totale d'un système antiferromagnétique synthétique (plus généralement d'un système de deux couches magnétiques couplées) et nous intéresser à son comportement en fonction des différents paramètres magnétiques.

3.3.1. Calcul de l'énergie totale

L'énergie totale du système est la somme des différents termes d'énergie que nous avons exprimés au paragraphe précédent.

On peut donc l'écrire :

$$E_{tot}(\theta_1, \theta_2) = \frac{\mu_0 M_s}{2} \frac{ab\pi}{4} \cdot \left(t_1 \cdot \left(-2H_x \cos \theta_1 - 2H_y \sin \theta_1 + H_k \sin^2 \theta_1 + M_s N_{x1} \cos^2 \theta_1 + M_s N_{y1} \sin^2 \theta_1 \right) + \right. \\ \left. t_2 \cdot \left(-2H_x \cos \theta_2 - 2H_y \sin \theta_2 + H_k \sin^2 \theta_2 + M_s N_{x2} \cos^2 \theta_2 + M_s N_{y2} \sin^2 \theta_2 \right) + \right. \\ \left. \left(\frac{-2J}{\mu_0 M_s} (\cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2) \right) \right) \quad (3.24)$$

De manière à mieux se représenter les dimensions de cette énergie, nous allons évaluer sa valeur dans le cadre d'un exemple.

On se place dans le cas d'un ellipsoïde extrêmement plat (t_1 ou $t_2 \ll a$ ou b), d'après [Osborn 1945], nous avons déjà vu que les coefficients du tenseur démagnétisant vérifient les relations suivantes :

$$\begin{cases} N_{x1} = 4\pi \cdot \frac{t_1}{a} \cdot \sqrt{1-e^2} \cdot \frac{K(e) - E(e)}{e^2} \\ N_{y1} = 4\pi \cdot \frac{t_1}{a} \cdot \frac{E(e) - (1-e^2)K(e)}{e^2 \cdot \sqrt{1-e^2}} \\ N_{z1} = 4\pi \cdot \left(1 - \frac{t_1 E(e)}{a \cdot \sqrt{1-e^2}} \right) \end{cases} \quad (3.25)$$

avec $e = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}}$, K et E sont les intégrales elliptiques complètes de premier ordre et de second ordre de paramètre e.

On trouve les mêmes expressions en remplaçant t_1 par t_2 pour les coefficients du tenseur démagnétisant de la deuxième couche magnétique.

$$\text{On pose alors } n_x = \frac{N_{x1}b}{4\pi \cdot t_1} = \frac{N_{x2}b}{4\pi \cdot t_2} \quad \text{et} \quad n_y = \frac{N_{y1}b}{4\pi \cdot t_1} = \frac{N_{y2}b}{4\pi \cdot t_2}.$$

$$\text{On trouve donc : } n_x = \frac{b^2(K(e) - E(e))}{a^2 - b^2} \quad \text{et} \quad n_y = \frac{a^2 E(e) - b^2 K(e)}{a^2 - b^2}.$$

a et b étant identiques pour les deux couches magnétiques, les coefficients n_x et n_y sont les mêmes pour les deux couches.

Si on considère une ellipse de rapport de forme $\frac{a}{b} = 2$, alors $e^2 = 0.75$ et on trouve, à l'aide de Mathematica, $K(e) = 2.156$ et $E(e) = 1.211$.

$$\text{On calcule donc } n_x = \frac{K(e) - E(e)}{3} = 0.315 \quad \text{et} \quad n_y = \frac{4 \cdot E(e) - K(e)}{3} = 0.896.$$

D'autre part, on prend des valeurs raisonnables pour l'aimantation à saturation et l'anisotropie magnétocristalline :

$$M_s = 795.8 \text{ emu/cm}^3 = 7.96 \cdot 10^5 \text{ A/m [Counil 2005]} \quad \text{et} \quad H_k = 15 \text{ Oe (soit } \mu_0 H_k = 1.5 \text{ mT)}.$$

Le couplage d'interaction d'échange est choisi tel que : $J = -0.05 \text{ erg/cm}^2 = -5 \cdot 10^{-5} \text{ J/m}^2$.

Enfin, les dimensions géométriques de l'échantillon sont choisies telles que : $a = 200 \text{ nm}$, $b = 100 \text{ nm}$, $t_1 = 5 \text{ nm}$ et $t_2 = 7 \text{ nm}$.

Les variations de l'énergie totale en fonction des angles (θ_1, θ_2) sont représentées sur la Figure 3.5.

On voit clairement sur cette Figure que le profil énergétique du système est plus complexe que celui d'une couche magnétique simple tel qu'on l'avait introduit au Chapitre 2.

Les 'billes' sur la courbe représentent les états d'énergie minimale donc les états stables à l'équilibre. On voit qu'ils correspondent aux configurations $(\theta_1 = 0, \theta_2 = \pi)$ et $(\theta_1 = \pi, \theta_2 = 0)$, comme on l'attendait pour un antiferromagnétique synthétique.

Les minima sont séparés par des « cols » (ou points selles). Sur ce graphe, le champ magnétique appliqué est nul. La magnétorésistance tunnel, qui définit les états logiques '0' et '1', varie suivant l'orientation de l'aimantation M_i par rapport à l'aimantation de la couche fixe de l'autre côté de la barrière tunnel. Pour passer de l'état '0' ($\theta_1 = 0$) à l'état '1' ($\theta_1 = \pi$), le chemin de plus faible énergie pour passer d'un minimum à l'autre est représenté sur la Figure 3.5 par la courbe en trait pointillé. Ce chemin doit franchir un point selle correspondant à la barrière d'énergie que nous nous attacherons à calculer par la suite.

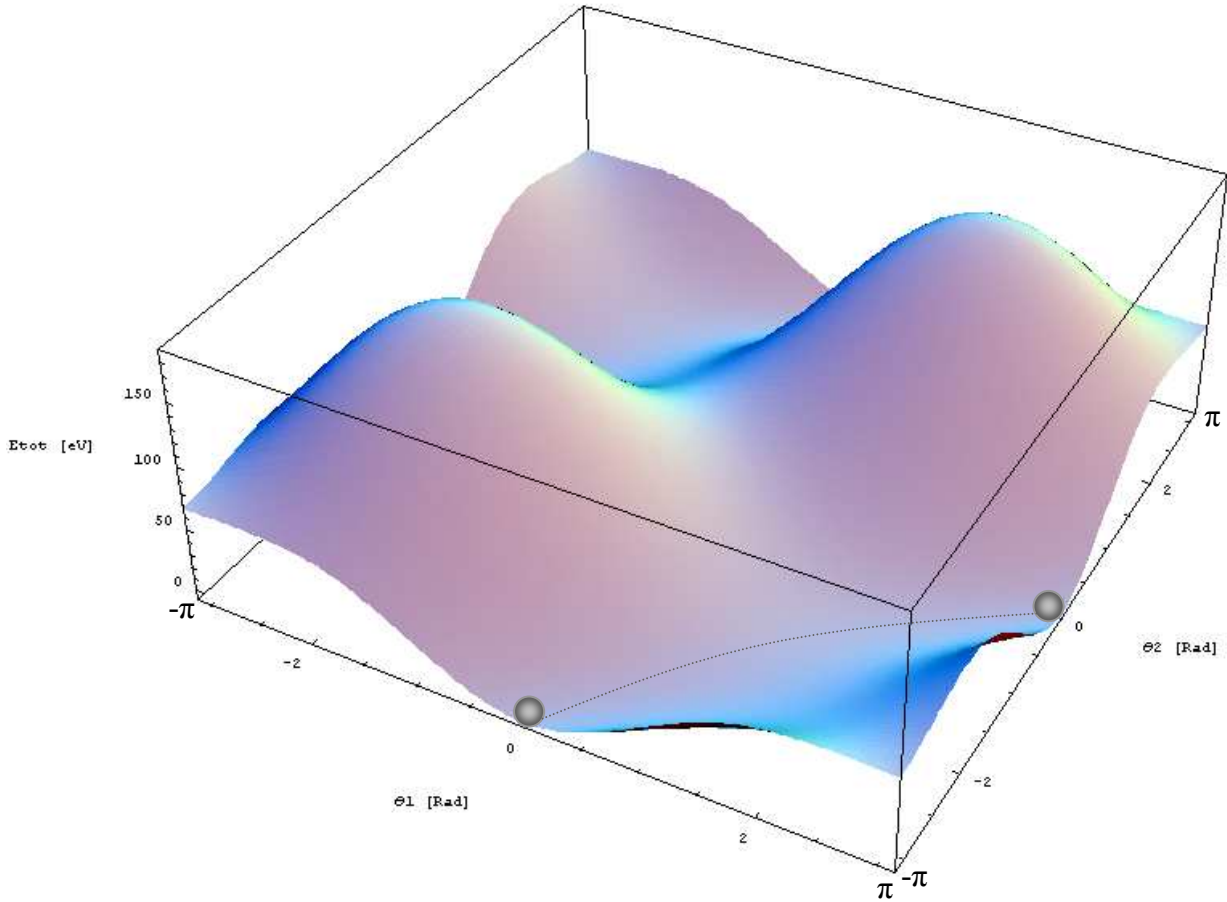


Figure 3.5 : Energie totale d'un système antiferromagnétique synthétique en champ magnétique appliqué nul en fonction des orientations des aimantations M_1 et M_2 .

Si, maintenant, on regarde comment ce profil évolue lorsqu'on applique un champ magnétique, on observe que le paysage énergétique se déforme et les états stables changent de position. Quand un minimum devient point selle (point stationnaire instable), le système passe dans l'état d'énergie minimum le plus proche : les aimantations des deux couches tournent. On observe par exemple que pour un champ magnétique appliqué suffisamment important, on obtient la saturation et les deux aimantations pointent dans la direction du champ appliqué donc pour $(\theta_1 = 0, \theta_2 = 0)$.

Cependant, nous étudierons plus en détail ce comportement sous champ magnétique appliqué dans le paragraphe suivant. En effet, nous allons voir comment, à partir des conditions de stabilité dérivées de l'expression de l'énergie totale que nous venons de calculer, on peut déduire le comportement magnétique du système de deux couches magnétiques couplées.

3.3.2. Diagramme des phases magnétiques du système

En exprimant la position des minima de l'énergie et les conditions pour que ces minima deviennent des points stationnaires instables, on peut retracer le comportement des aimantations en fonction du champ magnétique appliqué et des paramètres magnétiques du système. On aboutit au diagramme des phases magnétiques du système représenté sur la Figure 3.6 [Worledge 2004].

Ce diagramme est obtenu en faisant l'approximation que les deux couches magnétiques sont de même épaisseur soit $t_1 = t_2 = t$ et le champ magnétique est appliqué dans la direction $\bar{x}$.

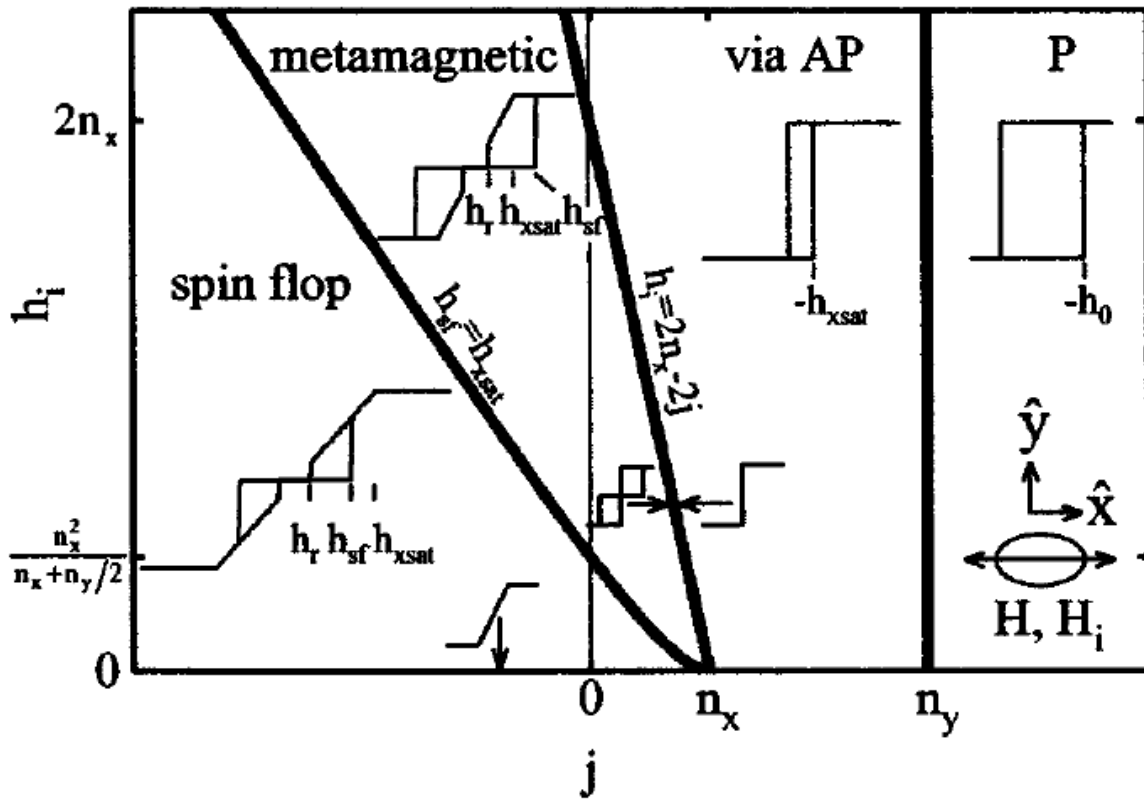


Figure 3.6 : Diagramme des phases magnétiques en fonction du champ d'anisotropie et du couplage d'échange entre les deux couches magnétiques dans le cas où l'anisotropie magnétocristalline $H_i (=H_k)$, le champ appliqué et le grand axe de l'ellipse sont suivant la direction x . Figure extraite de [Worledge 2004].

Il existe quatre phases dans ce diagramme : la phase P (ou parallèle), la phase via AP (ou via antiparallèle), la phase métamagnétique, et enfin la phase qui nous intéresse le plus : la phase spin flop.

Les valeurs représentées sur ce diagramme sont des valeurs simplifiées telles que :

$$h = \frac{Hb}{4\pi M_s t}, \quad h_k = \frac{H_k b}{4\pi M_s t} \quad \text{et} \quad j = \frac{Jb}{4\pi\mu_0 M_s^2 t^2}.$$

Considérons tout d'abord la **phase P**. Ici, le couplage j est fortement positif, par conséquent il est prédominant et de type ferromagnétique. Les aimantations des couches magnétiques tendent à rester parallèles. On peut donc écrire $\theta_1 = \theta_2 = \theta$, et, de manière à décrire le comportement des aimantations, on va chercher les conditions pour être dans un état d'énergie minimum.

Les points stationnaires (minima ou point selle) doivent annuler les dérivées partielles de l'énergie. On écrit donc les dérivées de E par rapport aux deux angles θ_1 et θ_2 et en considérant $t_1 = t_2 = t$ et $\vec{H} = H \cdot \vec{x}$.

Pour plus de cohérence avec la Figure 3.6, nous utilisons les notations simplifiées, on obtient alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_{tot}}{\partial \theta_1} = 0 = h \cdot \sin \theta_1 + (h_k - n_x + n_y) \cdot \sin \theta_1 \cos \theta_1 - (n_x - j) \cdot \sin \theta_1 \cos \theta_2 + (n_y - j) \cdot \cos \theta_1 \sin \theta_2 \\ \frac{\partial E_{tot}}{\partial \theta_2} = 0 = h \cdot \sin \theta_2 + (h_k - n_x + n_y) \cdot \sin \theta_2 \cos \theta_2 + (n_y - j) \cdot \sin \theta_1 \cos \theta_2 - (n_x - j) \cdot \cos \theta_1 \sin \theta_2 \end{cases}$$

On intègre à ces équations la condition $\theta_1 = \theta_2 = \theta$, on obtient la solution du système

$$\text{suivante : } \cos \theta = \frac{-h}{2n_y - 2n_x + h_k}.$$

Le champ h_0 représenté sur la Figure 3.6 comme étant le champ critique de l'hystérésis de la phase P (champ pour lequel (0, 0) perd sa stabilité) correspond donc à $h_0 = 2n_y - 2n_x + h_k$.

Ce champ correspond à la somme du champ d'anisotropie magnétocristalline, du champ d'anisotropie de forme (démagnétisant) et du champ d'interaction dipolaire. C'est le champ magnétique qu'il faut appliquer pour obtenir l'état saturé où les deux aimantations M_1 et M_2 pointent dans la direction du champ appliqué.

Pour trouver la limite de stabilité de la phase P, on calcule le discriminant D de l'énergie.

$$D \text{ est défini tel que : } D = \frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial \theta_1^2} \cdot \frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial \theta_2^2} - \left(\frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial \theta_1 \partial \theta_2} \right)^2. \quad (3.26)$$

Le point (θ_1, θ_2) devient un point selle lorsque D devient négatif. Cette procédure sera répétée pour déterminer l'ensemble des limites des phases du diagramme. Ici, on trouve comme condition de stabilité : $j = n_y$. Cette condition correspond à la séparation verticale entre la phase P et la phase AP. Lorsque j est supérieur à cette limite, le couplage ferromagnétique est suffisamment fort pour que les deux aimantations tournent en restant couplées parallèlement. Cette limite traduit une compétition entre le couplage d'interaction d'échange et l'énergie dipolaire qui défavorise l'alignement des aimantations dans la

direction de l'axe difficile, et favorise une configuration antiparallèle où les charges magnétiques se compensent (cf Chapitre 2).

On considère désormais la **phase viaAP**. Durant cette phase, les aimantations passent de l'état ($\theta_1 = 0, \theta_2 = 0$) à l'état ($\theta_1 = \pi, \theta_2 = \pi$) via une transition (abrupte) où les moments magnétiques sont cantés ($\theta_1 = \theta, \theta_2 = -\theta$), moins coûteuse en énergie dipolaire que la transition de la phase P où les aimantations tournent en restant parallèles. Ainsi, le système passe par un état instable où les aimantations sont antiparallèles telles que ($\theta_1 = \pi/2, \theta_2 = -\pi/2$). C'est pourquoi on nomme cette phase viaAP.

De même que précédemment, on vérifie l'existence de points stationnaires pour l'état

($\theta_1 = \theta, \theta_2 = -\theta$). On trouve la condition : $\cos \theta = \frac{-h}{2j - 2n_x + h_k}$. On en déduit que le champ

h_{xsat} pour lequel l'état (0, 0) perd sa stabilité dans la phase viaAP, représenté sur la Figure 3.6 est égal à : $h_{\text{xsat}} = h_k + 2j - 2n_x$. Ce champ de saturation montre que, pour faire basculer les aimantations M_1 et M_2 , le champ magnétique appliqué doit surpasser le champ d'anisotropie magnétocristalline, le couplage d'interaction d'échange qui maintient les aimantations parallèles et le champ dipolaire qui favorise la direction du grand axe de l'ellipse.

Pour trouver la limite de la phase viaAP, on calcule les conditions pour que D devienne négatif. On trouve comme limite la condition : $h_k = 2n_x - 2j$ qui correspond à la séparation entre la phase viaAP et la phase métamagnétique.

Lorsqu'on a franchi la séparation correspondant à $h_k = 2n_x - 2j$, le couplage d'interaction d'échange (ferromagnétique si >0) devient plus faible devant le couplage dipolaire (antiferromagnétique) entre les couches, et l'état stable en champ appliqué nul n'est plus un état parallèle du type ($\theta_1 = 0, \theta_2 = 0$) mais un état antiparallèle du type ($\theta_1 = 0, \theta_2 = \pi$). Ceci est valable pour la phase métamagnétique et la phase spin flop.

Durant la **phase métamagnétique**, l'état initial à champ nul est donc ($\theta_1 = 0, \theta_2 = \pi$), cet état devient instable pour le champ h_{sf} et les aimantations passent dans l'état stable ($\theta_1 = 0, \theta_2 = 0$). Au retour, l'état ($\theta_1 = 0, \theta_2 = 0$) perd sa stabilité pour un champ h_{xsat} et les aimantations sont alors cantées ($\theta_1 = \theta, \theta_2 = -\theta$) jusqu'au champ h_r où l'état stable devient ($\theta_1 = 0, \theta_2 = \pi$). Entre les champs h_{sf} et h_r , il existe une zone de bistabilité où, suivant l'historique du champ magnétique appliqué il existe plusieurs états métastables. Cette zone correspond à ce qu'on appelle l'hystérésis magnétique (différence aller-retour).

Pour trouver ces champs critiques, on cherche à quelle condition l'état ($\theta_1 = 0, \theta_2 = \pi$) perd sa stabilité. Il est aisé de voir que pour ($\theta_1 = 0, \theta_2 = \pi$), $D < 0$ est équivalent à

$$h^2 > h_{\text{sf}}^2 = h_k^2 + 2h_k(n_y - j). \text{ On trouve donc } h_{\text{sf}} = \sqrt{h_k^2 + 2h_k(n_y - j)}.$$

De la même manière, l'état ($\theta_1 = 0, \theta_2 = 0$) perd sa stabilité pour $D < 0$ soit $h < h_{xsat} = 2n_x - 2j - h_k$.

Enfin, le champ h_r correspond au champ pour lequel l'état ($\theta_1 = \theta, \theta_2 = -\theta$) perd sa stabilité. Nous avons vu pour la phase viaAP que la condition sur les dérivées premières de l'énergie

donne : $\cos \theta = \frac{-h}{2j - 2n_x + h_k}$. Si on regarde quand $D = 0$, en remplaçant $\cos \theta$ par son

expression, on trouve $h_r = (2n_x - 2j - h_k) \cdot \sqrt{\frac{h_k}{2n_y - 2j + h_k}}$.

La limite de séparation de la phase métamagnétique et de la phase spin flop est définie par $h_{xsat} = h_{sf}$. En remplaçant les deux champs critiques par leurs expressions dans cette égalité,

on obtient : $h_k = \frac{(n_x - j)^2}{n_x + \frac{n_y}{2} - \frac{3j}{2}}$. Cette équation correspond à la branche parabolique séparant

les deux phases sur la Figure 3.6.

La **phase spin flop** est très similaire à la phase métamagnétique et nous avons déjà décrit les expressions des champs critiques. Le système que nous allons étudier par la suite se trouve dans la phase spin flop. En effet, nous avons un couplage J antiferromagnétique assez important (soit $j < 0$) et une anisotropie magnétocristalline relativement faible.

On se place dans le cadre de l'exemple du paragraphe 3.3.1 pour $t_1 = t_2 = t = 5$ nm, et on calcule les champs critiques trouvés précédemment :

$$H_{sf} = \sqrt{H_k \cdot \left(2 \cdot \frac{4\pi M_s t}{b} n_y - \frac{2J}{M_s t} + H_k \right)} = 166 \cdot \text{Oe},$$

$$H_{xsat} = 2 \cdot \frac{4\pi M_s t}{b} n_x - \frac{2J}{M_s t} - H_k = 712 \cdot \text{Oe},$$

$$H_r = \left(2 \cdot \frac{4\pi M_s t}{b} n_x - \frac{2J}{M_s t} - H_k \right) \cdot \sqrt{\frac{H_k}{2 \cdot \frac{4\pi M_s t}{b} n_y - \frac{2J}{M_s t} + H_k}} = 64 \cdot \text{Oe}.$$

Le cycle d'hystérésis magnétique correspondant à ce système (cf. Chapitre 4), calculé par simulation à partir de l'énergie du système, est donné en Figure 3.7.

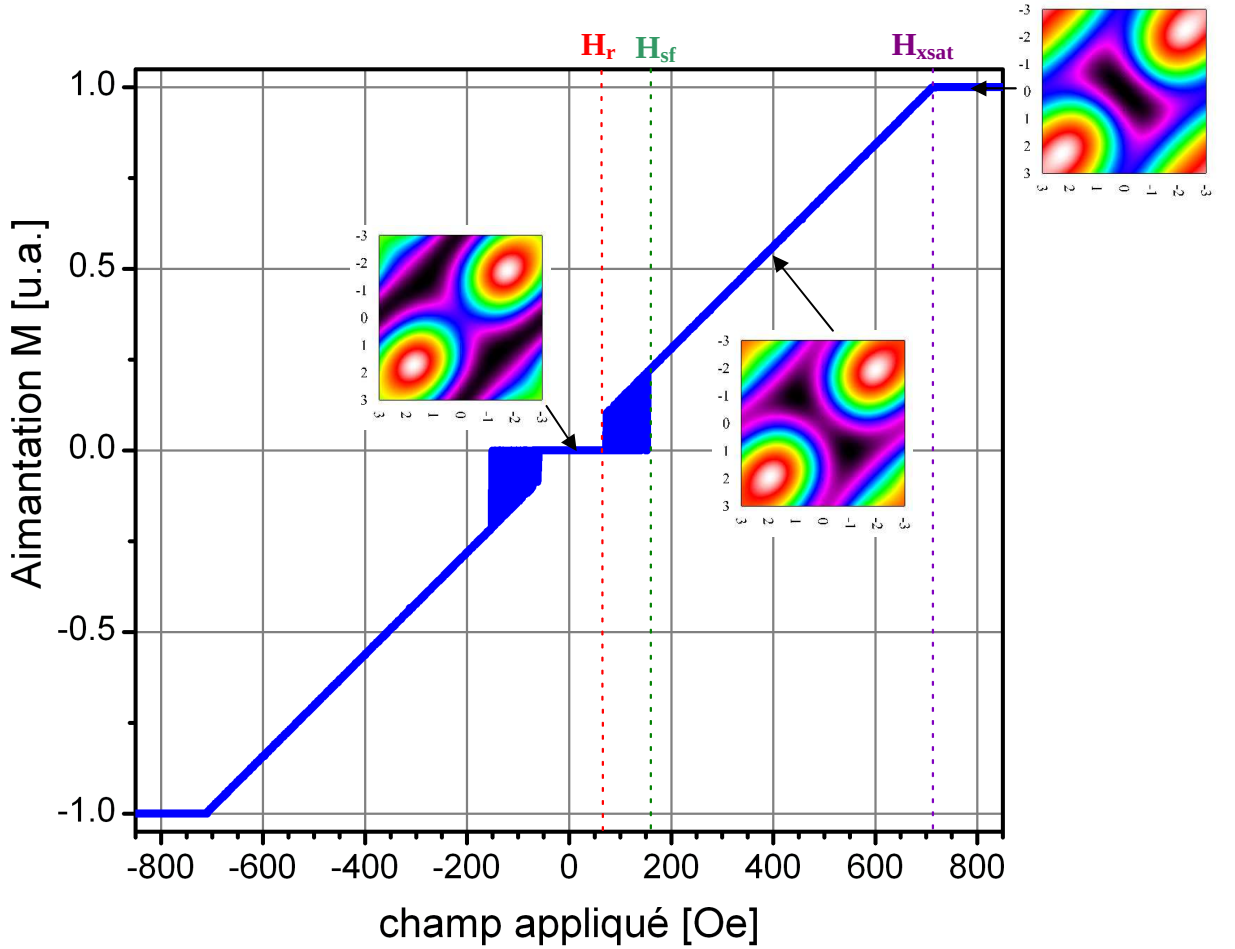


Figure 3.7: Cycle d'hystérésis magnétique correspondant au système décrit plus haut pour un champ magnétique appliqué suivant l'axe facile. On retrouve les valeurs des champs critiques calculées précédemment. En insert, on a représenté les paysages énergétiques pour trois situations particulières : $(0, \pi)$, $(\theta, -\theta)$ et $(0, 0)$.

On retrouve sur ce cycle d'hystérésis, les champs critiques que nous venons de calculer et l'allure caractéristique du cycle d'hystérésis dans la phase spin flop (cf. Figure 3.6).

Pour chaque valeur de champ magnétique appliqué, on calcule le paysage énergétique correspondant. Les figures en insert sur la Figure 3.7 montrent trois situations d'énergies particulières pour l'état initial, l'état saturé et l'état de spin flop intermédiaire.

Nous avons représenté plus en détail les énergies obtenues pour différents champs magnétiques appliqués suivant l'axe de facile aimantation sur la Figure 3.8. Le blanc correspond à l'amplitude maximum de l'énergie et le noir à l'amplitude minimum.

On voit clairement sur cette Figure, que les positions des minima évoluent en fonction du champ magnétique appliqué.

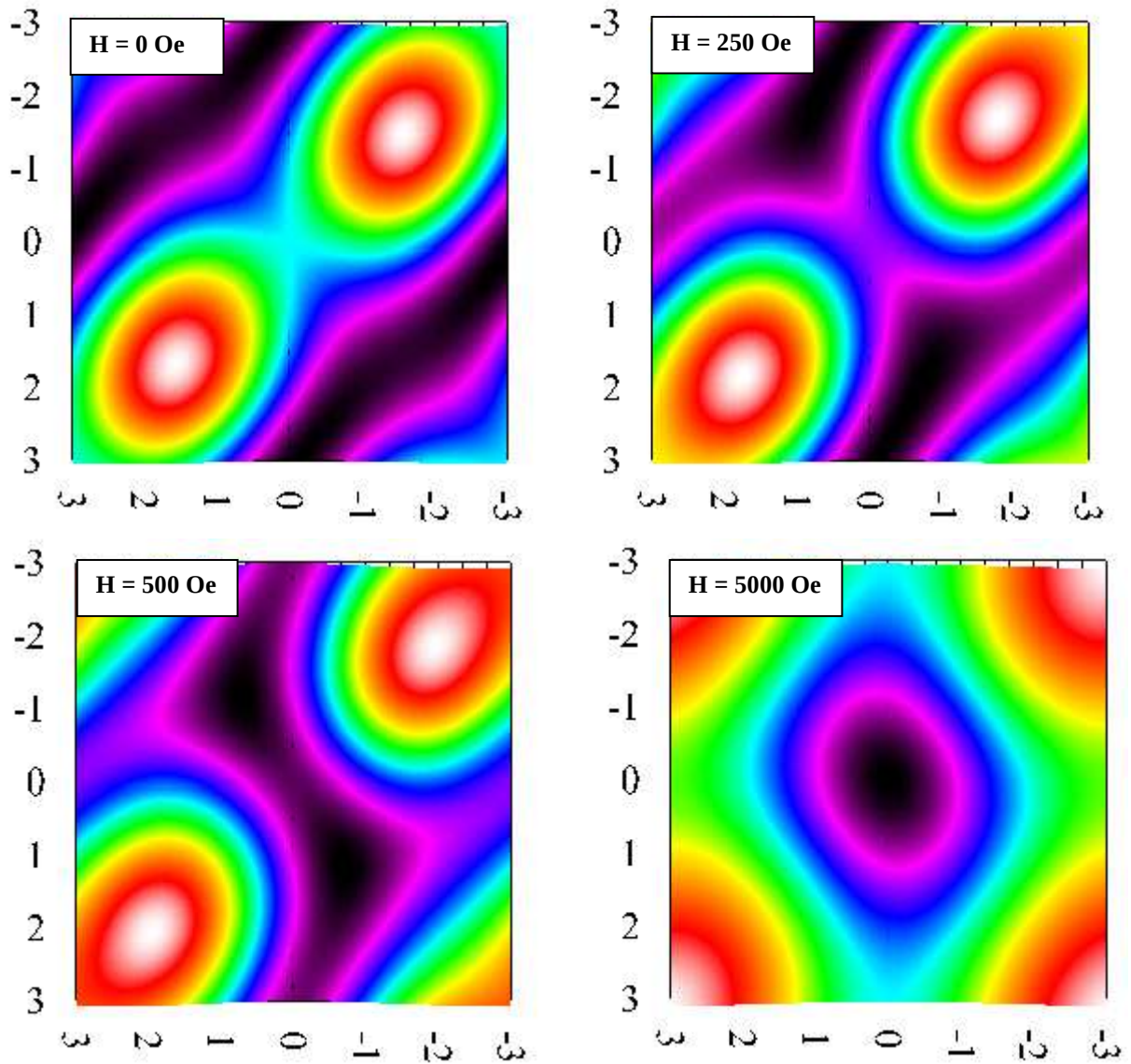


Figure 3.8: graphes d'intensités représentant l'énergie totale d'un système antiferromagnétique synthétique en fonction de (θ_1, θ_2) pour un champ magnétique appliqué suivant l'axe facile variant de 0 Oe à 5 kOe.

Ce modèle permet donc de retrouver le phénomène connu de la transition spin flop pour les systèmes antiferromagnétiques synthétiques, que nous avons déjà décrit brièvement au Chapitre 1.

Nous avons, grâce à ce modèle, accès à l'énergie totale d'un système de deux couches magnétiques couplées. L'énergie totale nous a permis d'identifier plusieurs phases magnétiques ainsi que d'obtenir les expressions des champs critiques du système.

Nous avons aussi pu constater qu'en remplaçant la couche libre simple par un système antiferromagnétique synthétique le paysage énergétique à considérer est beaucoup plus complexe. La Figure 3.9 traduit cette complexification.

Le nombre de paramètres à prendre en compte est plus important et l'expression de l'énergie de barrière est moins intuitive.

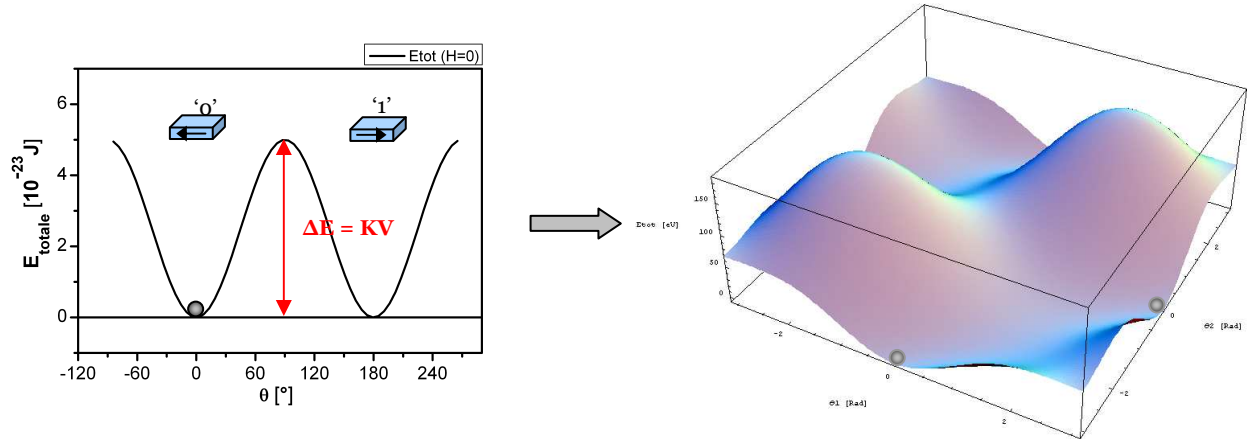


Figure 3.9 : Comparaison entre les paysages énergétiques d'une couche mince magnétique d'anisotropie uniaxiale et d'un système antiferromagnétique synthétique.

Notre objectif est d'estimer la stabilité thermique pour une jonction tunnel magnétique dont la couche libre est un système antiferromagnétique synthétique. Nous allons donc, dans le prochain paragraphe, voir comment, à partir de l'expression de l'énergie totale, nous pouvons avoir accès à l'énergie de barrière.

3.4. Estimation de l'énergie de barrière.

L'énergie de barrière entre deux états stables des aimantations des couches magnétiques du système se calcule comme étant la différence d'énergie entre le minimum d'énergie où le système se trouve à l'instant t et l'énergie du plus bas point de selle le connectant à un autre minimum. Pour le cas particulier que nous avons étudié auparavant ($t_1 = t_2$ et champ $\vec{H} = H \cdot \vec{x}$), il existe une solution analytique que nous allons détailler dans le premier paragraphe. Puis, nous nous intéresserons au calcul numérique permettant d'estimer l'énergie de barrière dans un cas un peu plus réaliste.

3.4.1. Cas analytique

On se place dans le cadre de l'exemple que l'on développé précédemment, dans la phase spin flop, en considérant $t_1 = t_2 = t$ et $\vec{H} = H_x \cdot \vec{x}$. On cherche les points stationnaires en annulant les dérivées premières de l'énergie.

Tout d'abord, on considère le cas $0 < H_x < H_r$ donc l'état stable correspond à $(\theta_1 = 0, \theta_2 = 0)$.

Les dérivées premières de l'énergie s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_{tot}}{\partial \theta_1} = H_x \sin \theta_1 - \left(M_s N_x - \frac{J}{\mu_0 M_s t} \right) \sin \theta_1 \cos \theta_2 + \left(M_s N_y - \frac{J}{\mu_0 M_s t} \right) \cos \theta_1 \sin \theta_2 \\ + (M_s N_y - M_s N_x + H_k) \cos \theta_1 \sin \theta_1 \end{cases} \quad (3.27)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial E_{tot}}{\partial \theta_2} = H_x \sin \theta_2 - \left(M_s N_x - \frac{J}{\mu_0 M_s t} \right) \sin \theta_2 \cos \theta_1 + \left(M_s N_y - \frac{J}{\mu_0 M_s t} \right) \cos \theta_2 \sin \theta_1 \\ + (M_s N_y - M_s N_x + H_k) \cos \theta_2 \sin \theta_2 \end{cases} \quad (3.28)$$

D'après la forme de l'hystérésis magnétique de la phase spin flop, on voit que le point selle le plus proche vérifie $(\theta_1 = \theta, \theta_2 = -\theta)$. On intègre cette hypothèse dans les équations

précédentes et on obtient la relation :
$$\cos \theta = \frac{H_x}{2M_s N_x - \frac{2J}{\mu_0 M_s t} - H_k} = \frac{H_x}{H_{xsat}}.$$

L'énergie de barrière est définie comme étant la différence d'énergie entre le point selle (ici $(\theta_1 = \theta, \theta_2 = -\theta)$) et le minimum où le système se trouve (ici $(\theta_1 = 0, \theta_2 = \pi)$).

L'énergie du point selle s'écrit :

$$E_{sp}(\theta, -\theta) = \mu_0 M_s \frac{\pi a b t}{4} \left(-2H_x \cos \theta + H_k \sin^2 \theta + 2M_s N_x \cos^2 \theta - \frac{J}{\mu_0 M_s t} (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \right)$$

L'énergie du minimum s'écrit :

$$E_{\min}(0, \pi) = \mu_0 M_s \frac{\pi a b t}{4} \frac{J}{\mu_0 M_s t}$$

On trouve par conséquent une énergie de barrière telle que :

$$E_b = \mu_0 M_s \frac{\pi a b t}{4} \left(-2H_x \cos \theta + H_k (1 - \cos^2 \theta) + 2M_s N_x \cos^2 \theta - \frac{2J}{\mu_0 M_s t} \cos^2 \theta \right) \quad (3.29)$$

Cette relation se simplifie en remplaçant $\cos \theta$ par son expression et on obtient :

$$E_{b1} = \mu_0 M_s \frac{\pi a b t}{4} \left(H_k - \frac{H_x^2}{H_{xsat}} \right) \quad (3.30)$$

Si maintenant, on se place pour $H_{sf} < H_x < H_{xsat}$, l'état stable correspond à $(\theta_1 = \theta, \theta_2 = -\theta)$ et les points selles les plus proches sont $(\theta_1 = 0, \theta_2 = \pi)$ et $(\theta_1 = 0, \theta_2 = 0)$.

Considérons tout d'abord $(\theta_1 = 0, \theta_2 = \pi)$ comme point de selle le plus proche, l'énergie de barrière s'exprime :

$$E_{b2} = E_{sp}(0, \pi) - E_{\min}(\theta, -\theta) = \mu_0 M_s \frac{\pi a b t}{4} \left(\frac{H_x^2}{H_{xsat}} - H_k \right) \quad (3.31)$$

Si maintenant on considère que le point de selle le plus proche est $(\theta_1 = 0, \theta_2 = 0)$ alors :

$$E_{sp}(0, 0) = \mu_0 M_s \frac{\pi a b t}{4} \left(2M_s N_x - \frac{J}{\mu_0 M_s t} - 2H_x \right) \text{ et,}$$

$$E_{\min}(\theta, -\theta) = \mu_0 M_s \frac{\pi a b t}{4} \left(H_k + \frac{J}{\mu_0 M_s t} - \frac{H_x^2}{H_{xsat}} \right)$$

Par conséquent, l'énergie de barrière s'écrit :

$$E_{b3} = E_{sp}(0, 0) - E_{\min}(\theta, -\theta) = \mu_0 M_s \frac{\pi a b t}{4} \left(\frac{(H_x - H_{xsat})^2}{H_{xsat}} \right) \quad (3.32)$$

La limite de champ magnétique pour laquelle le point selle le plus proche passe de $(\theta_1 = 0, \theta_2 = \pi)$ à $(\theta_1 = 0, \theta_2 = 0)$ correspond au champ pour lequel $E_{b2} = E_{b3}$. Ce champ est

$$\text{égal à } H_x = \frac{H_{xsat} + H_k}{2}.$$

Par conséquent, pour synthétiser les résultats, lorsqu'on a un système tel que $t_1 = t_2 = t$ et $\vec{H} = H_x \cdot \vec{x}$, on peut écrire l'énergie de barrière sous la forme :

$$\begin{cases} E_{b1} = \mu_0 M_s \frac{\pi a b t}{4} \left(H_k - \frac{H_x^2}{H_{xsat}} \right) & \text{pour } 0 < H_x < H_r \end{cases} \quad (3.33)$$

$$\begin{cases} E_{b2} = \mu_0 M_s \frac{\pi a b t}{4} \left(\frac{H_x^2}{H_{xsat}} - H_k \right) & \text{pour } H_{sf} < H_x < \frac{H_{xsat} + H_k}{2} \end{cases} \quad (3.34)$$

$$\begin{cases} E_{b3} = \mu_0 M_s \frac{\pi a b t}{4} \left(\frac{(H_x - H_{xsat})^2}{H_{xsat}} \right) & \text{pour } \frac{H_{xsat} + H_k}{2} < H_x < H_{xsat} \end{cases} \quad (3.35)$$

Nous avons vu précédemment, qu'entre H_r et H_{sf} , nous avons une zone bistable correspondant à une boucle du cycle d'hystérésis. Cette bistabilité se traduit au niveau énergétique par la coexistence de plusieurs solutions pour E_b .

Ce cas particulier pour lequel il existe une solution analytique va nous servir à valider notre programme de calcul numérique de l'énergie de barrière développé pour des systèmes plus libres (t_1 et t_2 différents, et H dans le plan (x, y)).

On présentera ce programme de calcul numérique dans le prochain paragraphe, puis nous le validerons à l'aide du cas analytique que nous venons de voir et enfin nous présenterons les résultats du calcul pour une structure plus réaliste.

3.4.2. Cas 'réel'

De manière à estimer l'énergie de barrière de la couche libre de nos jonctions tunnels magnétiques, nous avons développé un programme permettant de la calculer numériquement à partir de la formule de l'énergie totale que nous avons décrite précédemment.

Le principe de ce programme est de calculer l'énergie totale du système pour chaque valeur du champ magnétique appliqué. On identifie ensuite les minima, les maxima et les points selles en fonction des angles θ_1 et θ_2 . On obtient l'énergie de barrière en faisant la différence entre l'énergie du point où le système se trouve et l'énergie du point selle le plus proche. On place ensuite le système dans l'état d'énergie minimum le plus proche. Puis, on change le champ appliqué et on recommence la procédure de calcul.

Dans un premier temps, on se place dans le cas où la solution analytique existe. Pour cela, nous choisissons les paramètres suivants pour calculer l'énergie totale du système :

$t_1 = t_2 = 5 \text{ nm}$	$H_k = 15 \text{ Oe } (\mu_0 H_k = 1.5 \text{ mT})$	$n_x = 0.315$
$a = 200 \text{ nm}$	$J = -0.05 \text{ erg/cm}^2 = -5 \cdot 10^{-4} \text{ J/m}^2$	$n_y = 0.896$
$b = 100 \text{ nm}$	$M_s = 1500 \text{ emu/cm}^3 = 1.5 \cdot 10^6 \text{ A/m}$	

Le champ magnétique est appliqué suivant x (direction de l'axe facile) et la condition initiale est que le système en champ nul appliqué est dans l'état ($\theta_1 = 0, \theta_2 = \pi$).

La Figure 3.10 présente les résultats de la simulation numérique ainsi que la comparaison avec la solution analytique du système. L'énergie est représentée en fraction de kT (pour une température de 300K).

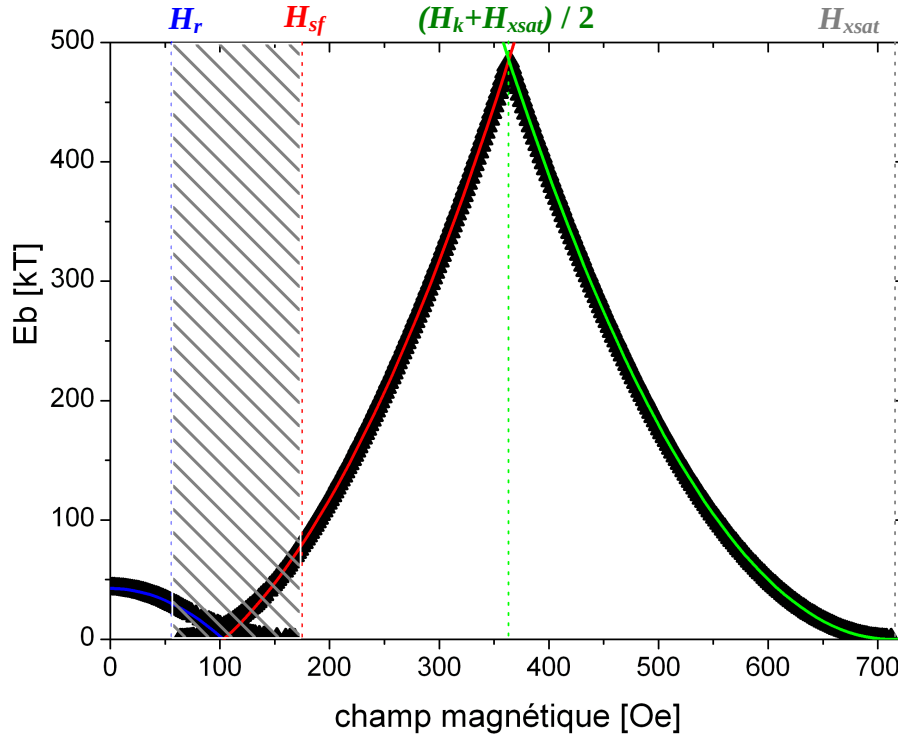


Figure 3.10 : Energie de barrière du système décrit plus haut calculée numériquement (Δ) et analytiquement (courbes bleue, rouge et verte) à partir des formules décrites au paragraphe 3.4.1. Les champs critiques calculés au paragraphe 3.3.2 sont marqués à l'aide des lignes en pointillés.

La première chose que l'on peut noter, c'est le très bon accord entre les résultats numériques et le modèle analytique. Les points suivent bien les courbes, et on retrouve les valeurs des champs critiques que nous avons calculées au paragraphe 3.3.2. La zone hachurée grise correspond à la zone de bistabilité liée à la présence d'une boucle d'hystérésis.

Nous considérons donc que le programme de calcul numérique de l'énergie de barrière fonctionne correctement.

Ce programme va nous permettre d'estimer la barrière d'énergie des jonctions tunnels magnétiques que nous allons mesurer expérimentalement. Les paramètres géométriques des jonctions tunnels magnétiques nous sont donnés. Nous verrons au Chapitre 4 comment nous avons obtenu les paramètres magnétiques nécessaires au calcul de l'énergie.

Nous avons donc calculé l'énergie pour les paramètres suivants :

$$t_1 = 4.6 \text{ nm}$$

$$t_2 = 4.4 \text{ nm}$$

$$a = 840 \text{ nm}$$

$$b = 420 \text{ nm}$$

$$H_k = 15 \text{ Oe } (\mu_0 H_k = 1.5 \text{ mT})$$

$$J = -0.05 \text{ erg/cm}^2 = -5 \cdot 10^{-4} \text{ J/m}^2$$

$$M_s = 795.8 \text{ emu/cm}^3 = 7.96 \cdot 10^5 \text{ A/m}$$

$$n_x = 0.315$$

$$n_y = 0.896$$

Le champ magnétique est appliqué suivant l'axe facile (direction x), à 45° de l'axe facile et à 90° de l'axe facile, de manière à retourner par une séquence de champs magnétiques les deux aimantations de la couche libre comme nous l'avons vu au Chapitre 1. La condition initiale est qu'en champ appliqué nul le système est à l'état ($\theta_1 = 0, \theta_2 = \pi$).

Calculons tout d'abord les champs critiques de ce système. Nous procédons de la même manière que précédemment en prenant en compte le fait que t_1 est différent de t_2 et que le champ magnétique est appliqué dans le plan.

On aboutit aux expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} H_{sf} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{t_2}{t_1} \right) \left(\frac{4\pi M_s t_1}{b} (2n_x - n_y) - \frac{J}{\mu_0 M_s t_2} \right) + \\ \sqrt{H_k \left(H_k + \left(1 + \frac{t_2}{t_1} \right) \left(\frac{4\pi M_s t_1}{b} n_y - \frac{J}{\mu_0 M_s t_2} \right) \right) + \left(1 - \frac{t_2}{t_1} \right)^2 \left(\frac{4\pi M_s t_1}{2b} n_y - \frac{J}{2\mu_0 M_s t_2} \right)^2} = 91.0e \\ H_{xsat} = \left(1 + \frac{t_2}{t_1} \right) \left(\frac{4\pi M_s t_1}{b} n_x - \frac{J}{\mu_0 M_s t_2} \right) - H_k = 331.0e \\ H_{ysat} = \left(1 + \frac{t_2}{t_1} \right) \left(\frac{4\pi M_s t_1}{b} n_y - \frac{J}{\mu_0 M_s t_2} \right) + H_k = 486.0e \end{array} \right.$$

L'expression de H_r dans ce cas n'est malheureusement pas analytique.

Les résultats du calcul sont présentés sur la Figure 3.11.

Là encore, on remarque le bon accord entre les valeurs des champs critiques calculées ci-dessus et les valeurs obtenues à l'aide du calcul numérique.

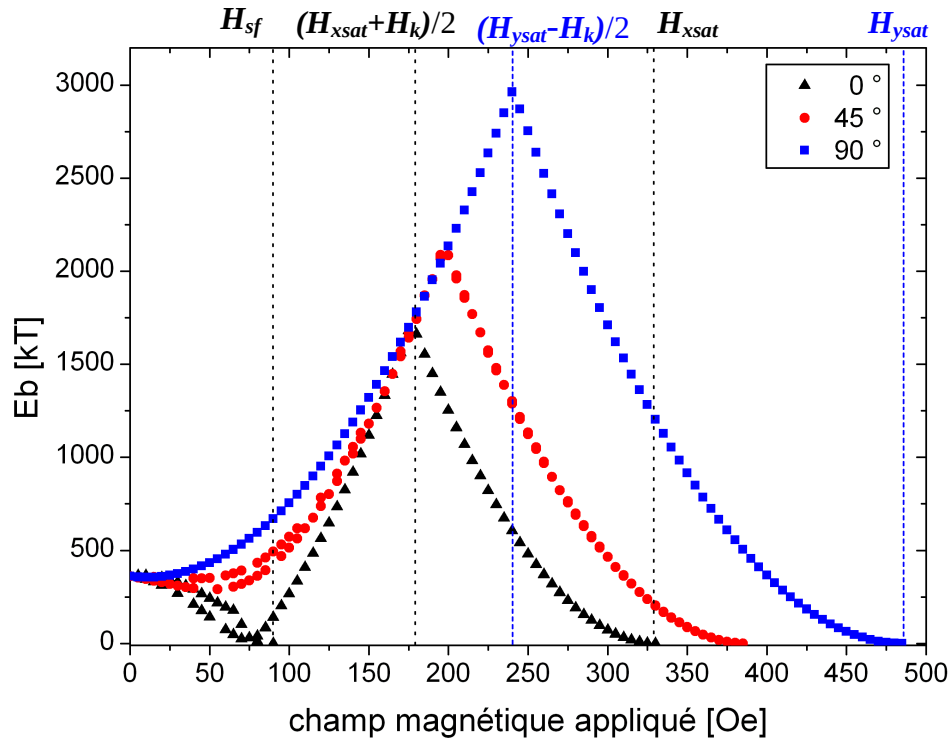


Figure 3.8 : Energie de barrière du système décrit plus haut en fonction du champ magnétique appliqué, dans la direction de l'axe facile x (triangles noirs), dans la direction de l'axe difficile y (carrés bleus) et à 45° (ronds rouges). On retrouve les valeurs des champs critiques calculées plus haut.

Conclusion du Chapitre 3 :

Le but de ce chapitre était d'estimer la stabilité thermique de jonctions tunnels magnétiques de type 'Savtchenko'. La couche libre de ces jonctions tunnels magnétiques, est constituée d'un système antiferromagnétique synthétique composé de deux couches magnétiques (séparées d'un espaceur) couplées antiferromagnétiquement.

C'est pourquoi, nous avons refait, de manière détaillée, les calculs effectués par D.C. Worledge [Worledge 2004], pour évaluer l'énergie d'un système de deux couches magnétiques couplées.

A partir de l'expression de l'énergie du système, nous avons développé un calcul numérique permettant d'évaluer l'énergie de barrière en fonction du champ magnétique appliqué.

Nous avons donc un modèle théorique d'évaluation de la stabilité thermique à confronter avec les valeurs expérimentales.

Références du Chapitre 3 :

[Albuquerque 2002]

G.M.B. DeAlbuquerque, *thèse de doctorat en sciences de l'Université Paris Sud*, Laboratoire de Physique des Solides Orsay (2002)

[Chappert 2004]

C. Chappert, *Nanosciences Nanotechnologies*, Chapitre Nanomagnétisme, (Académie des Sciences, Académie des Technologies RST N° 18 Avril 2004 Rapport sur la science et la technologie)

[Chappert 2006]

C. Chappert, *Expected breakthrough of nanoelectronics and their implication for EADS*, rapport sur l'électronique de spin (2006)

[Counil 2005]

G. Counil, *thèse de doctorat en physique de l'Université Paris XI*, UFR Scientifique d'Orsay, Institut d'Electronique Fondamentale (2005)

[Crabtree 1977]

G.W. Crabtree, *Phys. Rev. B*, **16**, 1117 (1977)

[Daalderop 2005]

G.H.O. Daalderop, P.J. Kelly and M.F.H. Schuurmans, *Ultrathin Magnetic Structures 1*, **2.2**, 40-65 (2005)

[DeJonge 2005]

W.J.M. DeJonge, P.J.H. Bloemen and F.J.A. DenBroeder, *Ultrathin Magnetic Structures 1*, **2.3**, 65-87 (2005)

[Hubert 1998]

A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*, **3**, 107-354 (1998)

[Majkrzak 1986]

C.F. Majkrzak, J.W. Cable, J. Kwo, M. Hong, D.B. McWhan, Y. Yafet, J.V. Waszczak and C. Vettier, *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 2700 (1986)

[Osborn 1945]

J.A. Osborn, *Phys. Rev.*, **67**, 351 (1945)

[Parkin 1990]

S.S.P. Parkin, N. More and K.P. Roche, *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 2304 (1990)

[Savtchenko 2003]

L. Savtchenko, B.N. Engel, N.D. Rizzo, M.F. DeHerrera and J.A. Janesky, *US Patent*, 6 545 906 B1 (2003)

[Trémolet de Lacheisserie 2000]

E. du Trémolet de Lacheisserie, *Magnétisme, 1-Fondements*, **Chap. 2**, pp 29-88 (2000)

[Worledge 2004]

D.C. Worledge, *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 2847 (2004)

[Worledge 2004]

D.C. Worledge, *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 4559 (2004)

Chapitre 4 : Caractérisations expérimentales.

4.1. Présentation des échantillons et du banc de test.

4.1.1. Les échantillons étudiés.

4.1.2. Conception du banc de test et protocole de mesures.

4.2. Propriétés de transport.

4.2.1. Caractéristique courant / tension, conductance et magnétorésistance tunnel.

4.2.2. Adressage en champ magnétique extérieur et en courant.

4.3. Propriétés magnétiques.

4.3.1. Hystérésis magnétiques expérimentaux et astroïde magnétique.

4.3.2. Hystérésis magnétiques simulés.

4.4. Mesures de probabilité de renversement.

4.4.1. Dispositif expérimental et protocole de mesure.

4.4.2. Résultats expérimentaux.

L'un des principaux objectifs de ce travail de thèse était de concevoir et réaliser un banc de test permettant d'évaluer les principales caractéristiques électriques et magnétiques des jonctions tunnels magnétiques. L'une des principales caractéristiques à laquelle nous nous sommes intéressés était l'évaluation des erreurs d'origine magnétique liées à la stabilité thermique des structures antiferromagnétiques synthétiques.

Dans ce chapitre, nous allons décrire tout d'abord les échantillons sur lesquels nous avons travaillé. Puis, nous décrirons le banc de test que nous avons mis au point, ainsi que les précautions de mesures prises pour protéger les échantillons des décharges électrostatiques.

Ensuite, nous nous intéresserons aux mesures des propriétés de transport des jonctions tunnels magnétiques ; puis aux mesures des propriétés magnétiques. Et, enfin, nous présenterons les mesures de stabilité thermique.

4.1. Présentation des échantillons et du banc de test.

Les échantillons sur lesquels nous avons travaillé nous ont été fournis par STMicroelectronics. Ils ont été conçus sur le principe décrit par L. Savtchenko [Savtchenko 2003]. Nous voulions développer un banc de test capable de caractériser les principales propriétés de transport et les propriétés magnétiques de ces échantillons ainsi que d'évaluer leur stabilité thermique.

4.1.1. Les échantillons étudiés.

Nous avons reçu deux wafers 200mm de l'Alliance Crolles 2 pour pouvoir faire nos mesures. Chaque échantillon est semblable à celui présenté en Figure 4.1.

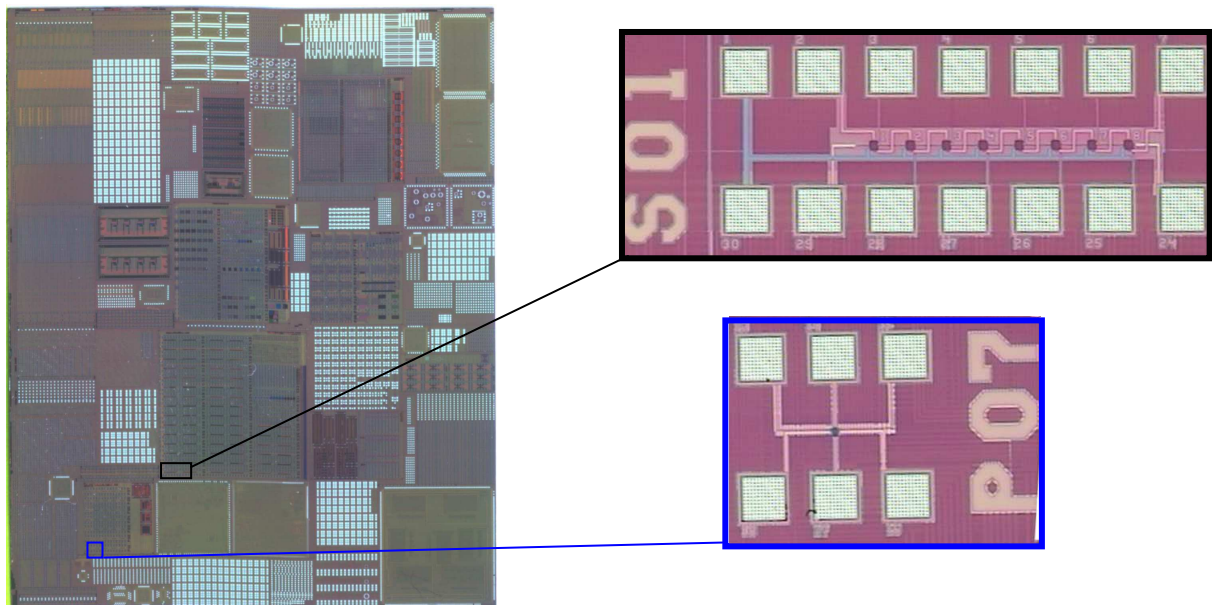


Figure 4.1 : Echantillon complet grossi 2.5 fois et agrandissements au microscope optique des zones étudiées.

Un des deux wafers a été découpé à Grenoble chez STMicroelectronics par Mr Alain Martin. En effet, les jonctions tunnels magnétiques sont particulièrement sensibles aux décharges électrostatiques et la découpe de ces échantillons nécessitait l'utilisation de matériel spécifique. De manière à diminuer les risques de décharges électrostatiques, nous avons découpé les échantillons à l'aide d'une scie Disco 641 munie d'un contrôleur de température Disco DTU 152. La résistivité de l'eau était maintenue à 0.5 M Ω par un contrôleur de résistivité CO2 bubbler de NGK Filtek. Nous avons utilisé une lame diamant standard pour un chemin de découpe de largeur 60 μm .

Ces échantillons sont multi-tâches et seules certaines zones nous intéressent. Un agrandissement des zones sur lesquelles nous avons travaillé est donné en Figure 4.1. Chaque zone comporte de multiples jonctions tunnels magnétiques. Il existe plusieurs dimensions de jonctions tunnels magnétiques, et plusieurs formes. Le tableau suivant synthétise l'ensemble des différentes jonctions tunnels magnétiques disponibles sur l'échantillon.

Elliptique	Trapézoïdale
0.42 x 0.84 μm^2	0.41 x 0.84 μm^2
0.38 x 0.76 μm^2	0.41 x 1.05 μm^2
0.30 x 0.90 μm^2	0.42 x 0.84 μm^2
0.30 x 0.60 μm^2	0.42 x 1.06 μm^2
0.26 x 0.52 μm^2	0.30 x 0.60 μm^2
0.26 x 0.78 μm^2	0.36 x 0.60 μm^2
0.20 x 0.40 μm^2	0.26 x 0.52 μm^2
0.20 x 0.50 μm^2	0.18 x 0.39 μm^2
0.20 x 0.60 μm^2	0.18 x 0.38 μm^2
0.20 x 0.80 μm^2	
0.19 x 0.38 μm^2	
0.18 x 0.38 μm^2	

Chaque jonction tunnel magnétique est constituée du même empilement, décrit sur la Figure 4.2. Il est relativement complexe pour une jonction tunnel magnétique, et comporte douze couches. Nous allons décrire l'empilement de bas en haut de manière à mieux comprendre le rôle de chacune de ces couches.

La première couche correspond à l'**électrode basse** de la jonction tunnel magnétique, elle est constituée d'un alliage de nitrure de Tantale. L'alliage de tantale est utilisé ici car c'est un métal qui permet à la fois une bonne conduction et une bonne croissance (rugosité très faible).

On dépose ensuite une couche de PtMn qui correspond à la **couche antiferromagnétique** permettant de fixer l'aimantation de la couche 'piégée' par couplage d'échange.

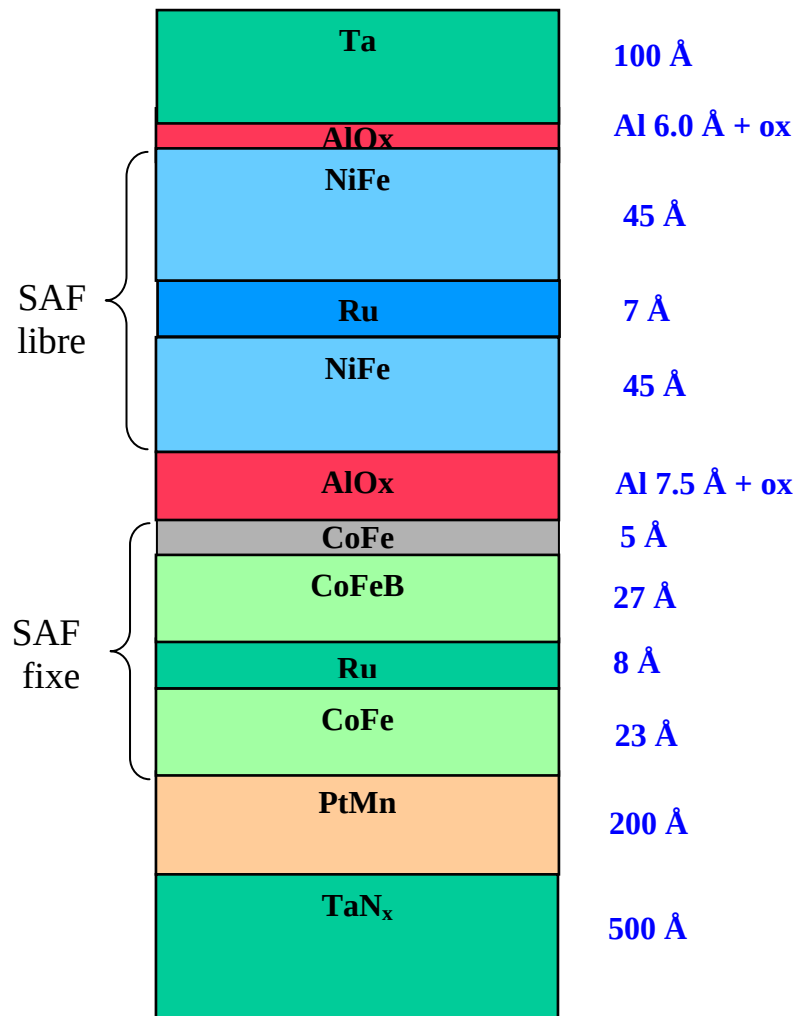


Figure 4.2 : Empilement des couches minces constituant les jonctions tunnels magnétiques de nos échantillons. Cette Figure est extraite d'une présentation interne de J. Akerman.

La **couche fixe** est un antiferromagnétique synthétique (SAF). Cet antiferromagnétique synthétique est composé de deux couches magnétiques (l'une de CoFe, l'autre de CoFeB) séparées par une couche de Ruthénium. A l'interface entre le SAF fixe et la barrière tunnel, il y a une mince couche de CoFe permettant une meilleure qualité de croissance de la barrière tunnel.

La **barrière tunnel** est une fine couche d'Alumine amorphe, réalisée en déposant 0.75 nm d'Aluminium qu'on oxyde ensuite.

La **couche libre** est elle aussi un antiferromagnétique synthétique. Les deux couches magnétiques sont constituées de Permalloy, et l'espaceur de Ruthénium.

La couche libre est séparée de l'électrode haute par une couche très fine d'alumine servant de **barrière de diffusion**.

Enfin, l'**électrode haute** est constituée d'une couche de Tantale de 10 nm d'épaisseur.

Cet empilement complexe permet d'obtenir les propriétés de transport et magnétiques souhaitées (et que nous allons détailler dans les paragraphes suivants) et surtout une bonne reproductibilité de ces propriétés. Nous pouvons noter que Freescale est désormais en train de migrer vers des barrières tunnels à base de MgO [Dave 2006], comme nous le soulignons au Chapitre 1.

Chaque jonction tunnel magnétique est reliée à des contacts permettant de l'adresser individuellement. L'adressage des jonctions tunnels magnétiques est différent suivant la zone d'étude choisie sur l'échantillon.

Pour la zone 1 (SO1 sur la Figure 4.1), les jonctions tunnels magnétiques sont connectées en « serpents ». On peut soit les adresser une par une, soit les adresser par groupe de 8. Les lignes d'adressage pour retourner les aimantations des couches libres des jonctions tunnels magnétiques sont communes aux huit jonctions tunnels, ainsi que leurs contacts d'électrodes hautes.

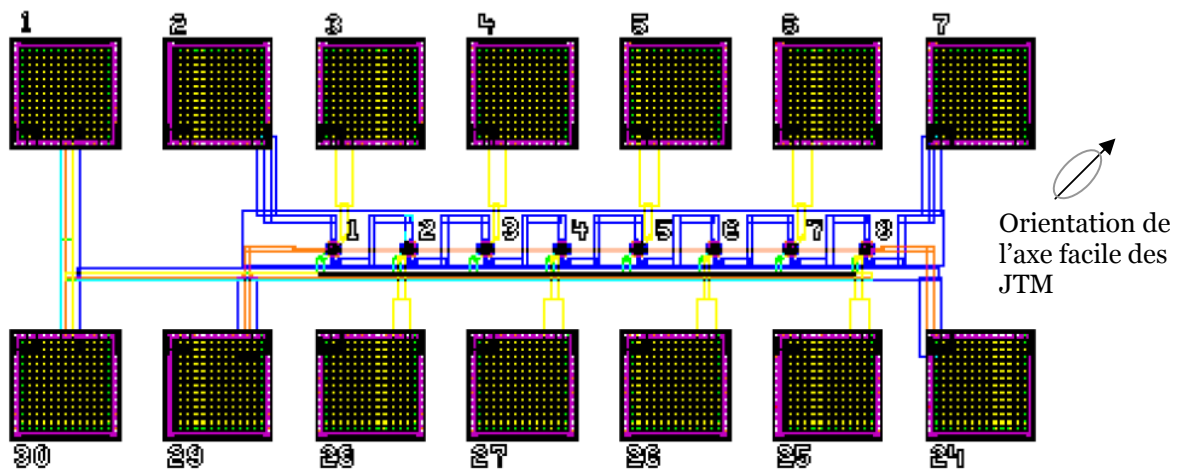


Figure 4.3 : Vue schématique d'un groupe de jonctions tunnels magnétiques en serpentins appartenant à la zone 1 étudiée. Les jonctions tunnels sont au milieu de la Figure et numérotées de 1 à 8. Les contacts de chaque jonction tunnel et des lignes d'adressage sont numérotés de 1 à 7 et de 24 à 30.

Les contacts 1 et 30 sur la Figure 4.3 sont reliés aux électrodes hautes des jonctions tunnels magnétiques 1 à 8.

La première ligne d'adressage des jonctions tunnels magnétiques 1 à 8 est reliée aux contacts 2 et 7.

La seconde ligne d'adressage des jonctions tunnels magnétiques 1 à 8 est reliée aux contacts 24 et 29.

Les électrodes basses des jonctions tunnels magnétiques 1 à 8 sont reliées respectivement aux contacts 3, 28, 4, 27, 5, 26, 6 et 25.

Ces structures sont adaptées pour l'étude générale des propriétés de transport et magnétiques. Cependant, elles le sont moins pour les mesures de probabilités de retournement que nous avons choisi de réaliser pour évaluer la stabilité thermique (faiblesse des lignes d'adressage aux mesures répétitives à courant fort).

C'est pourquoi, nous nous sommes aussi intéressés aux structures de la zone 2 (Po7 sur la Figure 4.1) des échantillons. Ces structures ont été conçues spécialement pour pouvoir adresser chaque jonction tunnel magnétique individuellement. Ainsi, chaque jonction tunnel magnétique possède un contact d'électrode haute, un contact d'électrode basse et quatre

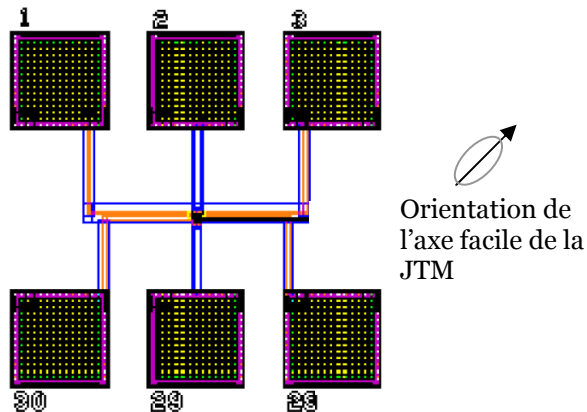


Figure 4.4 : Vue schématique d'une structure de la zone 2.

contacts pour les deux lignes d'adressage.

La Figure 4.4 donne une vue schématique d'une structure de ce type.

Les contacts 1 et 3 sont reliés aux électrodes hautes et basses de la jonction tunnel magnétique au centre.

La première ligne d'adressage est reliée aux contacts 2 et 29.

La seconde ligne d'adressage est reliée aux contacts 28 et 30.

4.1.2. Conception du banc de test et protocole de mesures.

Pour concevoir notre banc de test, nous avons établi un cahier des charges répondant aux exigences liées aux mesures que nous souhaitons effectuer.

Cahier des charges:

Contrôler avec une grande précision et stabilité (électrique et temporelle) l'évolution sous contrainte des propriétés magnétiques et électriques de jonctions tunnels magnétiques intégrées dans des cellules mémoire :

- échantillons sur wafers Si, mais de tailles très différentes suivant leur provenance (depuis quelques mm² jusqu'à 200mm),
- nécessité de pouvoir adapter facilement la géométrie des contacts électriques, selon la provenance des échantillons,
- nécessité de pouvoir tester rapidement un grand nombre d'échantillons différents (étude statistique),
- compatibilité avec la très grande sensibilité des jonctions tunnels aux parasites électrostatiques et aux surtensions dans les circuits de mesures,

- mesure très précise, faible bruit, des courbes $I(V)$, $dI/dV(V)$, $TMR(V)$, avec une stabilité inférieure à 0.1% pour la détermination précise d'évolutions temporelles de l'ordre de quelques %,
- gamme de température 20°C - 175°C,
- principe de l'expérience adaptable pour le contrôle de la fiabilité en sortie de ligne de production en milieu industriel.

De plus, nous avons essayé de rendre la partie « support d'échantillon » compatible avec les tests en hyperfréquences, afin de pouvoir procéder ultérieurement à des caractérisations d'écriture à l'échelle nanoseconde et sub-nanoseconde.

Montage retenu:

Il est construit autour d'une base de plateforme de test PM5 de Karl Suss Microtec, comprenant:

- une embase rigide
- une platine de manipulation d'échantillon de course XY 150 mm x 150 mm, avec une extraction de 90 mm pour charger un wafer de grande taille.
- une table porte pointe munie d'un déplacement vertical (pour venir contacter les sondes après un déplacement XY)
- un arceau rigide permettant de fixer tout système de mesure optique ou magnéto-optique.
- un chuck thermalisé 20-200°C pour wafer 200mm, adapté au fonctionnement en champ magnétique.

La Figure 4.5 est une photo de notre banc de test.



Figure 4.5 : Photo du banc de test. On peut voir le prober PM5, les pointes de contact, le chuck thermique, la loupe binoculaire et son éclairage ainsi que l'ordinateur permettant de piloter les mesures.

Ce banc de test est complété par une électronique de mesure dont les schémas seront détaillés dans les paragraphes suivants.

Comme nous l'avons rappelé dans les chapitres précédents, les jonctions tunnels magnétiques sont très susceptibles aux claquages de l'oxyde. Le système de mesure doit, par conséquent, être protégé au maximum contre les décharges électrostatiques. C'est pourquoi nous manipulons toujours à l'aide du bracelet de masse que l'on peut distinguer au premier plan sur la Figure 4.5. D'autre part, de manière à pouvoir contacter et décontacter l'échantillon sans risque de décharges électrostatiques, nous avons réalisé le **circuit de protection** décrit par la Figure 4.6.

La valeur typique de la résistance de l'échantillon est de l'ordre de 10k Ω . (DUT = Device Under Test)

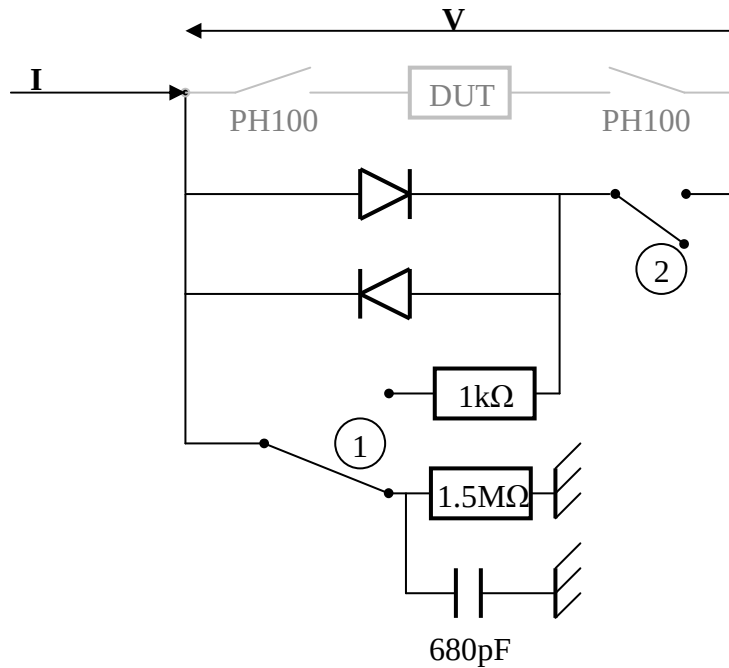


Figure 4.6 : Circuit de protection aux décharges électrostatiques. L'acronyme DUT représente l'échantillon étudié.

L'échantillon est placé en parallèle avec un pont de **diodes** qui permet de **limiter la tension** appliquée à 0,7 V, tension de seuil de ces diodes.

En parallèle avec ce pont de diode, nous avons placé une résistance de faible valeur par rapport à la résistance de l'échantillon de manière à pouvoir dériver le courant dans cette branche.

Nous avons également placé en parallèle de ce pont de diode un circuit comportant une résistance importante par rapport à la résistance de l'échantillon, en parallèle avec une capacité permettant de lisser la tension. Cette branche nous permet, comme nous allons le voir, de régler la mesure en limitant les risques de surtensions.

Pour contacter ou décontacter, on place l'échantillon en parallèle avec une résistance de 1 kΩ (interrupteurs 1 et 2 en position haute) ce qui dérive le courant de l'échantillon vers cette voie de moindre résistance. Du coup, lorsqu'on contacte ou décontacte l'échantillon, les courants de charges se font dans la résistance parallèle et non dans l'échantillon. En effet, si on considère une fois encore une résistance d'échantillon de 10 kΩ, alors le **rapport des**

courants circulants dans les deux branches est : $\frac{I_{1k\Omega}}{I_{DUT}} = \frac{10k\Omega}{1k\Omega} = 10$.

Pour la mesure, dans un premier temps, on place l'échantillon en parallèle avec une résistance de 1.5 MΩ (interrupteur 1 en position basse et interrupteur 2 en position haute) qui ne dérive que très peu de courant et donc ne perturbe pas la mesure. Cette résistance est en parallèle avec une capacité qui permet d'intégrer la tension et donc de lisser le signal, évitant les variations brutales de tension. De manière à calculer l'erreur introduite par cette

branche au niveau de la mesure, on calcule la tension V aux bornes de l'échantillon :

$$V = \frac{R_{DUT} \cdot 1.5M\Omega}{1.5M\Omega - R_{DUT}} \cdot I \text{ alors que sans le circuit de protection, la tension s'écrit : } V = R_{DUT} \cdot I$$

Ainsi, l'**erreur introduite** par le circuit de mesure si on considère une résistance

$$\text{d'échantillon de } 10 \text{ k}\Omega \text{ s'écrit : } \varepsilon = 1 - \frac{1.5M\Omega}{1.5M\Omega - R_{DUT}} = 1 - \frac{1.5 \cdot 10^6}{1.5 \cdot 10^6 - 10^4} = 0.0067 = 0.67 \%$$

Une fois que les instruments de mesure sont branchés et calibrés, que le système est stable et en marche alors, on ouvre l'interrupteur 2.

Ainsi, nous protégeons les échantillons lors du réglage de la mesure et surtout, lors des périodes critiques où l'on contacte et décontacte les échantillons.

Nous avons donc décrit dans ce premier paragraphe les jonctions tunnels magnétiques que nous allons mesurer. Ces jonctions tunnels magnétiques sont du type 'Savtchenko'. La couche libre et la couche fixe sont des antiferromagnétiques synthétiques compensés. Le processus d'écriture de ces jonctions tunnels magnétiques correspond donc à un retournement en bascule. Chacune de ces jonctions tunnels peut être mesurée individuellement.

D'autre part, nous avons décrit le banc de test sur lequel nous travaillons ainsi que le circuit de protection des échantillons que nous avons mis en place pour éviter les décharges électrostatiques surtout lorsqu'on contacte et décontacte les échantillons.

Dans le paragraphe suivant, nous allons décrire les premières mesures que nous avons effectuées sur nos échantillons. Ces jonctions tunnels magnétiques doivent être intégrées à une mémoire magnétique, leurs propriétés de transport sont, par conséquent, particulièrement importantes. Nous nous y intéresserons donc en premier.

4.2. Propriétés de transport.

Nous avons vu dès le Chapitre 1 que la caractéristique fondamentale d'une jonction tunnel magnétique est la magnétorésistance tunnel, soit la dépendance de la résistance de la jonction tunnel magnétique en fonction de l'orientation respective des aimantations des couches magnétiques de part et d'autre de la barrière tunnel. Nous avons pu relier à l'aide du modèle de Brinkman, la conductance et les paramètres physiques de la jonction tunnel magnétique (tels que hauteur de barrière ou épaisseur de la barrière isolante).

Nous allons donc nous intéresser dans ce paragraphe, aux caractéristiques du transport polarisé en spin dans les jonctions tunnels magnétiques.

4.2.1. Caractéristique courant/tension, conductance et magnétorésistance tunnel

La mesure de la caractéristique courant/tension est capitale pour observer l'effet non linéaire dû à la conduction par effet tunnel. D'autre part, la dérivée de cette courbe par rapport à la tension correspond à la conductance de la jonction tunnel magnétique. Cette conductance peut être reliée grâce au modèle de Brinkman aux paramètres intrinsèques de la jonction tunnel magnétique. Enfin, la magnétorésistance tunnel définit (avec la résistance) la qualité du signal dont on dispose entre les états 0 et 1.

4.2.1.1. Caractéristique courant / tension

Nous avons mis en place une mesure électrique de la caractéristique courant / tension de nos échantillons. Pour obtenir la caractéristique $dI/dV(V)$, on peut ensuite faire une dérivation numérique. Cependant, cette technique accumule les erreurs numériques et n'est jamais vraiment très sensible.

Le schéma en Figure 4.7 représente le principe de la mesure que nous avons choisi.

On mesure le courant continu circulant dans l'échantillon ainsi que la tension continue aux bornes de l'échantillon à l'aide de deux appareils source/mesure Keithley 2400.

Ainsi, nous possédons une mesure très précise et fiable de la caractéristique $I(V)$ en champ magnétique nul. Un exemple de caractéristique obtenue pour une jonction tunnel magnétique de forme elliptique et de dimensions 260 nm par 520 nm, est présenté sur la Figure 4.8.

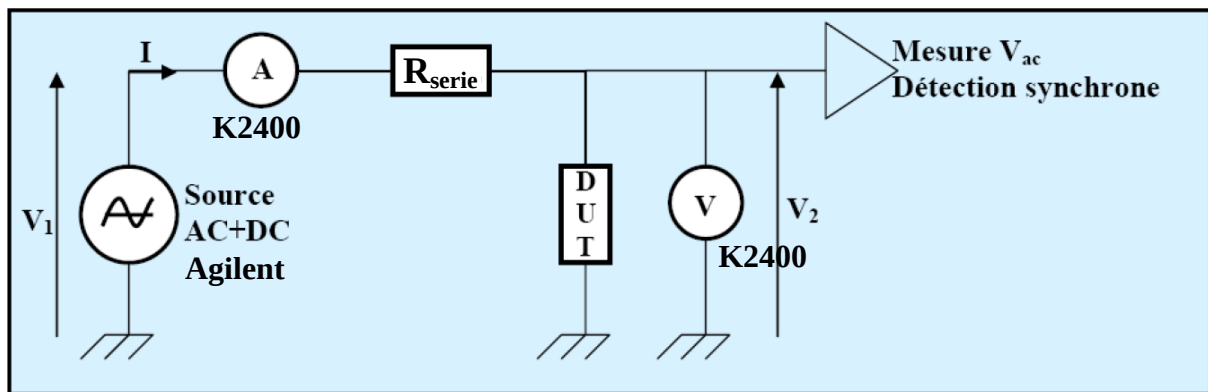


Figure 4.7 : schéma de principe du montage pour la mesure de la caractéristique courant /tension et de la conductance tunnel.

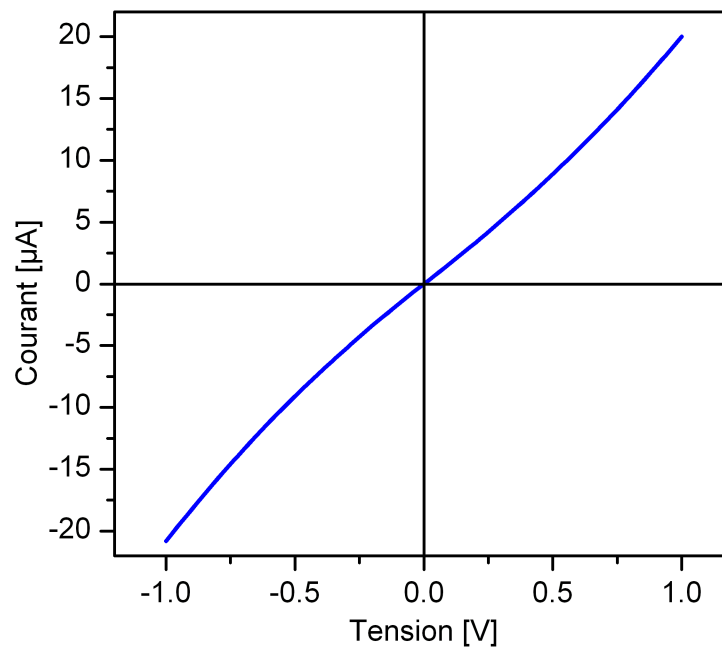


Figure 4.8 : Caractéristique courant – tension d'une jonction tunnel magnétique de forme elliptique de dimensions 260 nm par 520 nm.

4.1.2.2. Conductance de la jonction tunnel magnétique

Cependant, faire la dérivée de signaux mesurés en DC n'est pas une méthode très adaptée pour étudier les changements dynamiques de signaux soumis à des stress. C'est pourquoi nous avons développé une technique classique de **modulation** permettant d'obtenir directement le signal dérivé en même temps que la caractéristique courant/tension.

La forme d'onde générée pour la tension d'entrée est la suivante :

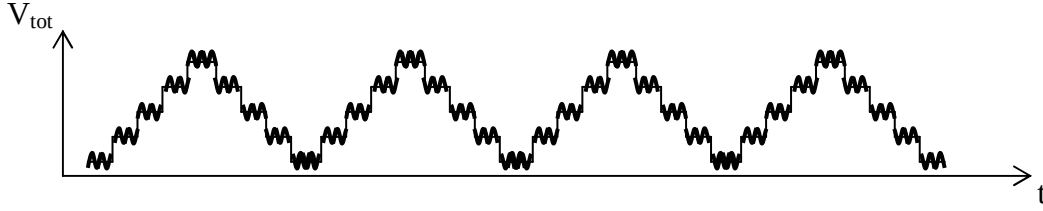


Figure 4.9 : Forme d'onde générée par le 33250A pour la tension d'entrée du circuit.

La source est un **générateur de fonctions arbitraires** Agilent 33250A qui permet de générer des signaux modulés en amplitude. On génère donc à l'aide de cet appareil une rampe de tension continue superposée à un signal sinusoïdal de faible amplitude constante ($7 \text{ mV}_{\text{RMS}}$) et de fréquence 700 Hz (fréquence pour laquelle la résistance interne de l'ampèremètre K2400 est nulle). On mesure également la partie alternative de la tension aux bornes de l'échantillon à l'aide d'un **détecteur synchrone** Stanford Research SR830.

En effet, si on appelle V_1 la tension en sortie du générateur et V_2 la tension aux bornes de l'échantillon, alors, on peut écrire pour chaque marche de la rampe présentée en Figure 4.9 :

$$\begin{cases} V_1 = V_1^0 + V_1^{ac} e^{j\omega t} \\ V_2 = V_2^0 + V_2^{ac} e^{j\omega t} \\ I = I^0 + I^{ac} e^{j\omega t} \end{cases}$$

Si on dérive respectivement I et V_2 par rapport au temps, on obtient :

$$\frac{\partial I}{\partial t} = 0 + j\omega I^{ac} e^{j\omega t} \quad \text{et} \quad \frac{\partial V_2}{\partial t} = 0 + j\omega V_2^{ac} e^{j\omega t}$$

$$\text{soit} \quad \frac{\partial I}{\partial V_2} \cong \frac{\frac{\partial I}{\partial t}}{\frac{\partial V_2}{\partial t}} = \frac{I_{ac}}{V_2^{ac}} \quad \text{or,} \quad I_{ac} = \frac{V_1^{ac} - V_2^{ac}}{R_{\text{serie}}}$$

Par conséquent, on a

$$\boxed{\frac{\partial I}{\partial V_2}(V_2) \cong \frac{V_1^{ac} - V_2^{ac}}{R_{\text{serie}} \cdot V_2^{ac}}}$$

On peut donc à partir de la mesure du détecteur synchrone avoir accès directement à une mesure de $dI/dV(V)$.

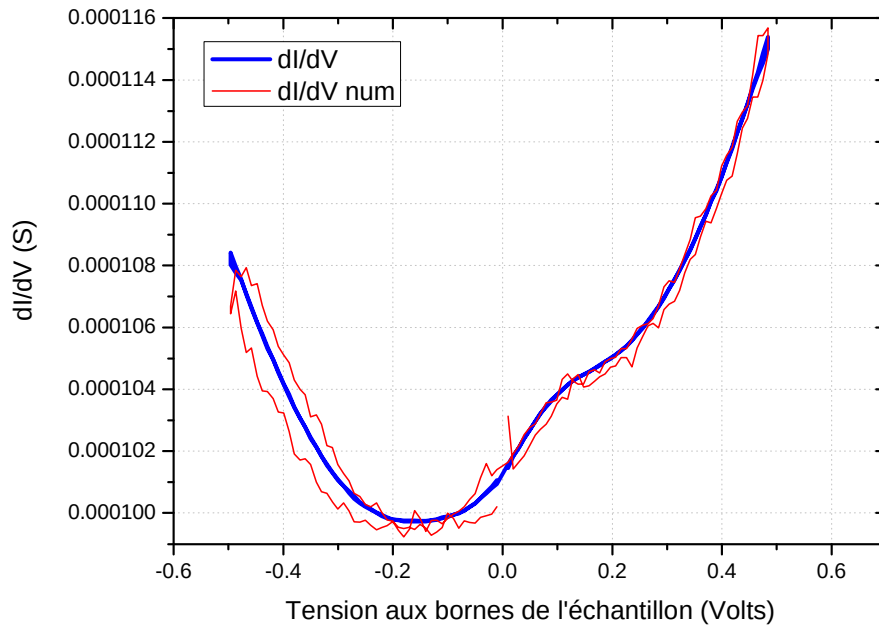


Figure 4.10 : Caractéristique dI/dV (V) obtenue grâce au montage décrit plus haut sur l'un de nos échantillons. La courbe bleue est mesurée expérimentalement, la courbe rouge est dérivée numériquement à partir de la courbe de la Figure 4.8.

On compare les signaux obtenus directement et la dérivée numérique sur la Figure 4.10.

On constate qu'effectivement, la dérivée numérique du signal (en rouge) est bien plus bruyante que le signal mesuré directement (en bleu).

Cependant, on remarque aussi que la conductance n'est pas parabolique contrairement aux prédictions du modèle de Brinkman. De manière à mieux comprendre ce qu'il se passe, nous avons mesuré des caractéristiques pour des configurations parallèle et anti-parallèle en champ appliqué nul.

On remarque l'apparition de minima locaux en configuration parallèle et une linéarisation de la caractéristique en configuration anti-parallèle.

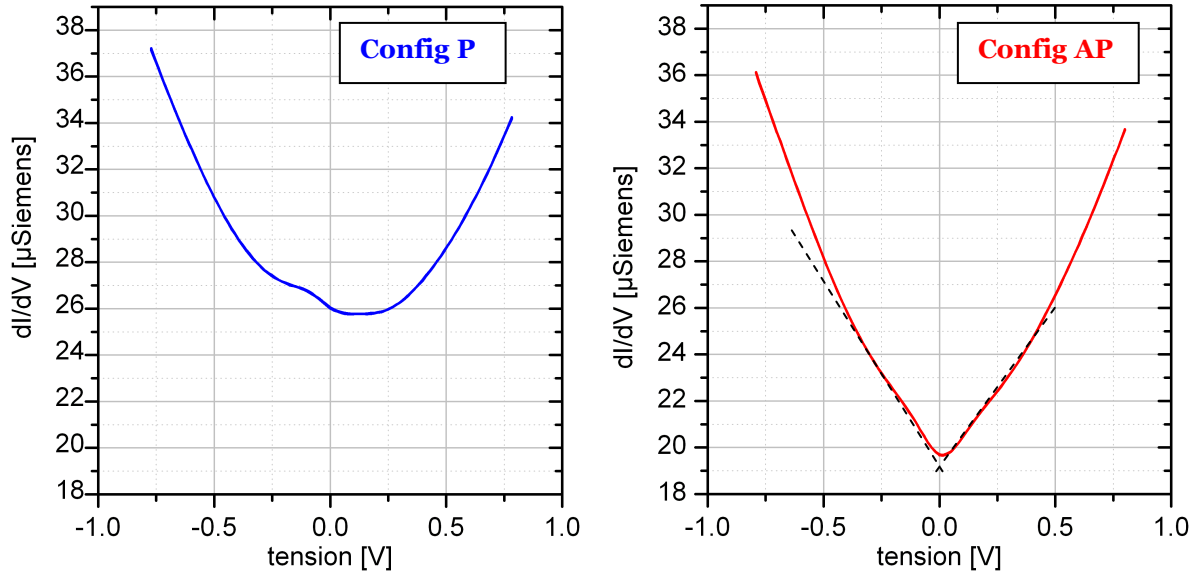


Figure 4.11 : Caractéristiques dI/dV (V) en configurations parallèle et anti-parallèle pour une jonction tunnel magnétique de forme elliptique et de dimensions 260 nm par 520 nm.

Ces caractéristiques ressemblent à celles observées pour les jonctions tunnels magnétiques épitaxiales Fe/MgO/Fe [Sicot 2006]. Là aussi on observe l'apparition de deux minima locaux pour la configuration parallèle et une linéarisation de la conductance pour la configuration anti-parallèle. L'explication retenue par ces auteurs est que les électrons franchissant la barrière tunnel ne peuvent plus être considérés comme libres et interagissent avec le réseau cristallin. Nous avons vu en effet au Chapitre 1 que le MgO n'avait pas un comportement symétrique pour les spins majoritaires et minoritaires. D'autre part, les spins minoritaires et majoritaires n'ont pas les mêmes diagrammes de bandes et la présence d'états disponibles (bande d'énergie) aux environs de l'énergie de Fermi peut expliquer l'apparition des minima locaux.

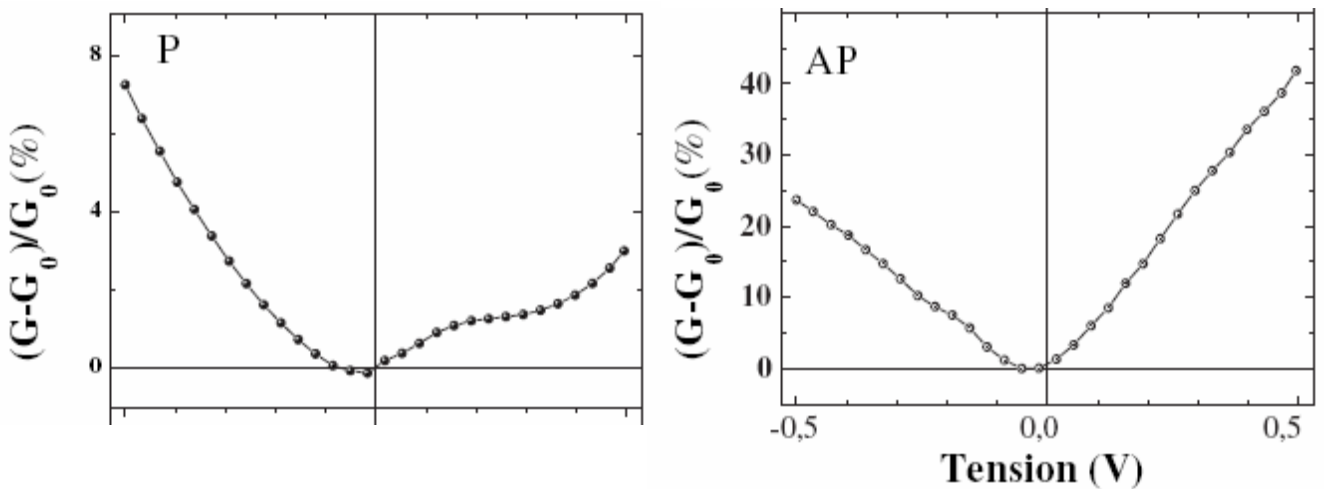


Figure 4.12 : Caractéristiques dI/dV (V) en configurations parallèle et anti-parallèle pour une jonction tunnel magnétique Fe/MgO/Fe. D'après [Sicot 2006].

Cependant, l'étude se rapprochant le plus de notre système et pouvant expliquer ces résultats a été réalisée par P. LeClair en 2002 [LeClair 2002]. Cette étude consistait à comparer les caractéristiques dI/dV (V) pour des jonctions tunnels magnétiques du type $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}$ avec une électrode de Cobalt polycristalline et l'autre électrode de Cobalt soit polycristalline, soit cristalline cubique face centrée (1 1 1). Les bandes électroniques du Cobalt cubique face

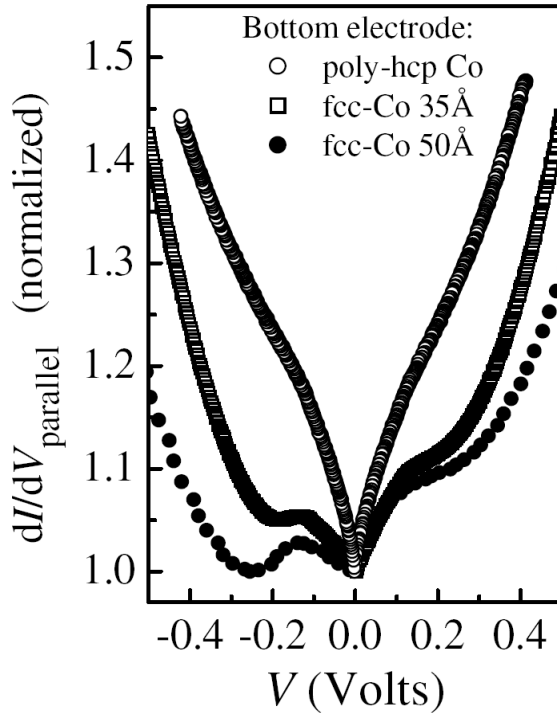


Figure 4.13 : caractéristique dI/dV (V) pour des jonctions tunnels $\text{Co}(\text{poly})/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}(\text{poly}/\text{fcc})$ en configuration parallèle. D'après [LeClair 2002].

centrée et celles du Cobalt polycristallin principalement orienté hexagonal compact sont différentes. Pour les configurations $\text{Co}(\text{poly})/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}(\text{fcc ou poly})$, en configuration parallèle, la caractéristique dI/dV (V) mesurée à $T = 5$ K, est représentée sur la Figure 4.13. Le pic qu'on observe pour $V=0$, est du à la température de mesure très basse, ce phénomène est appelé 'zero bias anomaly' [Tezuka 1999], [Sheng 2004].

On remarque la bonne symétrie de la courbe dans le cas d'une jonction tunnel $\text{Co}(\text{poly})/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}(\text{poly})$. Cependant, lorsque la cristallinité de la deuxième électrode est différente, la symétrie de la courbe est brisée et on voit apparaître des minima locaux. Différentes études ont montré que cette dissymétrie était due, là encore, au fait que dans le cas d'une

électrode cristalline, le modèle des électrons libres ne s'applique plus et il faut prendre en compte les effets électroniques liés à la structure de bande des électrodes [Oleinik 2000], [Meservey 1994], [Butler 2001], [Butler 2005], [Davis 2002].

Les similitudes entre ces deux études et nos mesures tendent à montrer que nous observons à faible tension appliquée, l'interaction des électrons du système avec les structures de bande des électrodes. Ainsi, le modèle des électrons libres ne peut plus s'appliquer qu'aux fortes tensions appliquées où on retrouve asymptotiquement la même parabole pour les configurations parallèle et anti-parallèle. En effet, en superposant les deux courbes de la Figure 4.11, on peut constater qu'elles convergent à forte tension appliquée vers une parabole (cf. Figure 4.14). On va donc pouvoir à l'aide de cette parabole asymptotique à forte tension appliquer le modèle de Brinkman et essayer de retrouver les paramètres intrinsèques de la barrière tunnel que sont son épaisseur d , sa hauteur de barrière ϕ , et son asymétrie de barrière $\Delta\phi$.

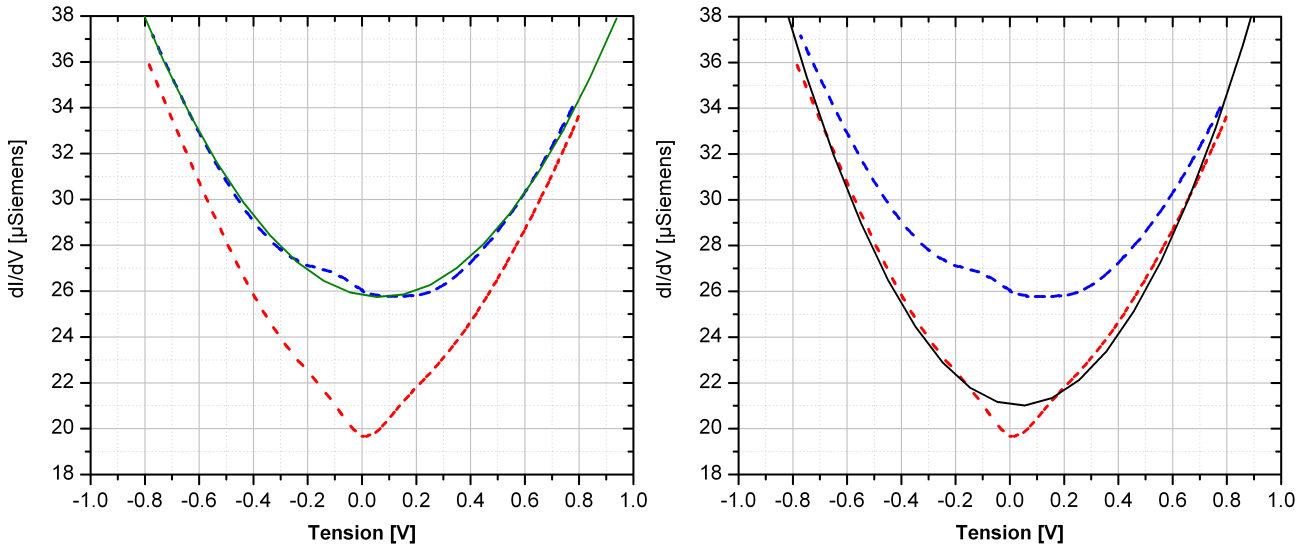


Figure 4.14 : conductance en configuration parallèle et antiparallèle et fonctions d'ajustement paraboliques pour chacune des configurations.

Pour la configuration parallèle, la parabole a pour équation :

$$\frac{dI}{dV} = 2.582 \cdot 10^{-5} - 2.23 \cdot 10^{-6} V + 1.611 \cdot 10^{-5} V^2$$

Comme nous l'avons vu au Chapitre 1, la conductance surfacique selon le modèle de

Brinkman s'écrit :
$$\frac{dj}{dV} = G(0) \left(1 - \frac{Ad\Delta\phi}{24\phi^{3/2}} eV + \frac{d^2 A^2}{32\phi} (eV)^2 \right)$$

Avec
$$G(0) = \frac{e^2 \sqrt{2m}}{h^2} \frac{\sqrt{\phi}}{d} \exp\left(-\frac{2\sqrt{2m}}{h} d \sqrt{\phi}\right)$$

Et
$$A = \frac{2\sqrt{2m}}{h}$$

On peut donc calculer les paramètres en égalisant ces deux expressions.

On trouve :
 Hauteur de barrière $\phi = 3.13 \text{ eV}$
 Asymétrie de la barrière $\Delta\phi = 1.45 \text{ eV}$
 Epaisseur $d = 7.72 \text{ \AA}$

Théoriquement, la couche d'alumine a une épaisseur avant oxydation de $7.5 \text{ \AA}$, les valeurs trouvées sont donc en bon accord avec ce à quoi nous nous attendions.

Pour la configuration anti parallèle, on voit sur la Figure 4.14 que l'ajustement parabolique ne donne pas un bon accord du fait de sa linéarisation aux faibles valeurs de tension.

Il nous reste à nous intéresser à la dernière grandeur de transport capitale pour le fonctionnement des jonctions tunnels magnétiques dans les MRAMs : la magnétorésistance tunnel.

4.1.2.3. Magnétorésistance tunnel.

Nous avons défini la magnétorésistance tunnel au Chapitre 1. Elle peut aussi s'exprimer comme un rapport de conductance tunnel. L'expression est la suivante :

$$TMR(V) = \frac{G_P(V) - G_{AP}(V)}{G_{AP}(V)}.$$

La magnétorésistance tunnel obtenue pour le système que nous avons décrit et mesuré précédemment est donnée sur la Figure 4.15.

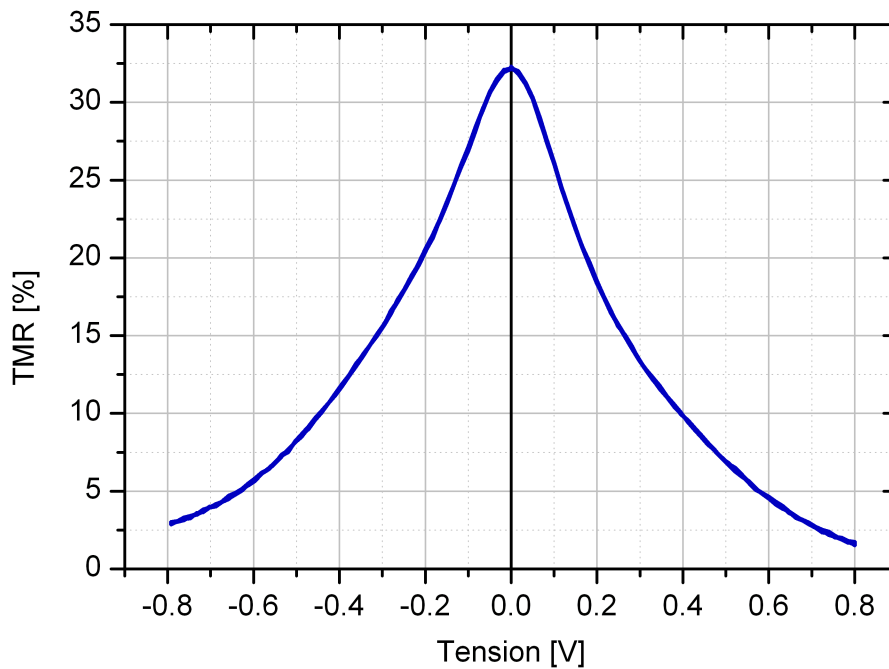


Figure 4.15 : Courbe de la magnétorésistance tunnel en fonction de la tension appliquée mesurée sur une jonction tunnel magnétique de forme elliptique et de dimensions 260 nm par 520 nm.

On remarque tout d'abord la décroissance assez importante de la magnétorésistance avec la tension appliquée. Cette décroissance s'explique principalement à l'aide de la structure de bandes à l'interface des deux électrodes. En effet, dans le cas du Cobalt fcc par exemple, il existe une bande inoccupée juste au dessus du niveau de Fermi qui dès que la tension appliquée permet de l'atteindre, augmente le nombre d'états accessibles aux spins minoritaires et donc réduit la magnétorésistance tunnel. D'autre part, l'augmentation de l'énergie des électrons crée des interactions avec les magnons. Cette interaction avec les magnons a pour conséquence une augmentation des événements de spin flip (pertes d'informations du spin) et donc une diminution de la TMR.

D'autre part, on constate aussi une dissymétrie de la courbe liée à la différence des deux électrodes magnétiques de part et d'autre de la barrière tunnel. L'asymétrie est traduite au

niveau du modèle de Brinkman par le paramètre $\Delta\phi$ que nous avons estimé au paragraphe précédent.

La valeur maximale de la magnétorésistance tunnel est de 32%. Cette valeur est conforme à la moyenne des résultats obtenus pour les jonctions tunnels magnétiques à base d'Alumine.

Nous avons donc caractérisé les principales propriétés de transport de nos jonctions tunnels magnétiques. Dans le prochain paragraphe, nous allons nous intéresser aux fenêtres d'adressage des jonctions tunnels magnétiques en champ magnétique appliqué extérieur, et en utilisant les lignes de courant d'adressage.

4.2.2. Adressage en champ magnétique extérieur et en courant

Les jonctions tunnels magnétiques sur lesquelles nous travaillons sont du type 'Savtchenko'. Elles se retournent par conséquent grâce à la séquence de retournement en bascule que nous avons brièvement décrite au Chapitre 1. Dans ce paragraphe, nous allons chercher à mesurer les zones où les champs magnétiques appliqués sont suffisamment importants pour retourner la jonction tunnel magnétique. Nous allons caractériser ces zones tout d'abord en appliquant des champs magnétiques extérieurs, puis en utilisant les lignes d'adressage des jonctions tunnels magnétiques. En comparant les deux diagrammes obtenus, nous pourrions ainsi évaluer quantitativement le champ magnétique rayonné par les lignes d'adressage des jonctions tunnels magnétiques.

Tout d'abord, nous allons décrire le protocole expérimental que nous avons mis en place pour obtenir ces caractéristiques.

4.2.2.1. Principe de la mesure des fenêtres d'adressage

Le principe de la mesure est assez simple. Nous avons vu dans les chapitres précédents, que l'adressage d'une cellule mémoire du type 'Savtchenko' consiste en une séquence de champs magnétiques. On applique tout d'abord le champ H_x pendant une durée t_1 , puis on applique le champ $H_x + H_y$ pendant une durée t_2 et enfin, on applique le champ H_y pendant une durée t_3 . Pour chaque valeur de (H_x, H_y) , on applique à la jonction tunnel magnétique la séquence de retournement correspondante. On mesure la valeur de la résistance avant et après la séquence. On trace ensuite sur un graphe d'intensité la différence de ces deux valeurs de résistance en fonction de H_x et H_y .

La valeur de la résistance est mesurée à l'aide d'une technique de détection synchrone. Les mesures sont pilotées par ordinateur à l'aide du logiciel Labview.

Pour la mesure en champ extérieur appliqué, le champ est généré par quatre bobines de Helmholtz. Les bobines sont alimentées par des alimentations stabilisées du type Kepco, commandées par une source universelle du type HP 33250A.

Pour la mesure avec les lignes d'adressage, les lignes sont connectées à une source universelle du type Keithley K2400 qui envoie des impulsions de tension dans les lignes.

La Figure 4.16 est une photographie du banc de test avec les bobines sur lequel nous avons réalisé ces mesures.

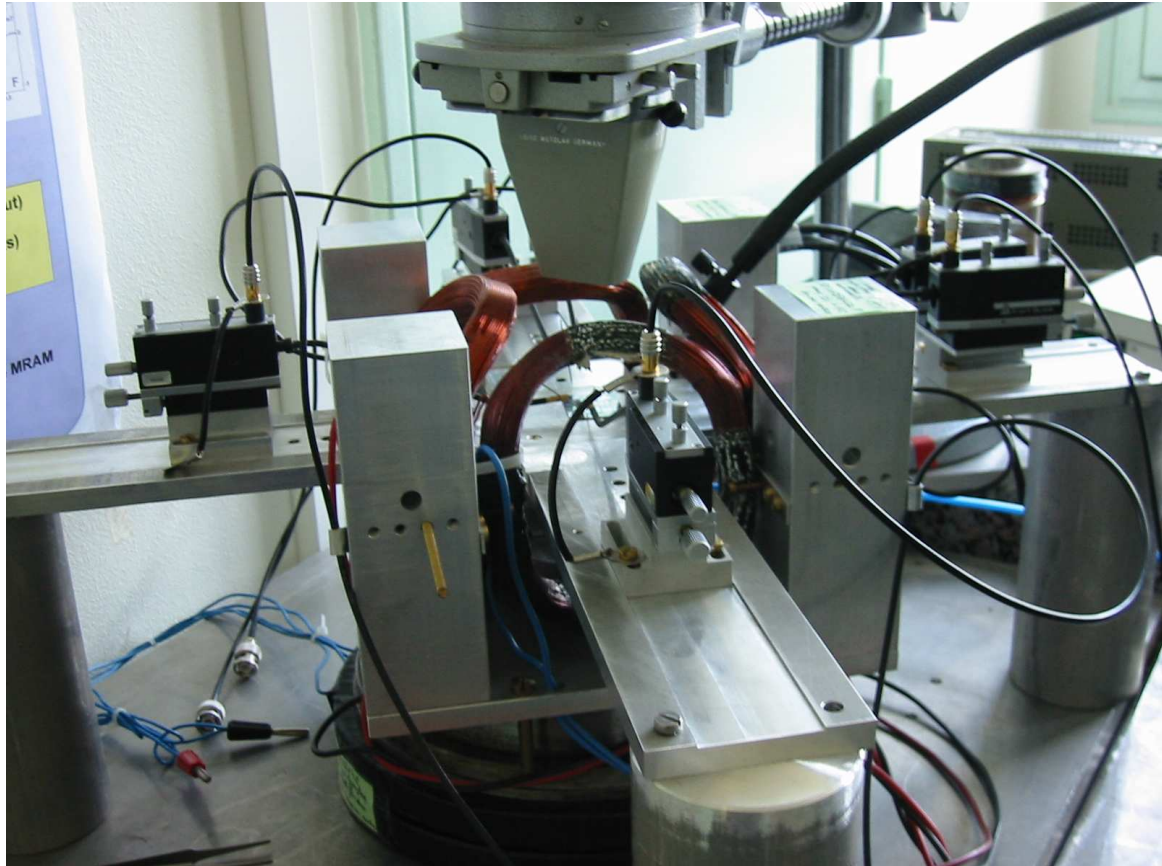


Figure 4.16 : Photographie du montage à 4 bobines. On distingue les 4 bobines, ainsi que les 6 pointes et la loupe binoculaire nous permettant de contacter l'échantillon.

Ce banc de test nous permet à la fois d'utiliser les bobines et de placer six pointes PH100 pour connecter à la fois la jonction tunnel magnétique et les lignes d'adressage en courant.

Pour chaque séquence de retournement en champ externe, on applique d'abord un champ H_x , puis les deux champs H_x et H_y ensemble, et enfin juste le champ H_y . On parcourt pour chaque valeur de H_x correspondant à une tension de commande comprise entre -10 V et +10 V, l'ensemble des valeurs de H_y (aussi entre -10 V et +10V). Nous avons mesuré à l'aide d'une sonde de Hall les valeurs des champs magnétiques correspondants aux tensions de commande appliquées aux bobines.

Lorsqu'on utilise les lignes d'adressage, on utilise le même principe, sauf qu'on mesure le courant circulant dans les lignes correspondant aux tensions de commande.

Une vue schématisant le principe de la mesure des fenêtres d'adressage est donnée sur la Figure 4.17.

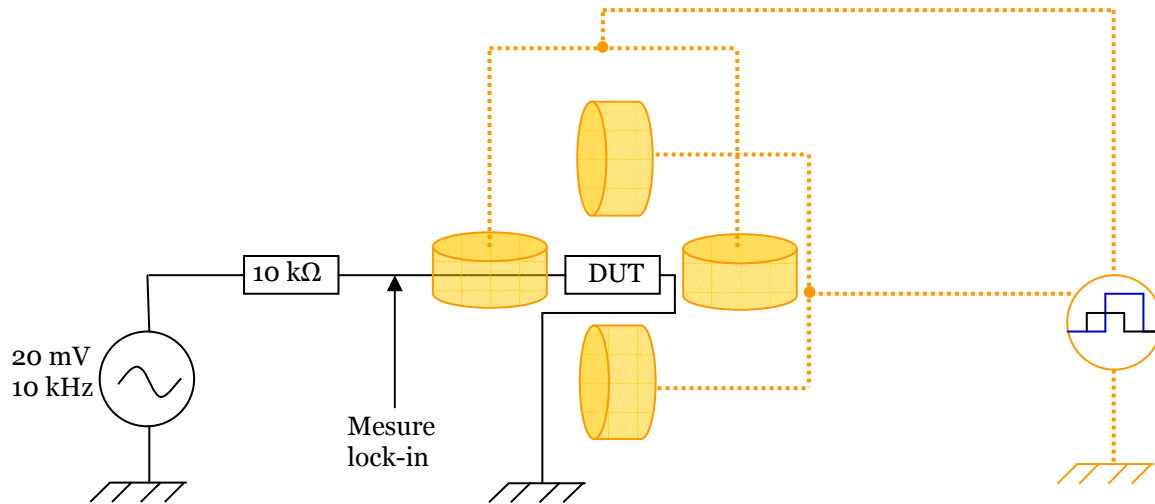


Figure 4.17: Schéma du montage pour la mesure des fenêtres d'adressage d'une jonction tunnel magnétique. Ici on a représenté les 4 bobines mais le schéma est similaire si on les remplace par les lignes d'adressage.

Ces mesures requièrent un nombre important de points et donc de séquences de mesure. C'est pourquoi nous les avons pilotées à l'aide de Labview. Les résultats que nous allons présenter dans les paragraphes suivants ont été obtenus sur la même jonction tunnel magnétique de manière à mieux pouvoir comparer les diagrammes entre eux. Les diagrammes obtenus sont reproductibles et similaires d'une jonction tunnel magnétique à l'autre.

4.2.2.2. Adressage en champ magnétique extérieur

Nous allons présenter les résultats obtenus pour une jonction tunnel magnétique de forme elliptique et de dimensions 420 nm par 840 nm.

La Figure 4.18 présente le diagramme d'adressage de cette jonction tunnel magnétique. La première remarque que nous pouvons faire sur ce diagramme est qu'il est très similaire au diagramme 'théorique' que nous avons brièvement exposé au Chapitre 1, et au diagramme obtenu par Freescale [Durlam 2005].

La seconde remarque que nous pouvons faire sur ce diagramme est qu'il est dissymétrique : il n'est pas centré en (0, 0). Un des cadrans a été artificiellement approché de (0, 0) de manière à diminuer les champs d'adressage nécessaires au retournement des jonctions tunnels magnétiques (cf. Figure 4.18). En effet, l'avantage de l'adressage par retournement en bascule

est que la séquence pour retourner un bit est la même quel que soit l'état initial de la jonction tunnel magnétique. Il est avantageux d'utiliser toujours la même séquence, car de récentes études ont montré un effet de chiralité dans le retournement en bascule [Fujiwara 2005], [Worledge 2007]. Le retournement dépend donc de la séquence de champ adoptée.

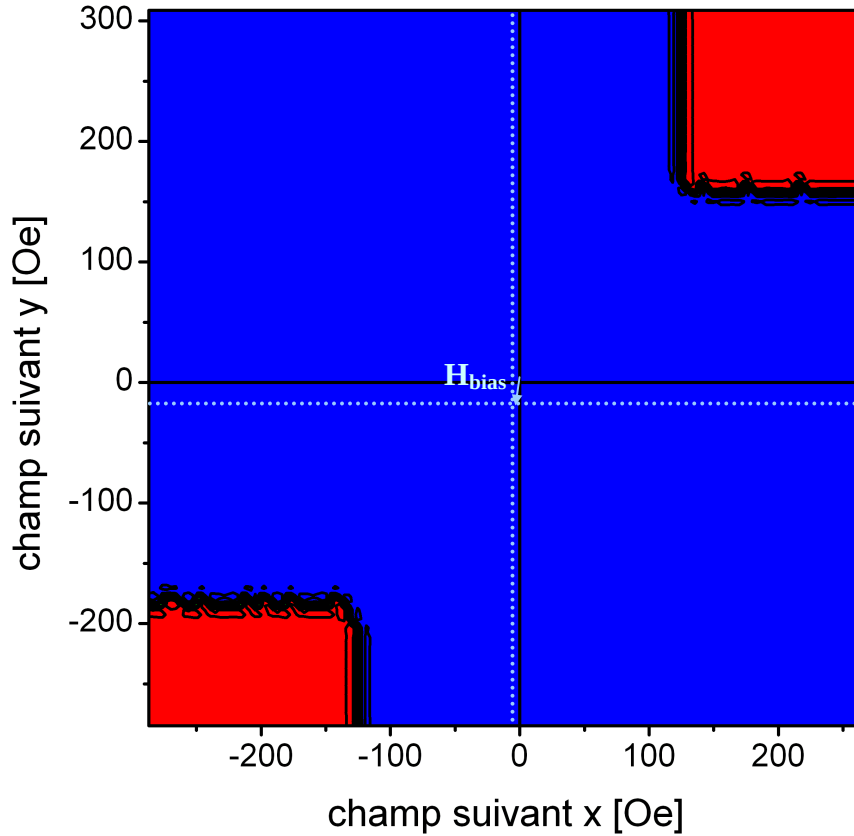


Figure 4.18 : Fenêtre d'adressage en champ magnétique extérieur appliqué. En bleu, les champs magnétiques ne sont pas suffisants pour retourner la couche libre de la jonction tunnel magnétique. En rouge, les champs magnétiques sont suffisants.

Par conséquent, pour écrire les bits, nous avons juste besoin d'adresser un cadran (champs magnétiques positifs par exemple). Pour décaler ce cadran, on crée au niveau de l'empilement magnétique un déséquilibre qui résulte en la présence d'un champ de 'bias'. On voit sur la Figure 4.18 (flèche bleu clair) que ce champ pointe globalement dans la direction $(-y)$ et est de l'ordre de 20 Oe d'amplitude.

Les champs limites de renversement pour le cadran positif sont : $H_{swx} = 127$ Oe

$$H_{swy} = 142 \text{ Oe.}$$

Les champs limites de renversement pour le cadran négatif sont : $H_{swx} = -131$ Oe et

$$H_{swy} = -181 \text{ Oe.}$$

On trouve donc un champ de 'bias' : $\vec{H}_{bias} = -1.9\vec{x} - 19.6\vec{y}$.

4.2.2.3. Adressage en courant

Le principe de la mesure est très similaire à celui de la mesure en champ magnétique extérieur.

Nous allons présenter les résultats obtenus pour la même jonction tunnel magnétique que précédemment.

La Figure 4.19 présente le diagramme d'adressage obtenu pour cette jonction.

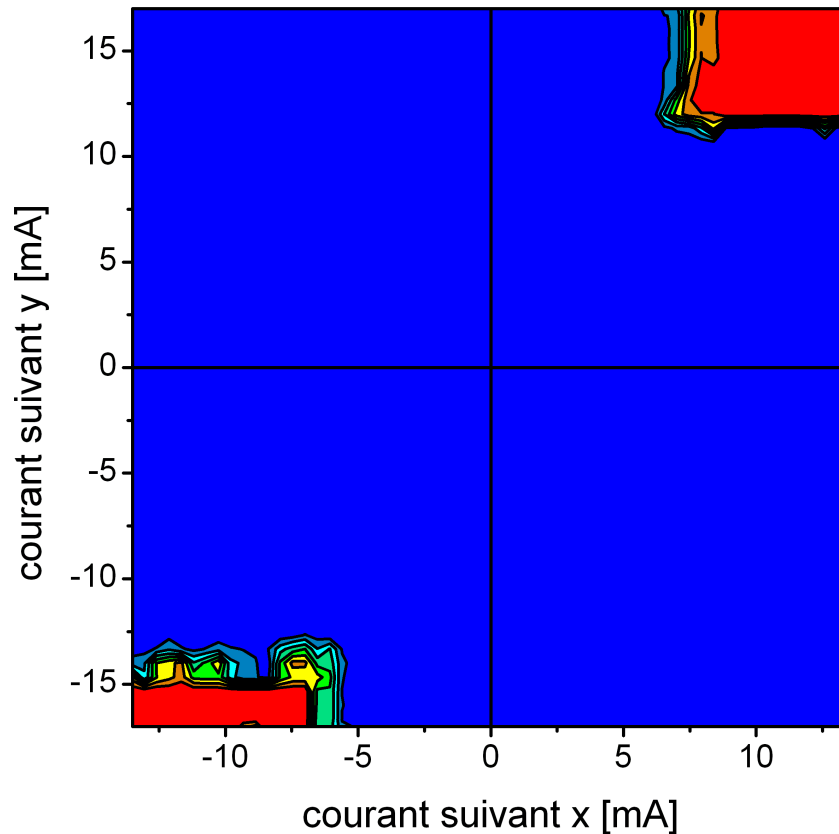


Figure 4.19 : Fenêtre d'adressage en courant. En bleu, les courants appliqués ne sont pas suffisants pour retourner la couche libre de la jonction tunnel magnétique. En rouge, les courants appliqués sont suffisants.

Là encore, on remarque tout d'abord que le diagramme obtenu est conforme au diagramme théorique (fenêtre en L). On remarque ensuite que les courants injectés dans les deux lignes ne sont pas les mêmes. Les dimensions des lignes ne sont donc pas identiques (et par conséquent leur résistivité non plus). En effet, la ligne de mot est plus éloignée de la jonction tunnel magnétique que la ligne de bit. Donc, de manière à avoir à peu près le même champ rayonné au niveau de la jonction tunnel magnétique à tension appliquée équivalente, il faut une résistivité plus faible.

Les courants limites de renversement pour le cadran positif sont : $I_{swx} = 6.7 \text{ mA}$ et

$$I_{swy} = 11.5 \text{ mA}.$$

Les courants limites de renversement pour le cadran négatif sont : $I_{swx} = - 6.9 \text{ mA}$ et

$$I_{swy} = - 15 \text{ mA}.$$

Nous avons vu au Chapitre 2 que le champ rayonné par une ligne est proportionnel au courant injecté dans cette ligne. Nous allons donc calculer les relations entre le courant injecté et le champ magnétique rayonné pour chacune des lignes d'adressage.

On peut écrire d'après les valeurs mesurées que pour cette jonction tunnel magnétique nous avons :

$$\begin{cases} I_x [\text{mA}] = 0.0525 \cdot H_x [\text{Oe}] \\ I_y [\text{mA}] = 0.081 \cdot H_y [\text{Oe}] \end{cases}$$

Ainsi, grâce à ces caractéristiques, nous avons pu vérifier la bonne conformité entre le diagramme d'adressage prédit et ceux que nous avons mesurés. D'autre part, ces mesures nous ont permis d'avoir une estimation des champs magnétiques critiques et des courants critiques nécessaires pour retourner l'aimantation de la couche libre de notre jonction tunnel magnétique. Enfin, nous avons également pu en déduire le champ magnétique rayonné par les lignes d'adressage intégrées à notre échantillon.

Dans ce paragraphe, nous avons cherché à mesurer les caractéristiques du transport dans les jonctions tunnels magnétiques. Ainsi, nous avons mesuré la caractéristique courant / tension ainsi que sa dérivée, la conductance par rapport à la tension appliquée. Ces caractéristiques nous ont permis à la fois de mettre en avant les limites du modèle des électrons libres pour les faibles tensions appliquées, et d'appliquer le modèle de Brinkman pour la parabole asymptotique aux valeurs de tension plus importantes. Nous nous sommes ensuite intéressé à la magnétorésistance tunnel. Et, enfin, nous avons mesuré les diagrammes d'adressage en champ magnétique extérieur et en courant.

Nous allons désormais nous intéresser aux propriétés magnétiques de nos jonctions tunnels magnétiques.

4.3. Propriétés magnétiques.

Nous avons présenté au Chapitre 3, un premier modèle théorique basé sur les hypothèses de D.C. Worledge permettant d'estimer l'énergie de barrière pour un système de deux couches minces magnétiques couplées [Worledge 2004]. Ce modèle s'applique à la couche libre de nos jonctions tunnels magnétiques. Le calcul de l'énergie nécessite de connaître un certain nombre de paramètres magnétiques. C'est pour déterminer ces paramètres que nous avons réalisé ces mesures.

4.3.1. Hystérésis magnétiques expérimentaux et astroïde magnétique

Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser aux cycles d'hystérésis magnétiques. Nous présenterons les courbes que nous avons obtenues et les analyserons. Puis nous verrons l'astroïde magnétique complexe que nous pouvons extraire de ces courbes. Enfin, nous trouverons un moyen d'extraire les paramètres magnétiques nécessaires au calcul de l'énergie présenté au Chapitre 3.

4.3.1.1. Cycles d'hystérésis

On mesure le cycle d'hystérésis d'une jonction tunnel magnétique en mesurant la résistance aux bornes de la jonction tunnel magnétique pendant qu'on applique une rampe de champ magnétique. On obtient ainsi la variation de la résistance (et donc l'orientation de l'aimantation de la couche libre en contact avec la barrière tunnel) avec le champ magnétique appliqué.

De manière à pouvoir observer une plus large gamme de champ, nous avons utilisé pour ces mesures un champ magnétique créé par un électroaimant. Le champ créé au niveau de l'échantillon est mesuré à l'aide d'une sonde de Hall. L'électroaimant est alimenté par une alimentation stabilisée du type Kepco qu'on pilote à l'aide d'un générateur de fonctions. On applique un signal triangulaire du type $(-H_{\max} \rightarrow +H_{\max} \rightarrow -H_{\max})$. L'électroaimant est monté sur une table tournante graduée. Cela nous a permis de mesurer des cycles d'hystérésis pour des orientations variant de 0 à 360° tous les 10°.

Pour mesurer la résistance de la jonction tunnel magnétique, on utilise une détection synchrone. On utilise un oscilloscope à mémoire pour visualiser les cycles d'hystérésis, on place en entrée de l'oscilloscope la tension de la sonde de Hall (proportionnelle au champ magnétique appliqué) ainsi que la tension aux bornes de la jonction tunnel magnétique. On acquiert les courbes de manière à superposer pour chaque mesure trois cycles d'hystérésis. Ainsi, on peut observer la reproductibilité du retournement des aimantations.

La Figure 4.20 décrit le principe du montage que nous avons réalisé pour mesurer les cycles d'hystérésis magnétiques.

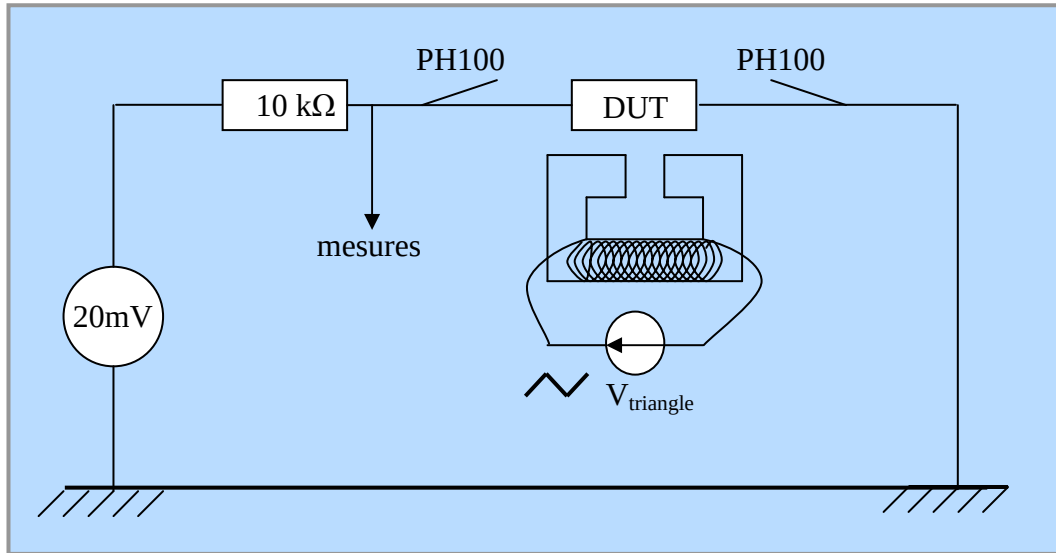
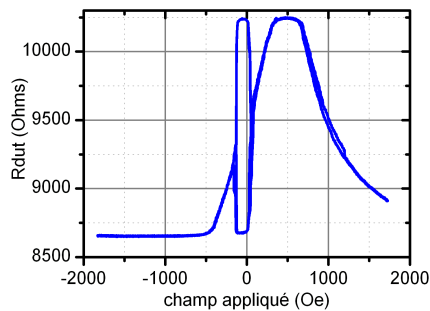


Figure 4.20 : schéma de principe du montage pour la mesure des cycles d'hystérésis magnétiques.

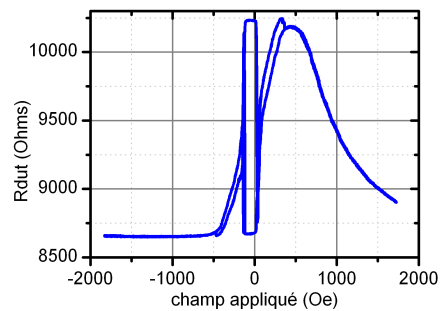
Nous allons présenter les résultats que nous avons obtenus pour une jonction tunnel magnétique de forme elliptique et de dimensions 380 nm par 760 nm.

Nous prenons comme référence pour l'angle θ du champ magnétique appliqué l'axe facile des couches magnétiques de la jonction tunnel (aussi précisément que nous puissions l'identifier...). Les courbes obtenues sont présentées ci-après.

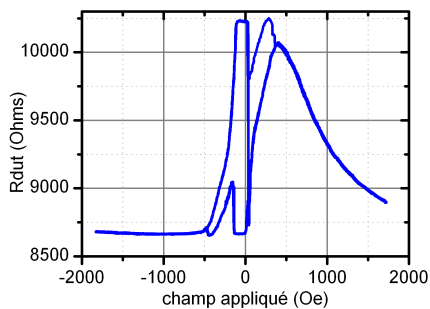
$\theta = 0^\circ$



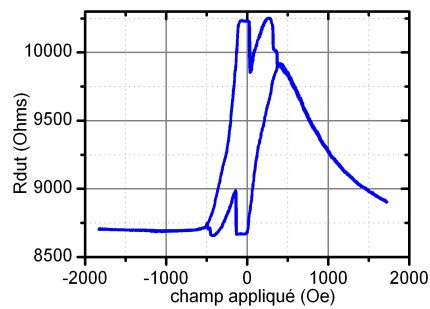
$\theta = 10^\circ$



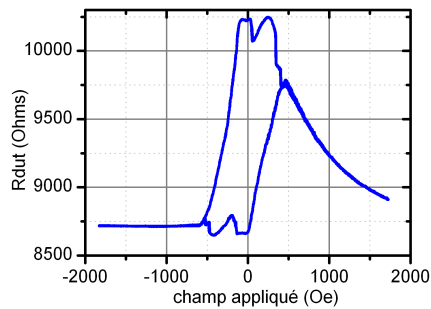
$\theta = 20^\circ$



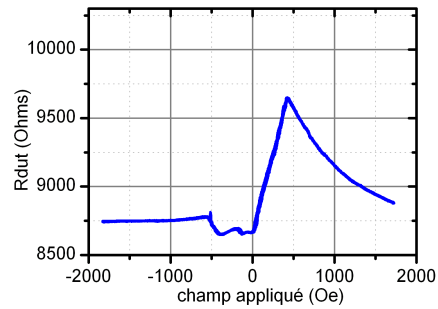
$\theta = 30^\circ$



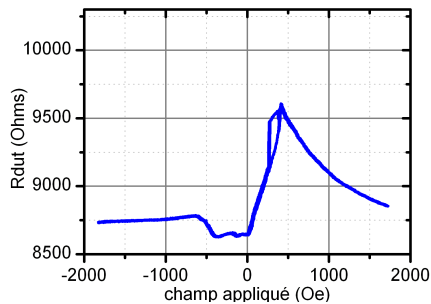
$\theta = 40^\circ$



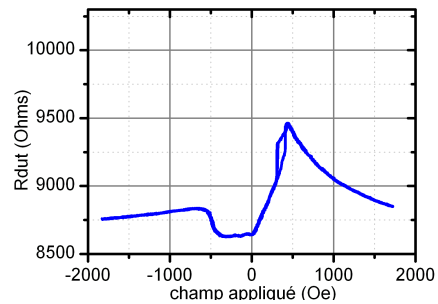
$\theta = 50^\circ$



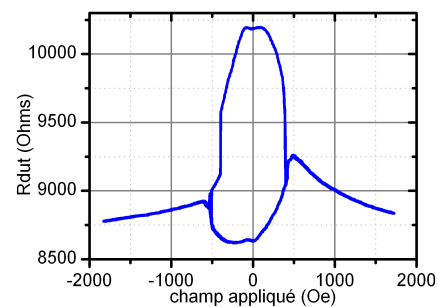
$\theta = 60^\circ$



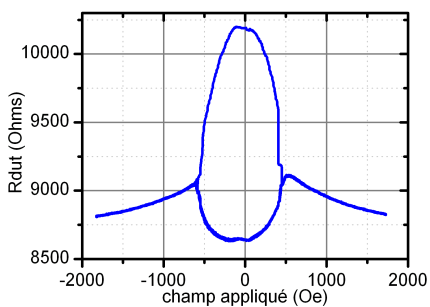
$\theta = 70^\circ$



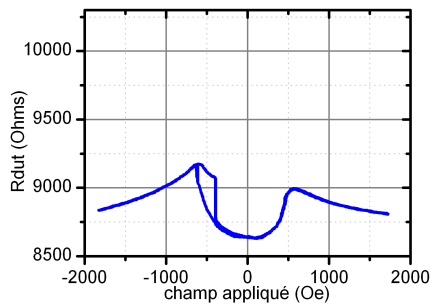
$\theta = 80^\circ$



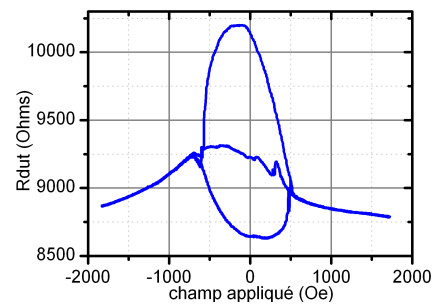
$\theta = 90^\circ$



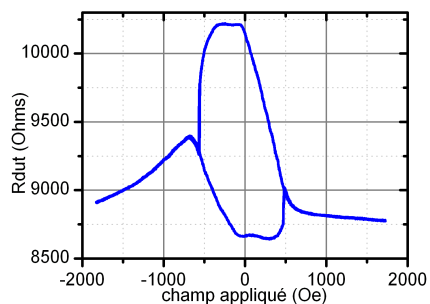
$\theta = 100^\circ$



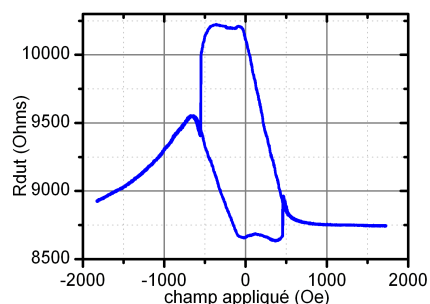
$\theta = 110^\circ$



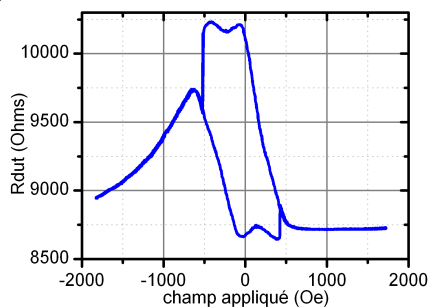
$\theta = 120^\circ$



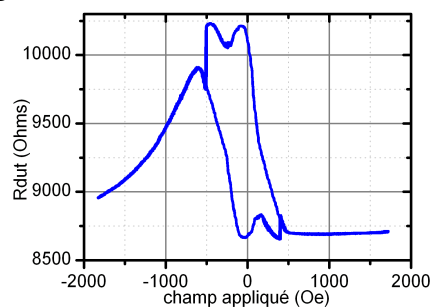
$\theta = 130^\circ$



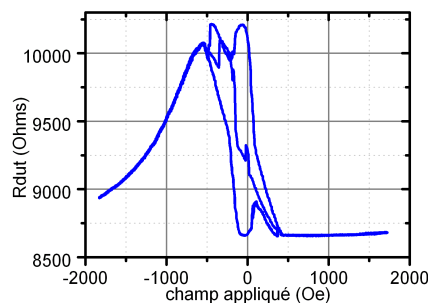
$\theta = 140^\circ$



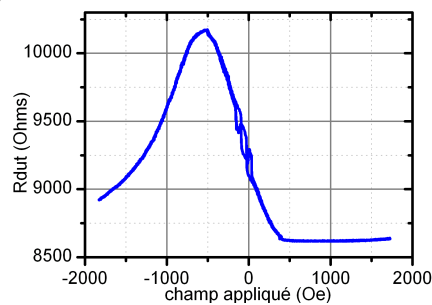
$\theta = 150^\circ$



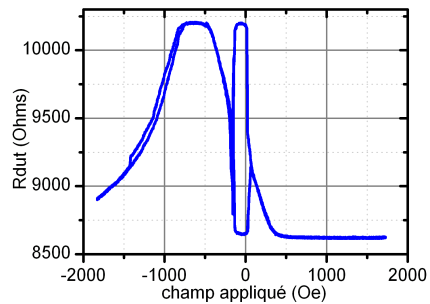
$\theta = 160^\circ$



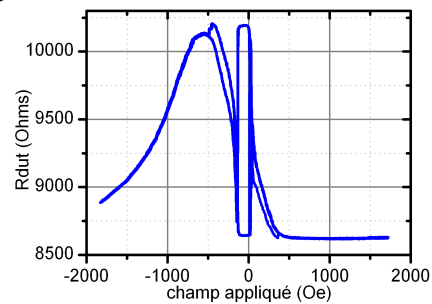
$\theta = 170^\circ$



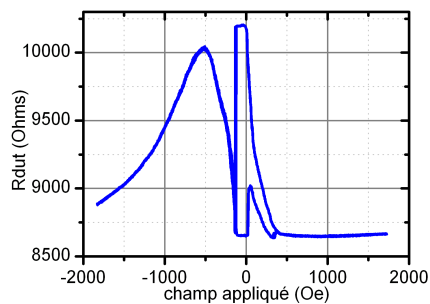
$\theta = 180^\circ$



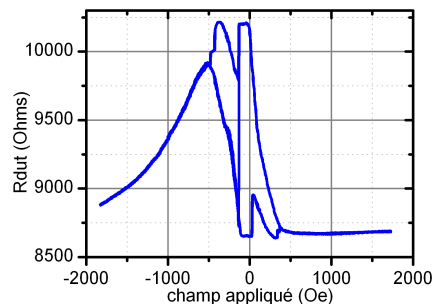
$\theta = 190^\circ$



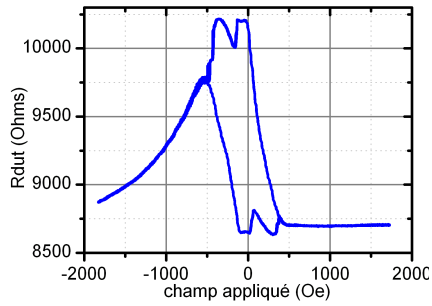
$\theta = 200^\circ$



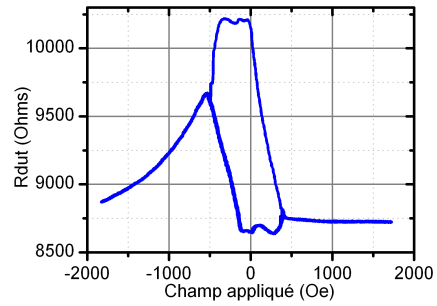
$\theta = 210^\circ$



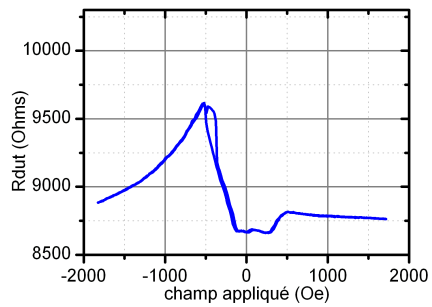
$\theta = 220^\circ$



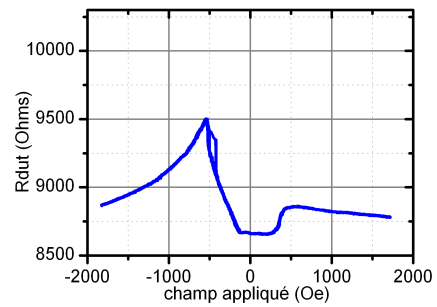
$\theta = 230^\circ$



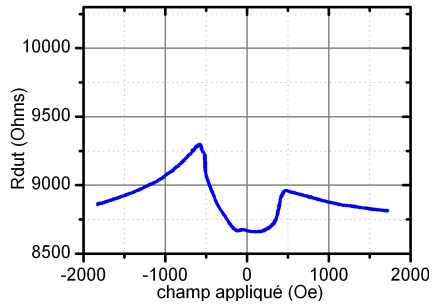
$\theta = 240^\circ$



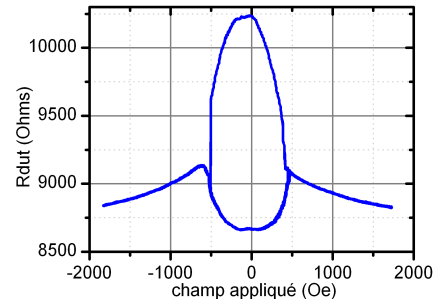
$\theta = 250^\circ$



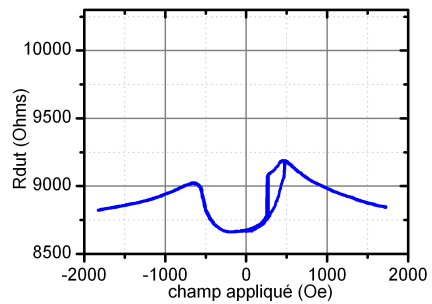
$\theta = 260^\circ$



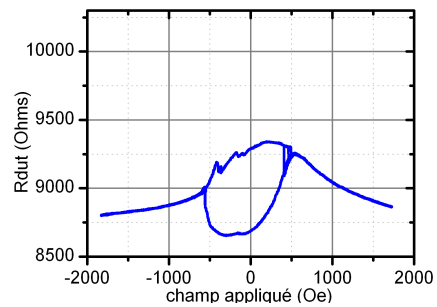
$\theta = 270^\circ$



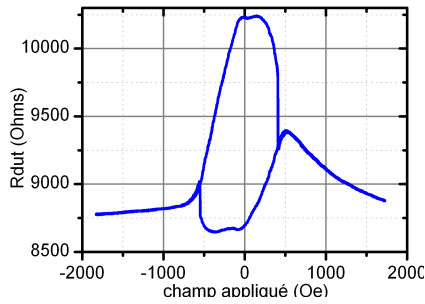
$\theta = 280^\circ$



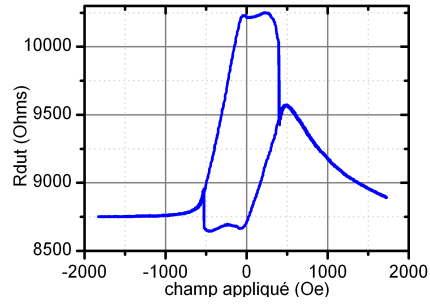
$\theta = 290^\circ$



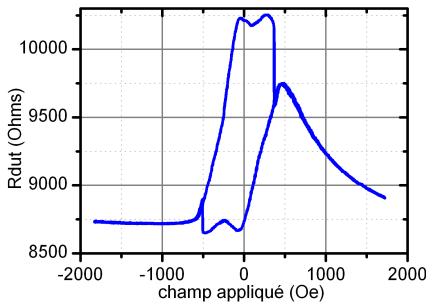
$\theta = 300^\circ$



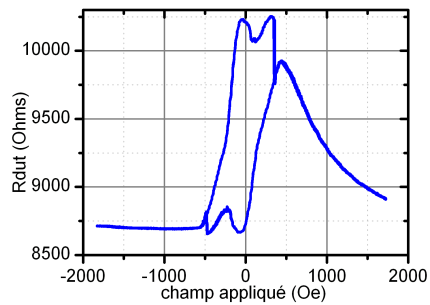
$\theta = 310^\circ$



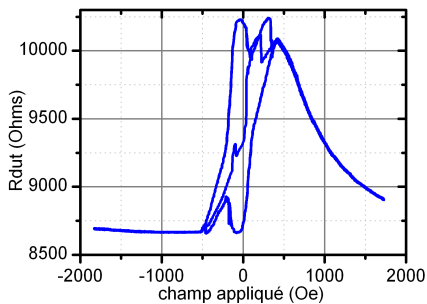
$\theta = 320^\circ$



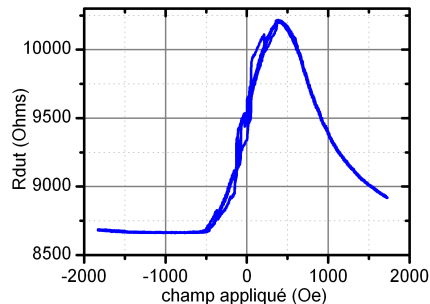
$\theta = 330^\circ$



$\theta = 340^\circ$



$\theta = 350^\circ$



Nous avons discuté au Chapitre 3 l'allure d'un cycle d'hystérésis pour une structure antiferromagnétique synthétique lorsque le champ magnétique est appliqué suivant l'axe facile. Les cycles mesurés ici diffèrent du cycle que nous avons décrit au Chapitre 3. Nous expliquerons ces différences par la suite.

Si on considère l'ensemble de ces cycles, on remarque tout d'abord la cohérence des résultats obtenus. En effet, on observe bien une symétrie générale à 180° et une périodicité de 360° .

De manière à comprendre plus en détail ce que nous observons, nous allons examiner plus en détail le cycle d'hystérésis pour un champ magnétique appliqué le long de l'axe facile.

La Figure 4.21 décrit ce cycle d'hystérésis.

En insert sur la Figure 4.21, nous avons représenté les deux antiferromagnétiques synthétiques jouant les rôles de couche libre et de couche fixe de chaque côté de la barrière tunnel.

On remarque tout d'abord que la courbe que l'on obtient correspond non seulement au retournement des aimantations de l'antiferromagnétique synthétique jouant le rôle de couche libre, mais aussi à celui de l'aimantation de la couche en contact avec la barrière tunnel appartenant à l'antiferromagnétique synthétique jouant le rôle de couche fixe. Nous considérons que l'aimantation de la couche de l'antiferromagnétique synthétique 'fixe' qui est en contact direct avec l'antiferromagnétique reste a priori fixée (flèche rouge sur les inserts). Cette hypothèse ne peut se vérifier simplement sur le graphe, car la résistance tunnel ne dépend que de l'orientation des couches en contact avec la barrière tunnel.

Les états rémanents (en champ appliqué nul) sont définis tels que les aimantations de part et d'autre de la barrière tunnel sont, soit parallèles (état de faible résistance), soit anti-parallèles (état de forte résistance). Les deux autres couches magnétiques des SAF 'fixe' et 'libre' sont couplées antiferromagnétiquement avec chacune de ces deux couches.

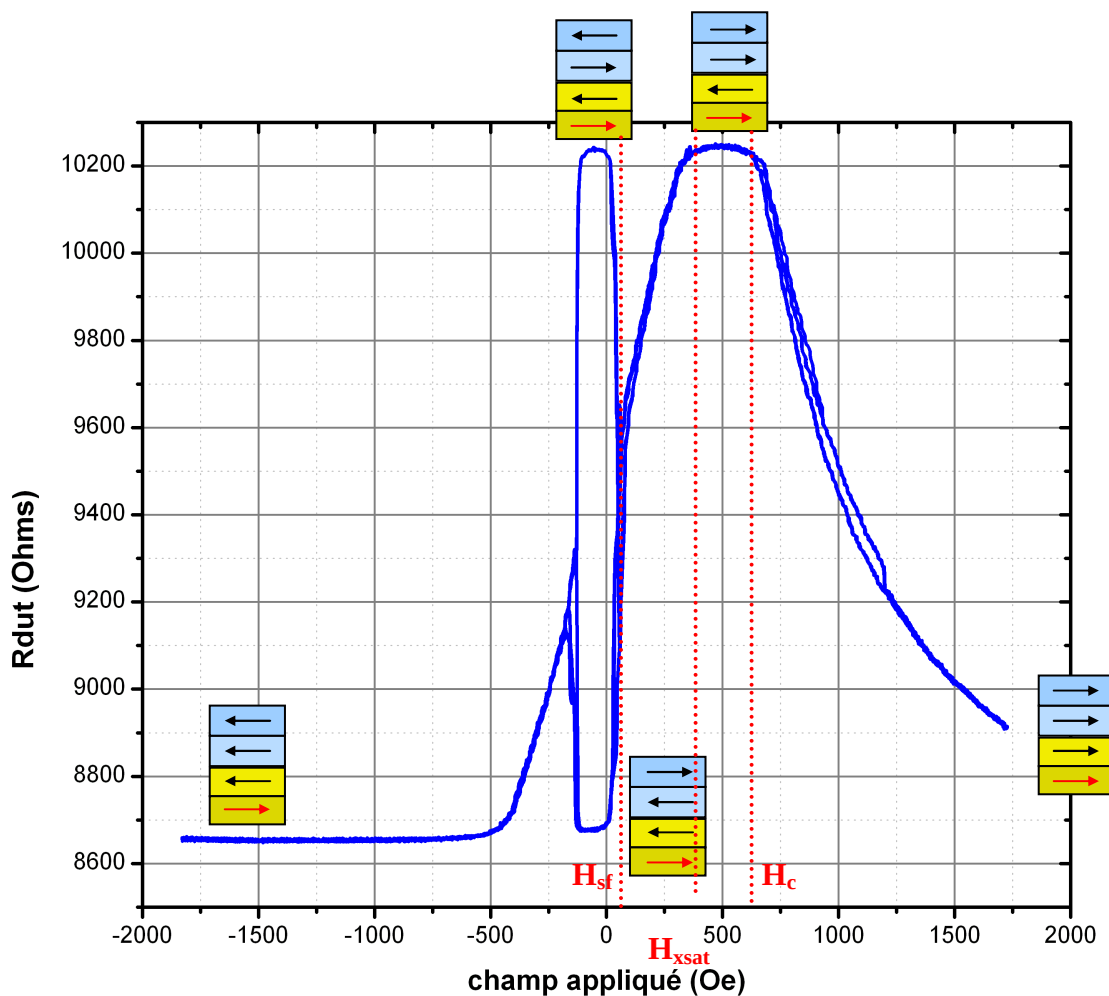


Figure 4.21 : cycles d'hystérésis obtenu pour un champ magnétique appliqué suivant l'axe facile. En insert, nous avons représenté l'état des aimantations correspondantes.

Lorsqu'on applique un champ magnétique positif, à partir du champ critique H_{sf} , on observe une transition spin flop telle que nous l'avons décrite au Chapitre 3 et les aimantations commencent à tourner (partie linéaire de la courbe). Puis, à partir du champ critique H_{xsat} , on atteint un plateau pour lequel on a saturation de l'antiferromagnétique synthétique 'libre', les deux aimantations de ce SAF pointent alors dans la direction du champ appliqué. Enfin, lorsqu'on atteint le champ critique H_c , la couche du SAF 'fixe' en contact avec la barrière tunnel commence à tourner pour s'aligner suivant le champ magnétique.

Pour les champs magnétiques négatifs, la direction du champ correspond à la direction de la couche du SAF 'fixe' en contact avec la barrière tunnel à l'état rémanent. Par conséquent, on n'observe pas le champ critique correspondant à H_c .

On observe également que le cycle est décalé par rapport à $H = 0$, ce décalage s'explique par la présence du champ de 'bias' que nous avons identifié au paragraphe précédent.

Nous voulons, à partir de ces courbes tracer l'astroïde magnétique correspondant.

4.3.1.2. Astroïde magnétique

De manière à construire l'astroïde magnétique de cette jonction tunnel magnétique, nous allons soustraire le champ de 'bias' mesuré précédemment pour recentrer les courbes. Ensuite, pour chaque direction de champ magnétique appliqué, on extrait les valeurs des champs critiques. L'astroïde magnétique correspond au tracé des champs critiques en fonction de la direction du champ magnétique appliqué. Pour une jonction tunnel magnétique où la couche d'aimantation libre est une simple couche, on obtient ainsi un astroïde du type Stoner-Wohlfarth tel que nous l'avons décrit au Chapitre 1. Ici, la jonction tunnel magnétique est beaucoup plus complexe et cette complexité va transparaître sur l'astroïde magnétique.

La Figure 4.22 présente l'astroïde magnétique que l'on obtient.

On remarque tout d'abord qu'il existe une symétrie du système à 45° et que les champs de saturation suivent une trajectoire elliptique comme cela était prédit et calculé par Worledge

[Worledge 2004].

Par contre, sur l'agrandissement de la zone des champs de spin flop, nous ne pouvons rien déduire. L'astroïde est beaucoup trop complexe pour que nous puissions en extraire les paramètres magnétiques dont nous avons besoin pour calculer les énergies de barrière.

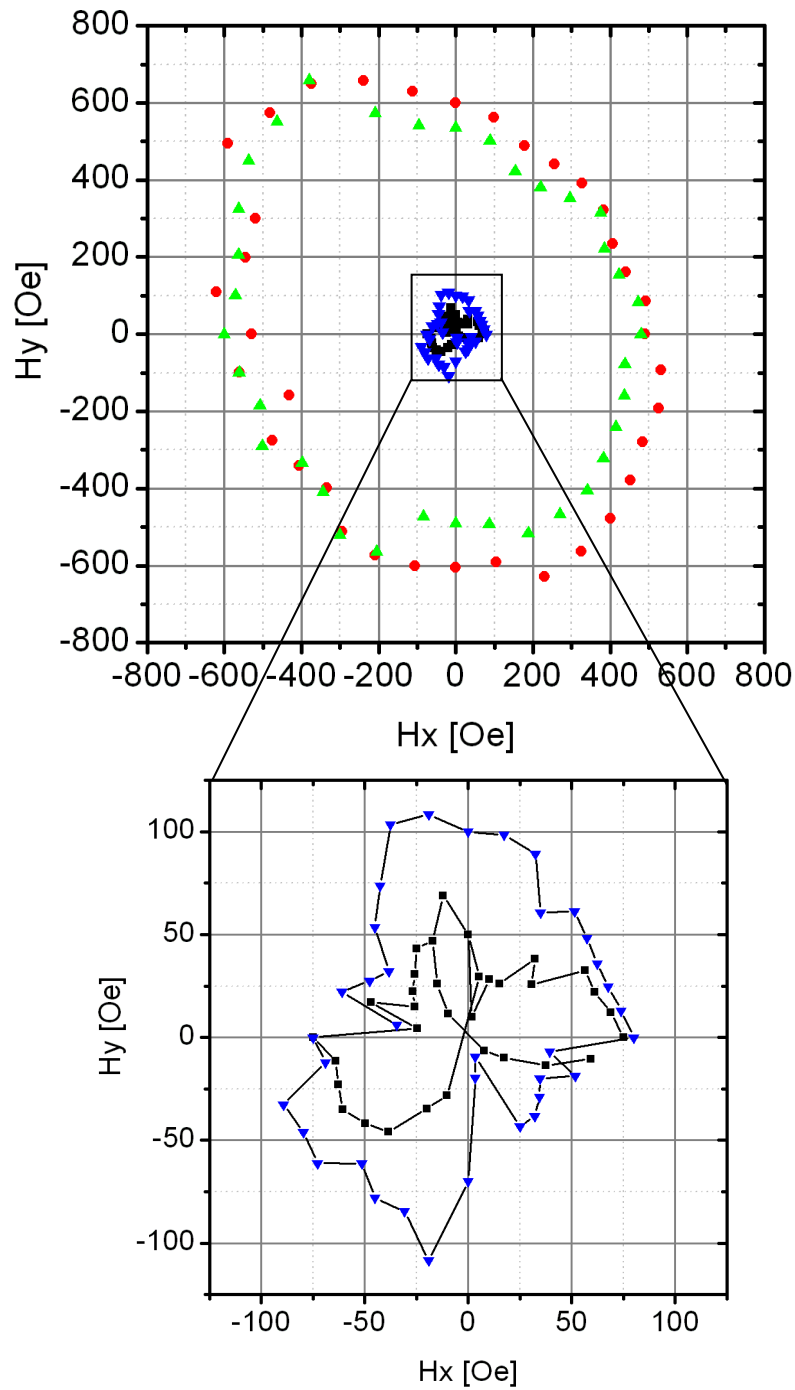


Figure 4.22 : Astroïde magnétique obtenu pour une jonction tunnel magnétique de forme elliptique et de dimensions 380 nm par 760 nm. Les triangles verts et les ronds rouges correspondent aux champs de saturation positifs et négatifs. Les triangles bleus et les ronds noirs correspondent aux champs de spin flop positifs et négatifs.

4.3.1.3. Extraction des paramètres magnétiques de la jonction tunnel

Nous allons donc procéder différemment, à partir du cycle d'hystérésis en champ appliqué suivant l'axe facile représenté sur la Figure 4.21

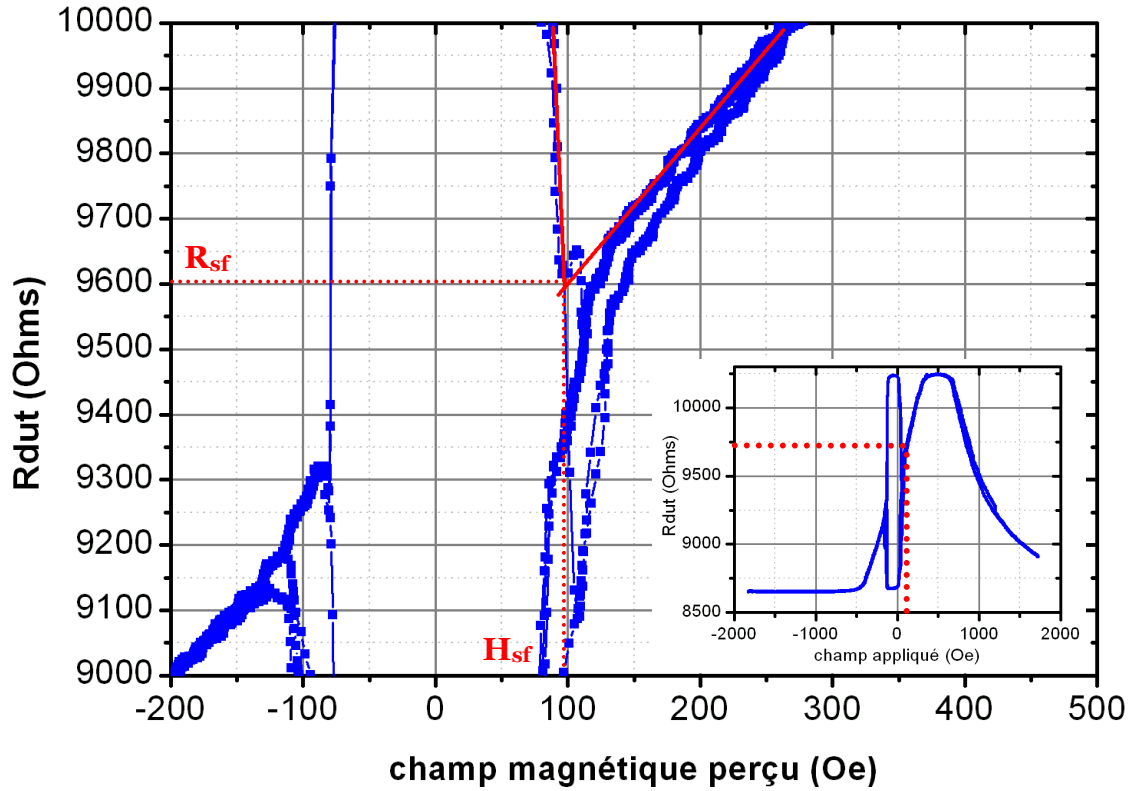


Figure 4.23 : cycle d'hystérésis magnétique recentré obtenu pour un champ magnétique appliqué suivant l'axe de facile aimantation. On note sur ce graphe les valeurs critiques H_{sf} et la résistance correspondante R_{sf} .

La résistance que nous mesurons est proportionnelle au cosinus de l'angle entre les aimantations des deux couches magnétiques de part et d'autre de la barrière tunnel. On considère un système de quatre couches magnétiques, couplées deux par deux pour former les antiferromagnétiques synthétiques 'libre' et 'fixe'. On définit pour le SAF 'libre' les angles que font les aimantations des deux couches magnétiques avec l'axe facile (θ_1 , θ_2). On choisit par convention θ_1 pour la couche en contact avec la barrière tunnel. De même on définit les angles (θ_3 , θ_4) que font les aimantations des deux couches magnétiques du SAF 'fixe' avec l'axe facile. Par convention, θ_3 est l'angle pour la couche en contact avec la barrière tunnel. On lit sur les cycles d'hystérésis que la valeur maximale de la résistance correspondant à la configuration anti-parallèle est égale à 10250 Ohms. De même, on trouve que la valeur minimale de la résistance correspondant à la configuration parallèle est égale à 8650 Ohms. On peut alors exprimer la résistance en fonction de l'angle θ_1 - θ_3 telle que :

$$R(\theta_1 - \theta_3) = \frac{8650 + 10250}{2} + \frac{8650 - 10250}{2} \cos(\theta_1 - \theta_3) \quad (4.1)$$

On suppose que pour des champs de l'ordre du champ de spin flop H_{sf} , les aimantations de l'antiferromagnétique synthétique 'fixe' ne bougent pas et donc $\theta_3 = 0$.

Nous avons vu au Chapitre 3 que le champ de spin flop peut s'exprimer en fonction des paramètres magnétiques de la jonction tunnel tel que :

$$H_{sf} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{t_2}{t_1} \right) \left(\frac{4\pi M_s t_1}{b} (2n_x - n_y) - \frac{J}{\mu_0 M_s t_2} \right) + \quad (4.2)$$

$$\sqrt{H_k \left(H_k + \left(1 + \frac{t_2}{t_1} \right) \left(\frac{4\pi M_s t_1}{b} n_y - \frac{J}{\mu_0 M_s t_2} \right) \right) + \left(1 - \frac{t_2}{t_1} \right)^2 \left(\frac{4\pi M_s t_1}{2b} n_y - \frac{J}{2\mu_0 M_s t_2} \right)^2}$$

D'autre part la condition de stationnarité sur le point (R_{sf}, H_{sf}) s'écrit :

$$\frac{\partial E}{\partial \theta_1} = 0 = H_{sf} \cdot \frac{t_1}{t_2} + \left(\frac{4\pi M_s t_1}{b} n_x \left(1 - \frac{t_1}{t_2} \right) + \frac{4\pi M_s t_1}{b} n_y \left(1 + \frac{t_1}{t_2} \right) - \frac{2J}{\mu_0 M_s t_2} + H_k \cdot \frac{t_1}{t_2} \right) \cos \theta_1 \quad (4.3)$$

Nous connaissons pour ce système les paramètres suivants :

$$a = 760 \text{ nm} \quad n_x = 0.315 \quad M_s = 795.8 \text{ emu/cm}^3 = 7.958 \cdot 10^5 \text{ A/m}$$

$$b = 380 \text{ nm} \quad n_y = 0.896$$

$$t_1 = 4.6 \text{ nm}$$

$$t_2 = 4.4 \text{ nm}$$

Les paramètres géométriques nous ont été donnés dans la notice avec les échantillons. C'est une ellipse de rapport de forme égal à 2, nous avons déjà calculé les paramètres n_x et n_y correspondant au Chapitre 3. Enfin l'aimantation à saturation de couches de Permalloy de même provenance a été mesurée par G. Counil dans sa thèse de doctorat [Counil 2005].

A partir de la Figure 4.23, nous obtenons les valeurs : $H_{sf} = 93 \text{ Oe}$ et $R_{sf} = 9600 \text{ Ohms}$.

Il nous reste donc J et H_k à déterminer.

Pour cela, nous résolvons le système des équations (4.1), (4.2) et (4.3) à l'aide de Maple.

On trouve $H_k = 15 \text{ Oe}$ (soit $\mu_0 H_k = 1.5 \text{ mT}$) et $J = -0.05 \text{ erg/cm}^2 = -5 \cdot 10^{-5} \text{ J/m}^2$.

Nous avons donc pu observer dans ce paragraphe le comportement des jonctions tunnels magnétiques lorsqu'on applique un champ magnétique dans différentes directions. Cela nous a permis de mieux comprendre leur fonctionnement, de constater que lorsque le champ appliqué est suffisamment important, on observe la rotation de l'aimantation d'une des couches de l'antiferromagnétique synthétique fixe. D'autre part, grâce à ces cycles d'hystérésis nous avons pu tracer l'astroïde magnétique. Cet astroïde est particulièrement complexe, c'est pourquoi il nous a fallu trouver un autre moyen d'identifier les paramètres magnétiques qu'il nous manquait : H_k et J . Nous les avons obtenu à partir du cycle

d'hystérésis pour un champ magnétique appliqué suivant l'axe facile. De manière à vérifier les valeurs que nous avons obtenu, nous allons désormais procéder à une comparaison avec des cycles que nous allons calculer.

4.3.2. Hystérésis magnétiques simulés

Nous avons vu au Chapitre 3, comment calculer l'énergie de barrière d'un système antiferromagnétique synthétique à partir de l'expression de l'énergie totale du système. Dans ce paragraphe, nous allons sur le même principe calculer les cycles d'hystérésis correspondants aux paramètres que nous avons trouvés précédemment. Ainsi, si l'accord entre les cycles calculés et les cycles expérimentaux est suffisant, nous pourrions intégrer ces valeurs pour calculer l'énergie de barrière de notre système expérimental.

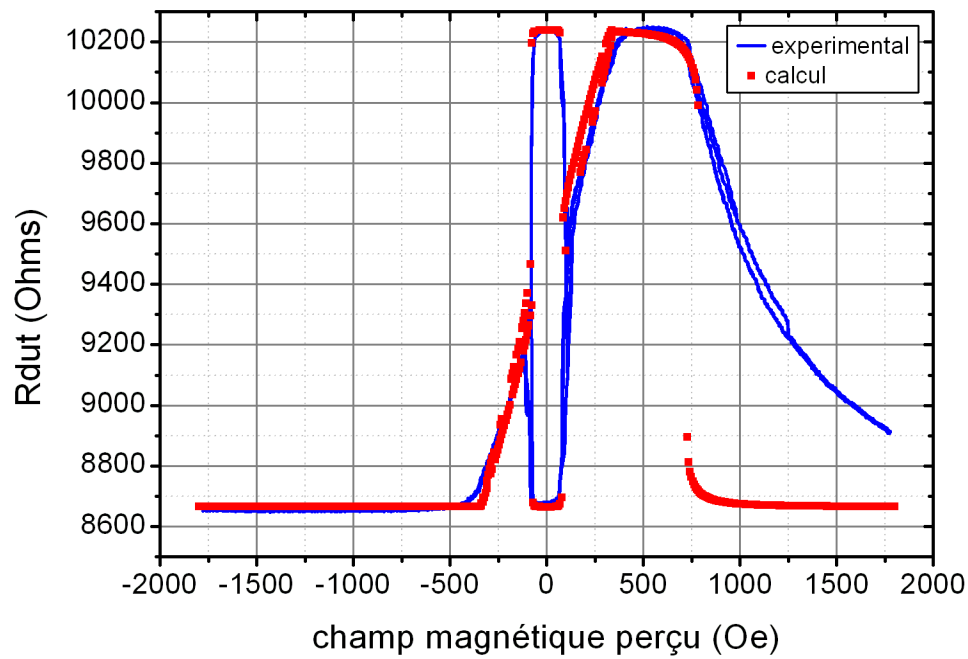
Le principe du calcul des cycles d'hystérésis repose sur le calcul de l'énergie totale que nous avons décrit auparavant au Chapitre 3. Comme nous avons pu constater dans le paragraphe précédent, on observe à la fois la rotation du système antiferromagnétique synthétique 'libre' et la rotation d'une couche du système antiferromagnétique synthétique 'fixe'. Nous devons donc prendre en compte, au niveau du calcul, l'énergie des deux systèmes. Pour chaque pas de champ magnétique appliqué, on calcule l'énergie totale des deux antiferromagnétiques synthétiques. On identifie ensuite les minima, les maxima et les points de selles en fonction des angles des aimantations de chaque couche des antiferromagnétiques synthétiques. On place ensuite le système dans l'état d'énergie minimum le plus proche. Puis, on incrémente le champ appliqué et on recommence la procédure de calcul.

On part d'un état initial en champ appliqué nul tel que $(\theta_1 = 0, \theta_2 = \pi)$ et $(\theta_3 = 0, \theta_4 = \pi)$. On applique au système antiferromagnétique synthétique 'fixe' un champ magnétique extérieur supplémentaire H_{af} pour intégrer le couplage avec la couche antiferromagnétique en dessous. Le champ H_{af} est de l'ordre de grandeur du champ critique à partir duquel l'aimantation de la couche fixe commence à tourner. D'autre part on suppose les deux systèmes antiferromagnétiques indépendants énergétiquement. Cependant, l'effet de magnétorésistance tunnel nous permet, à partir des orientations des aimantations, d'obtenir la résistance de la jonction tunnel grâce à la relation :

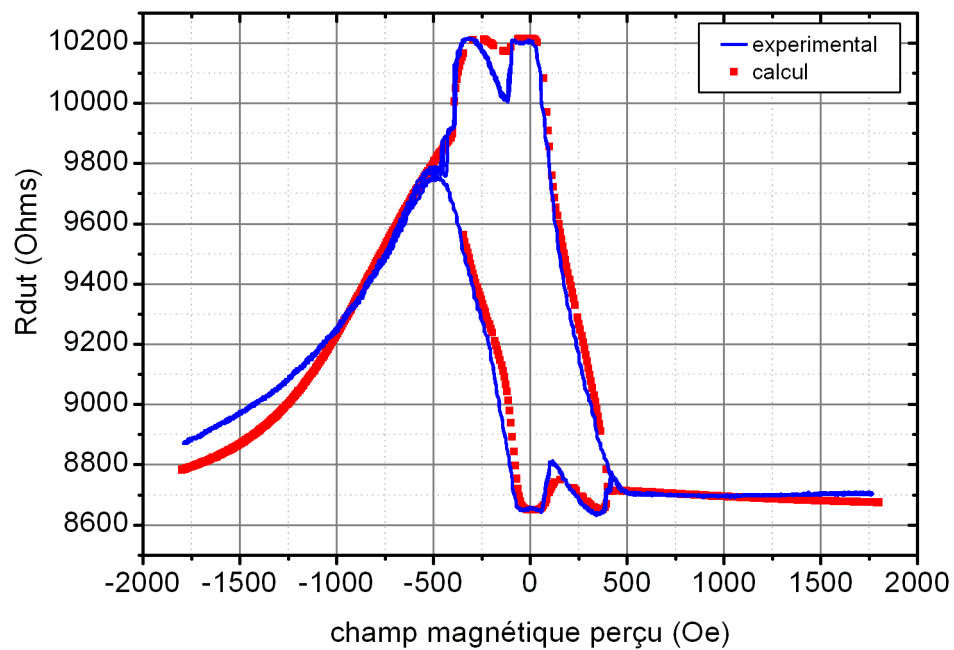
$$R(\theta_1 - \theta_3) = \frac{R_{\uparrow\uparrow} + R_{\uparrow\downarrow}}{2} + \frac{R_{\uparrow\uparrow} - R_{\uparrow\downarrow}}{2} \cos(\theta_1 - \theta_3). \text{ On prend } R_{\uparrow\uparrow} = 8650 \cdot \Omega \text{ et } R_{\uparrow\downarrow} = 10250 \cdot \Omega.$$

Les courbes expérimentales ont été recentrées du champ de bias de manière à ne pas prendre en compte le décalage en champ des courbes au niveau des simulations.

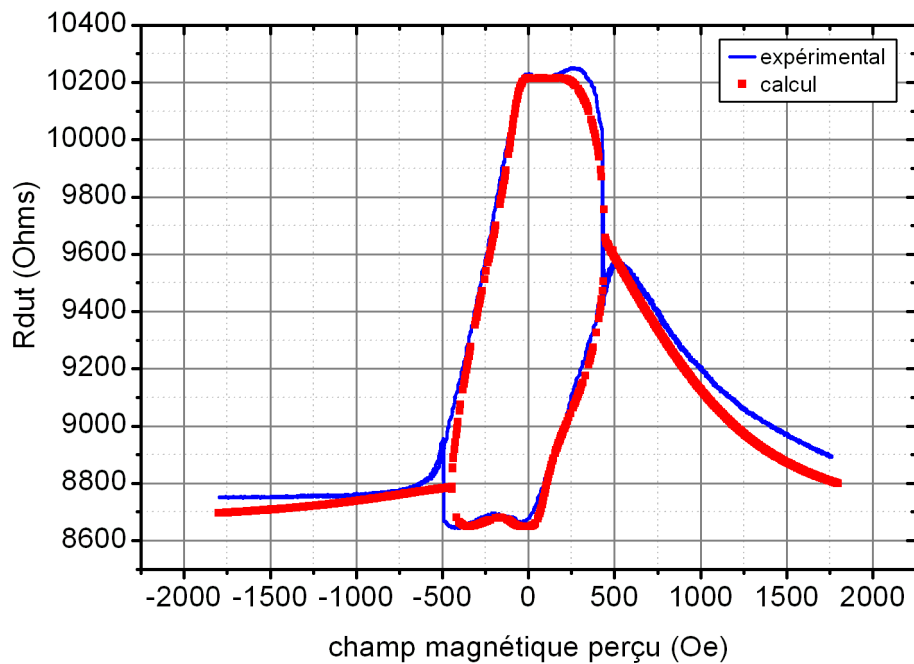
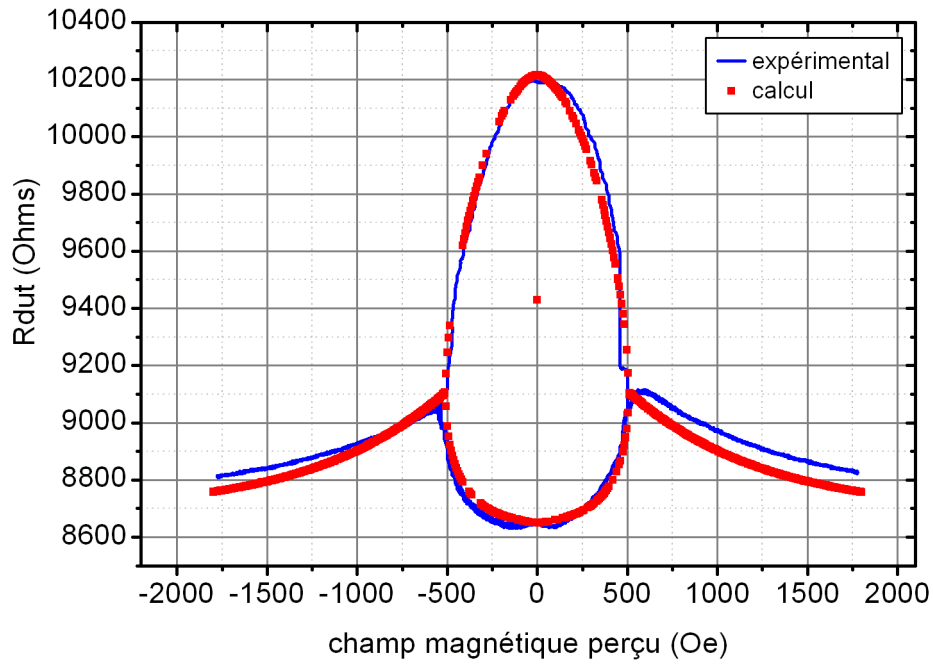
Nous présentons les résultats obtenus pour quatre angles différents ci-après.



$\theta = 5^\circ$



$\theta = 45^\circ$



Nous avons fait le calcul pour les paramètres suivants :

Pour le SAF 'libre' :

$a = 760 \text{ nm}$

$n_x = 0.315$

$M_s = 795.8 \text{ emu/cm}^3 = 7.958 \cdot 10^5 \text{ A/m}$

$b = 380 \text{ nm}$

$n_y = 0.896$

$J = -0.05 \text{ erg/cm}^2 = -5 \cdot 10^{-5} \text{ J/m}^2$

$t_1 = 4.6 \text{ nm}$

$H_k = 15 \text{ Oe}$ ($\mu_0 H_k = 1.5 \text{ mT}$)

$t_2 = 4.4 \text{ nm}$

Pour le SAF 'fixe' :

$a = 760 \text{ nm}$	$n_x = 0.315$	$M_s = 1500 \text{ emu/cm}^3 = 1.5 \cdot 10^6 \text{ A/m}$
$b = 380 \text{ nm}$	$n_y = 0.896$	$J = -0.11 \text{ erg/cm}^2 = -11 \cdot 10^{-5} \text{ J/m}^2$
$t_3 = 3.2 \text{ nm}$	$H_k = 30 \text{ Oe}$ ($\mu_0 H_k = 3 \text{ mT}$)	
$t_2 = 2.3 \text{ nm}$	$H_{af} = 710 \text{ Oe}$ ($\mu_0 H_{af} = 71 \text{ mT}$)	

Les paramètres géométriques nous étaient donnés. Les paramètres magnétiques de la couche 'libre' correspondent à ceux que nous avons trouvé au paragraphe précédent. Nous avons choisi des paramètres magnétiques pour la couche 'fixe' H_k et J raisonnables par rapport aux valeurs trouvées dans la littérature, H_{af} à partir du champ critique mesuré sur les cycles d'hystérésis en champ magnétique appliqué suivant l'axe facile. En effet, dans la suite du manuscrit, nous nous placerons toujours en champ suffisamment faible pour que le retournement du SAF 'fixe' n'intervienne pas. L'ajustement fin de ces valeurs n'est donc pas indispensable.

La valeur de l'aimantation à saturation, nous l'avons choisie à partir des valeurs mesurées sur le CoFeB par C. Bilzer [Bilzer 2006].

Les résultats obtenus pour trois angles différents sont présentés plus haut. On a superposé sur ces courbes les cycles d'hystérésis mesurés expérimentalement et les cycles calculés numériquement à partir de l'énergie des systèmes antiferromagnétiques 'fixe' et 'libre'. Les légères différences entre les courbes calculées et les courbes mesurées s'expliquent par le nombre d'hypothèses simplificatrices que nous avons du faire pour calculer l'énergie. Les écarts apparaissent surtout en champ fort. Cependant, le bon accord entre les différentes courbes obtenues en champ faible nous permet de valider les paramètres magnétiques que nous avons trouvés et l'application du modèle théorique exposé au Chapitre 3.

Dans ce paragraphe, nous avons donc, à travers des mesures de cycles d'hystérésis, pu extraire des caractéristiques importantes de nos jonctions tunnels magnétiques. Nous avons d'abord constaté l'existence d'un champ critique à partir duquel l'aimantation de la couche 'fixe' commence à tourner. Nous avons pu construire l'astroïde magnétique, cependant sa complexité nous a contraint à déduire les paramètres magnétiques dont nous avons besoin pour calculer l'énergie du système à partir des cycles d'hystérésis eux-mêmes. Nous avons validé enfin les paramètres que nous avons trouvés à l'aide d'un calcul numérique des cycles d'hystérésis. Le bon accord entre le résultat obtenu et les courbes mesurées nous permet de confirmer la valeur de ces paramètres. Nous allons donc désormais pouvoir mesurer les probabilités de renversement de nos jonctions tunnels magnétiques de manière à pouvoir les comparer au modèle développé au Chapitre 3.

4.4. Mesures de probabilité de renversement.

Nous allons étudier, dans ce paragraphe, les propriétés du renversement de nos échantillons. Nous comparerons ensuite la mesure de la probabilité de renversement et celle calculée à l'aide du modèle de Néel Brown (cf. Chapitre 2) à partir de la valeur de l'énergie de barrière trouvée au Chapitre 3.

Dans un premier temps, nous rappellerons le principe du retournement en bascule des jonctions tunnels magnétiques du type 'Savtchenko' puis nous décrirons le principe de la mesure que nous avons effectuée. Enfin, nous détaillerons et discuterons les résultats obtenus.

4.4.1. Dispositif expérimental et protocole de mesure

Nous avons brièvement présenté le principe du retournement en bascule au Chapitre 1, puis nous avons détaillé la transition spin flop au Chapitre 3. Nous allons rappeler ces informations avant de décrire le principe de la mesure de la probabilité de retournement que nous avons appliquée.

Le retournement d'une structure antiferromagnétique synthétique est une séquence de trois transitions spin-flop telles que nous les avons décrites dans le Chapitre 3. La Figure 4.24 représente cette séquence. Les passages de l'état 0 à l'état 1, de l'état 1 à l'état 2 et de l'état 2 à l'état 3 sont les transitions spin flop, le passage de l'état 3 à l'état 4, opposé de l'état 0, correspond à la relaxation des aimantations vers la position d'équilibre la plus proche. L'adressage pour cette séquence de retournement se fait grâce à deux impulsions de courant dans les deux lignes d'adressage.

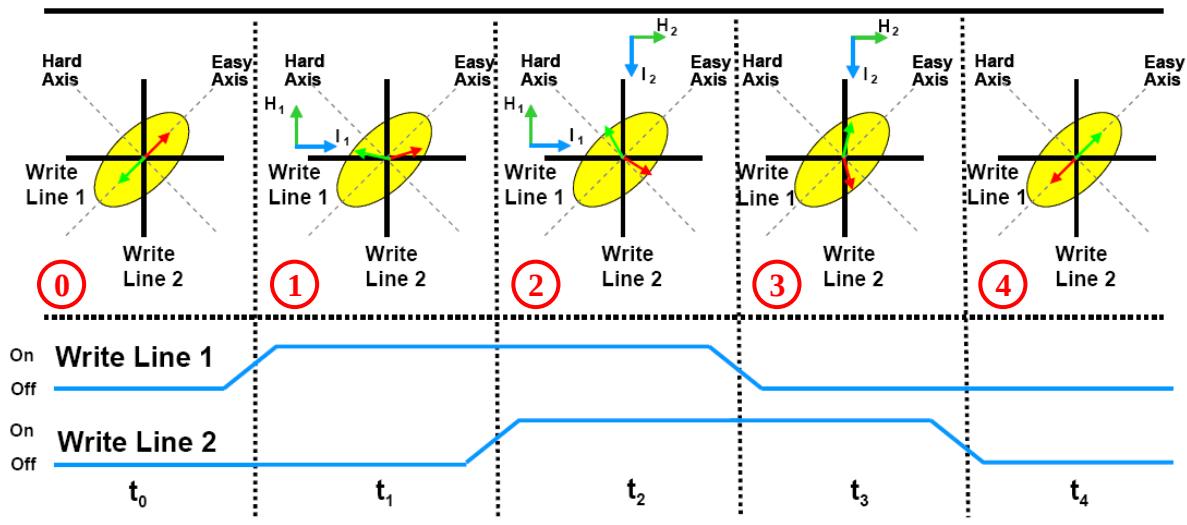


Figure 4.24 : Séquence de champs magnétiques permettant le retournement uniforme d'un SAF : retournement de « Savtchenko ». D'après J. Slaughter au Cornell Nanotechnology Symposium, mai 2004.

Ces deux impulsions sont respectivement d'amplitude I_1 et I_2 et de durées t_1+t_2 et t_2+t_3 . On fixe I_1 et t_1 suffisamment importants pour que les deux premières transitions spin flop se fassent de manière déterministe et que seul la dernière transition spin flop soit probabiliste. On fait varier I_2 et $t_2 = t_3 = t$ de manière à mesurer $p(I_2, t)$.

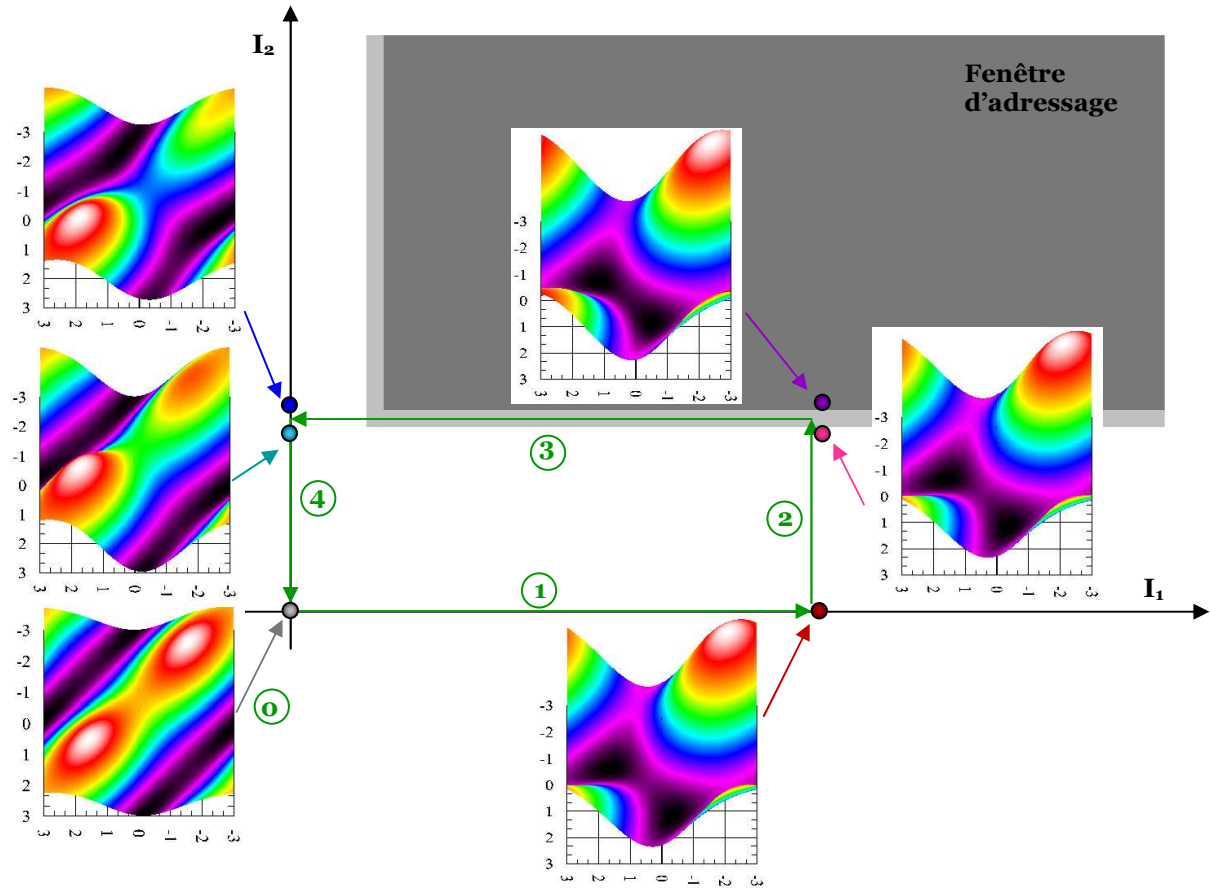


Figure 4.25: séquence de retournement et paysages énergétiques correspondant aux différents champs magnétiques appliqués.

La Figure 4.25 décrit schématiquement le principe de la mesure de la dernière transition spin flop, ainsi que les différents états d'énergie correspondant aux différentes étapes de la séquence de retournement.

Nous allons mesurer la résistance lors du retournement, de manière à déterminer les angles respectifs des aimantations et donc décrire plus précisément le retournement.

On mesure la résistance de la jonction tunnel magnétique pendant le retournement à l'aide d'une détection synchrone. A l'aide d'un générateur deux voies Tektronix AFG 3102, on envoie deux impulsions dans les lignes d'adressage dont on maîtrise la durée et le décalage temporel. On visualise à l'oscilloscope Tektronix TDS 640 la tension en sortie de la détection synchrone, ainsi que les tensions aux bornes des résistances 50 Ohms que nous avons placées au bout des lignes d'adressage. La Figure 4.26 décrit les branchements réalisés.

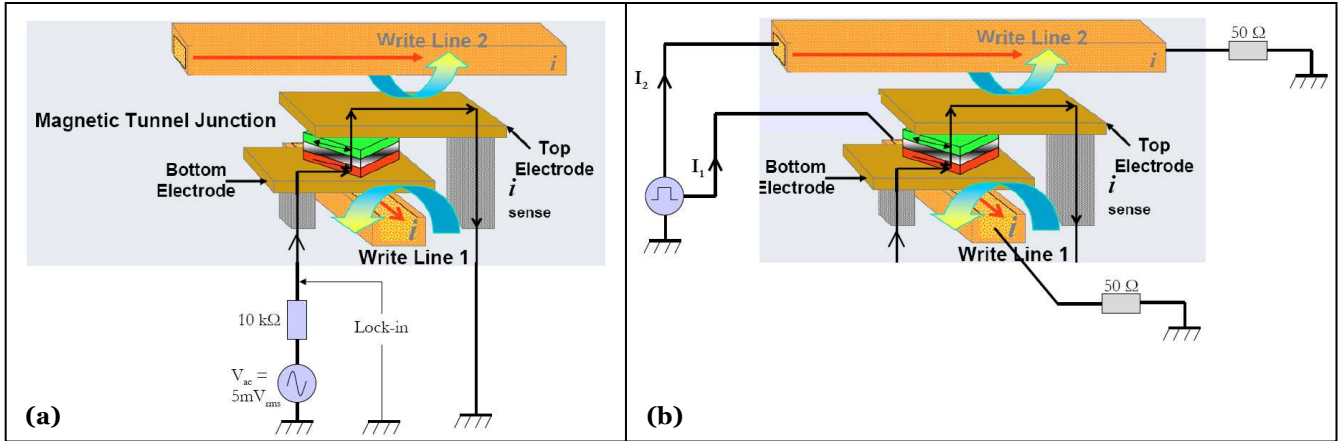


Figure 4.26 : Montage expérimental pour la mesure de la probabilité de retournement d'une jonction tunnel magnétique du type 'Savtchenko'. La résistance de la jonction tunnel est mesurée à l'aide d'une détection synchrone (a). On envoie des impulsions de courants dans les lignes d'adressage (b).

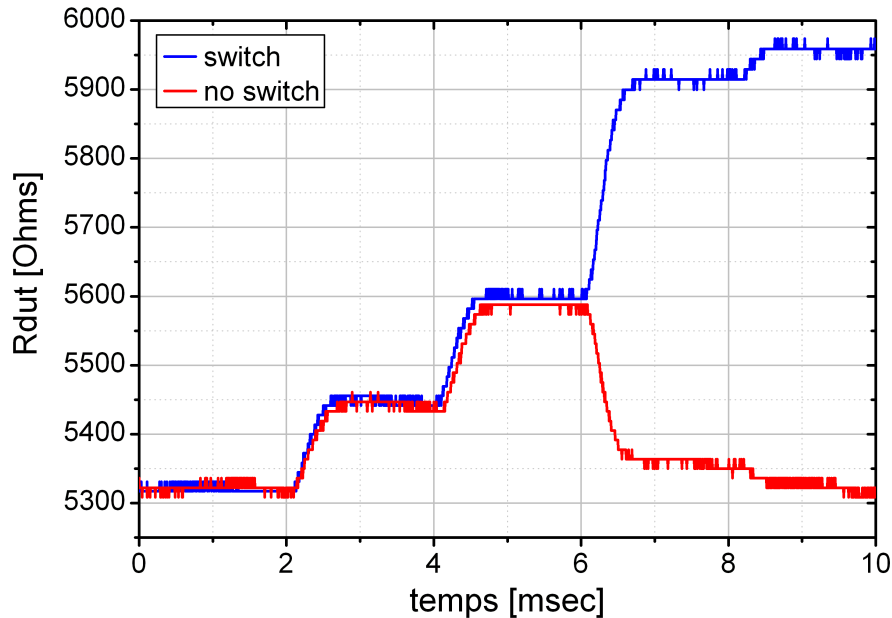
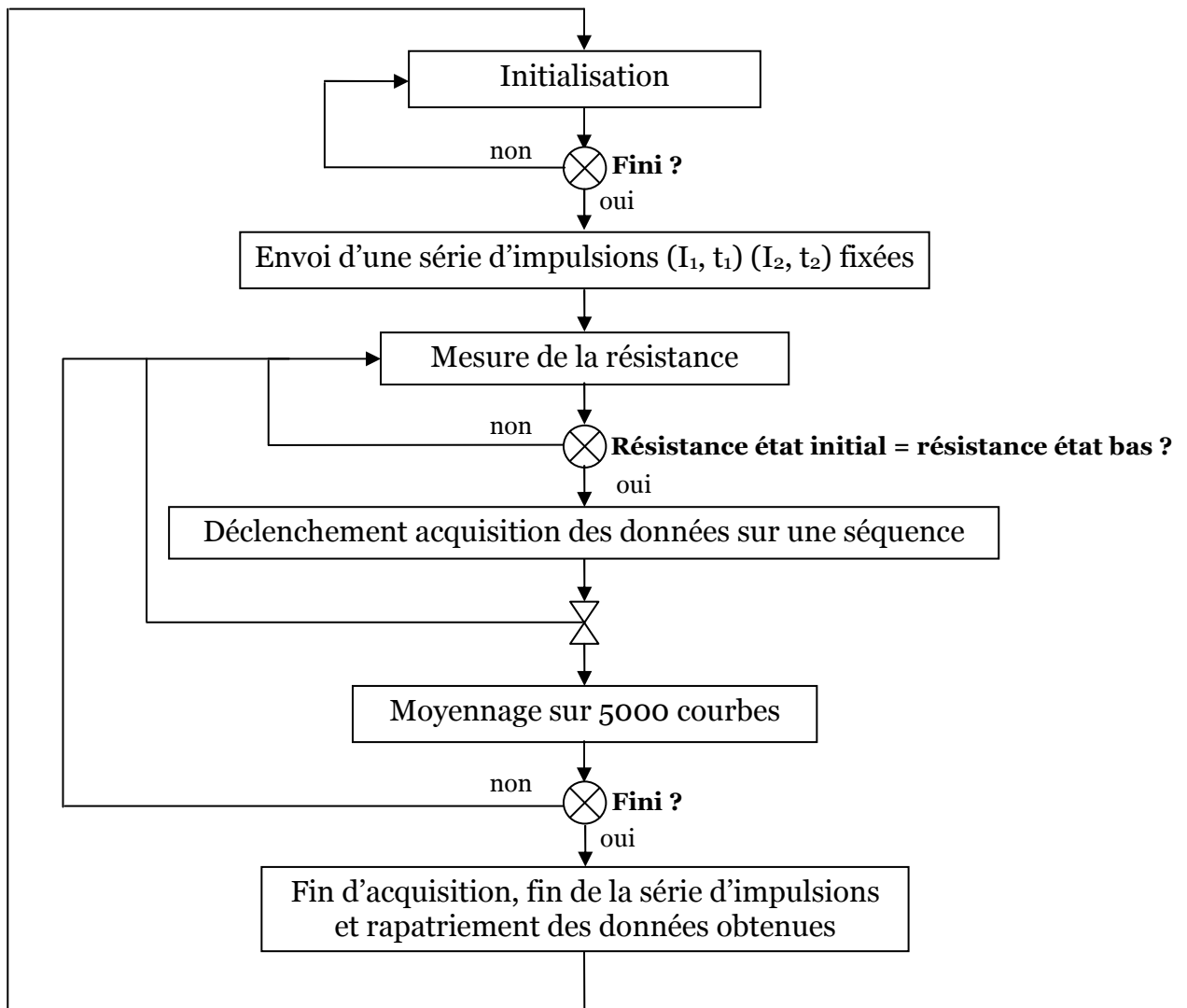


Figure 4.27 : Courbes de résistance obtenues pour deux séquences de retournement identiques. La courbe rouge correspond à un état final non retourné, la courbe bleue correspond à un état final retourné.

La Figure 4.27 présente deux courbes de variation temporelle de la résistance pour deux séquences de retournement identiques. Dans le cas décrit par la courbe rouge, l'aimantation revient à son état initial à la fin de la séquence. Dans le cas décrit par la courbe bleue, l'aimantation est renversée à la fin de la séquence. On voit que les deux premières étapes coïncident, nous observons donc uniquement le caractère probabiliste de la troisième étape. De manière à observer plus finement la probabilité de retournement, pour chaque valeur de (I_2 , t), on moyenne les courbes de résistances obtenues au cours de 5000 séquences de retournement partant toujours du même état initial. La courbe obtenue reflète donc la probabilité de renversement sur 5000 événements.

La procédure de mesure est décrite ci-dessous.



Les résultats sont présentés dans le paragraphe suivant.

4.4.2. Résultats expérimentaux

De manière à comprendre ce que l'on observe, on se place tout d'abord dans un cas où les courants sont suffisants pour permettre de retourner la jonction tunnel magnétique 5000 fois sur 5000. La Figure 4.28 présente la courbe de résistance moyenne en fonction du temps obtenue.

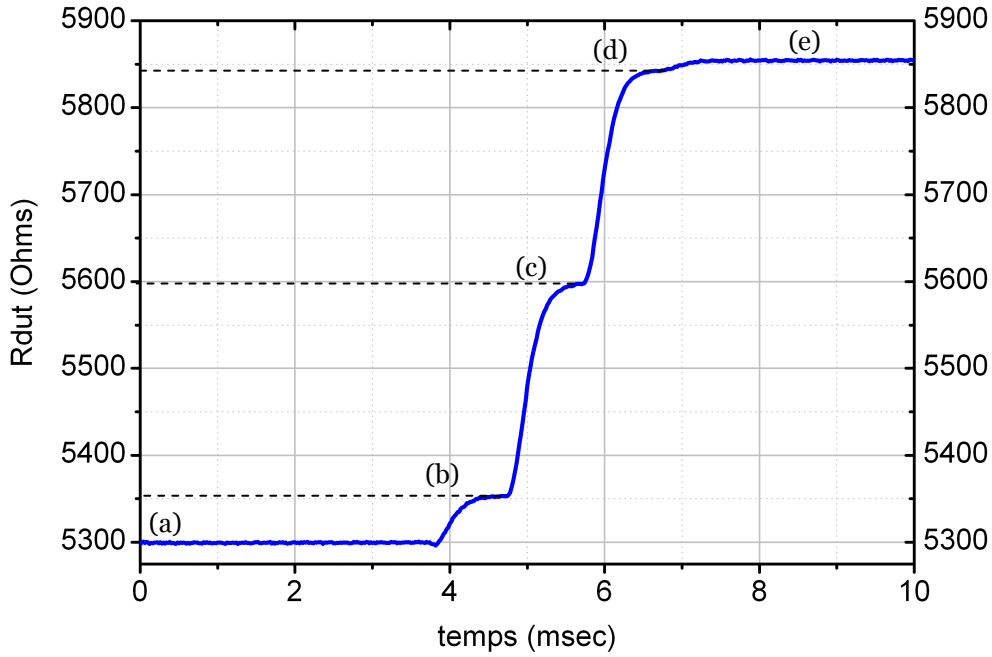
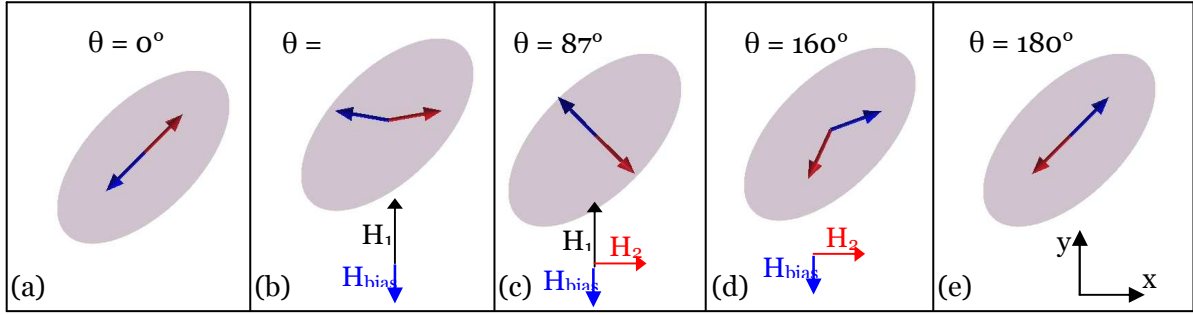


Figure 4.28 : Variation temporelle de la résistance moyennée sur une série de 5000 séquences de retournement réussies. On observe cinq étapes lors de ce retournement ((a), (b), (c), (d) et (e)).

Nous avons déjà vu que la résistance de la jonction tunnel est liée à l'orientation de l'aimantation de la couche libre par rapport à l'aimantation de la couche fixe. On considère ici que les courants injectés dans les lignes ne sont pas suffisants pour modifier l'orientation de l'aimantation de la couche fixe. En effet, le courant maximum injecté est égal à 16 mA et correspond à un champ magnétique de 139 Oe. Ce champ est inférieur au champ à partir duquel on a observé une rotation de la couche fixe. La relation entre la résistance et l'angle θ que fait l'aimantation de la couche libre avec celle de la couche fixe (suivant l'axe facile) s'écrit :

$$\cos \theta = \frac{2 \cdot R(\theta) - (R_{\min} + R_{\max})}{R_{\min} - R_{\max}}.$$

Ainsi, on peut retrouver l'orientation des aimantations pour chaque étape de la séquence de retournement.



Les angles que nous avons trouvés pour chacune des étapes (a), (b), (c), (d) et (e) sont représentés sur le tableau ci-dessus. On remarque que la présence du champ de 'bias' (H_{bias}) modifie le retournement par rapport au modèle présenté à la Figure 4.24, cependant, on retrouve bien un comportement du type retournement en bascule décrit par L. Savtchenko [Savtchenko 2003].

On mesure désormais les courbes de résistances moyennes obtenues pour $I_1 = 16 \text{ mA}$, $t_1 = t = 1 \text{ ms}$ et I_2 variable. La Figure 4.29 représente ces courbes.

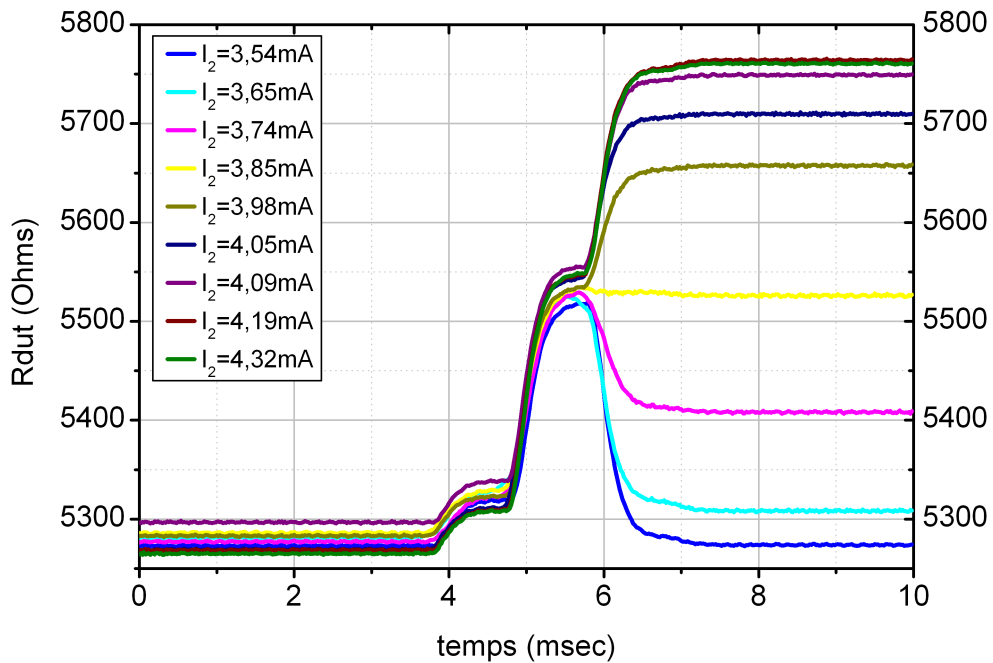


Figure 4.29 : Courbes de résistances moyennes sur 5000 séquences de retournements pour différentes valeurs de I_2 .

De ces courbes, nous allons déduire la probabilité de retournement en fonction de l'amplitude I_2 du courant injecté. On définit la probabilité de retournement p sur 5000 essais

$$\text{telle que : } p = \frac{R_{\text{fin}} - R_{\text{min}}}{R_{\text{max}} - R_{\text{min}}}.$$

Les courbes obtenues sont représentées sur la Figure 4.30.

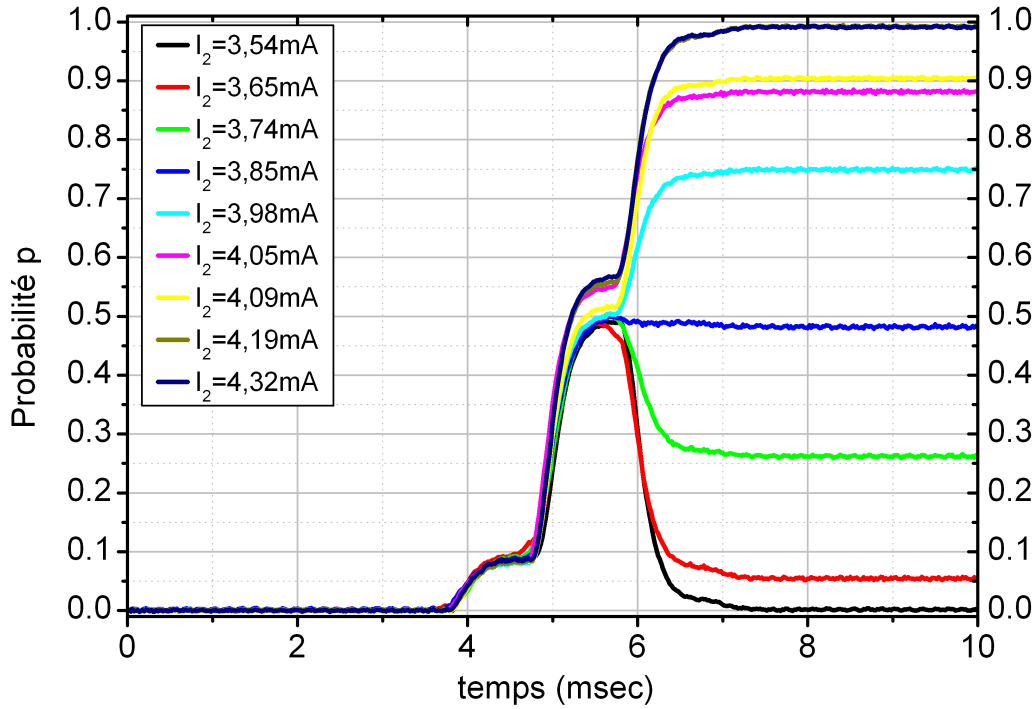


Figure 4.30 : Probabilité de retournement sur 5000 essais pour différentes valeurs de I_2 appliquées.

On voit que pour une valeur de I_2 de 3,5 mA (courbe noire), la résistance finale est égale à la résistance initiale, il n'y a donc eu aucun retournement sur les 5000 essais. Par conséquent, la probabilité de retournement associée est égale à 0. Au contraire, pour un courant I_2 de 4.32 mA (courbe bleue foncée), la résistance finale est égale à la résistance maximale, il y a donc eu 5000 retournements sur 5000 essais. La probabilité de retournement associée est donc égale à 1. Les courbes intermédiaires vont nous donner la variation de la probabilité de retournement en fonction de l'amplitude de I_2 appliquée. Nous allons comparer cette courbe à la valeur de probabilité que nous allons déduire de l'énergie de barrière que nous avons calculée au Chapitre 3 en fonction du champ magnétique appliqué. La relation entre la probabilité de retournement et l'énergie de barrière est donnée par le modèle de Néel Brown

que nous avons décrit au Chapitre 2. On a donc :
$$p = 1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_0 \exp(E_b(H_{app})/k_B T)}\right).$$

Nous avons pu relier le champ magnétique appliqué au courant injecté dans les lignes d'adressage grâce aux mesures de fenêtres d'adressage au paragraphe précédent. Nous pouvons donc calculer à partir des valeurs de $E_b(H_{app})$ calculées numériquement, la valeur 'théorique' de $p(I_2)$.

Les résultats de cette comparaison sont présentés sur la Figure 4.31.

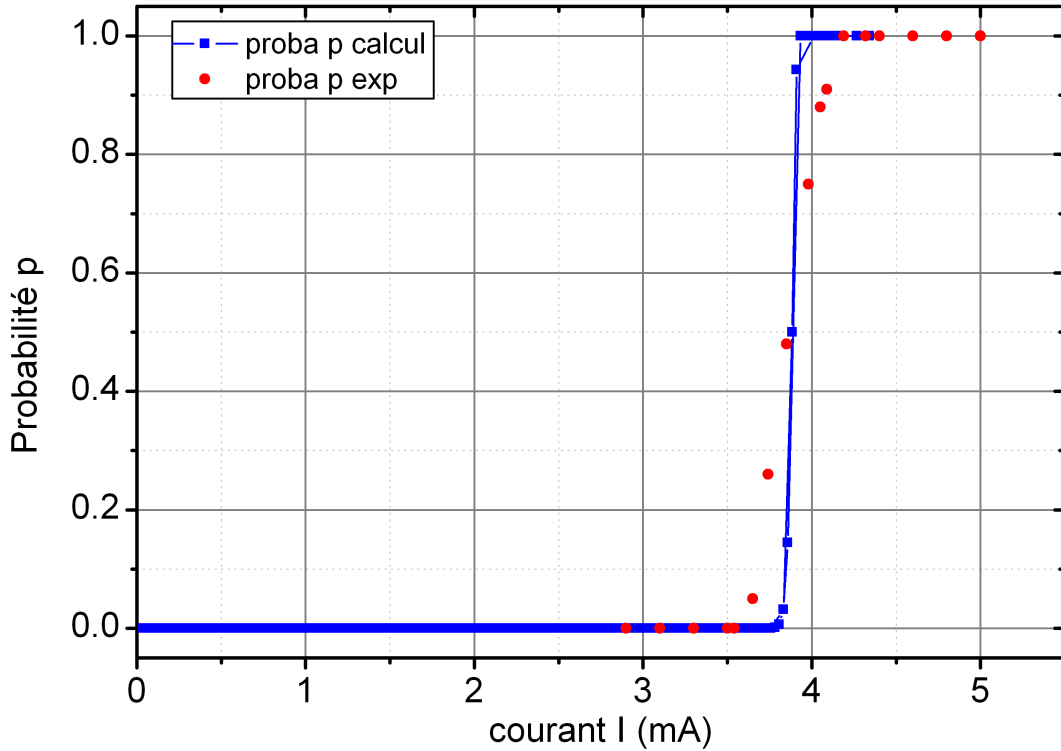


Figure 4.31 : Comparaison des probabilités de renversement obtenues expérimentalement (ronds rouges) et calculées à partir du modèle développé au Chapitre 3 (carrés bleus).

On voit que le modèle donne une bonne estimation du champ (ou du courant) critique de la transition ($H_c = 76$ Oe, $I_2 = 3.9$ mA). Cependant, on remarque que la pente de la courbe expérimentale est beaucoup moins abrupte que les valeurs calculées à l'aide du modèle théorique. Cette plus forte dispersion est logique : la moindre fluctuation de l'état d'origine (distribution de l'aimantation dans les couches + fluctuation expérimentale + origine physique du retournement de l'aimantation) va influencer le courant de renversement.

D'autre part, nous avons observé une autre limitation. La Figure 4.32 montre des courbes de résistances moyennes pour des courants d'amplitude I_2 suffisamment grands pour que la probabilité de renversement soit égale à 1. On voit sur ces courbes que la première transition est bien définie et déterministe. Cependant, on constate qu'il existe deux états de résistances possibles pour la deuxième et pour la troisième transition. Cela est certainement dû à l'existence de deux conformations de la distribution de l'aimantation au sein de la couche 'libre'.

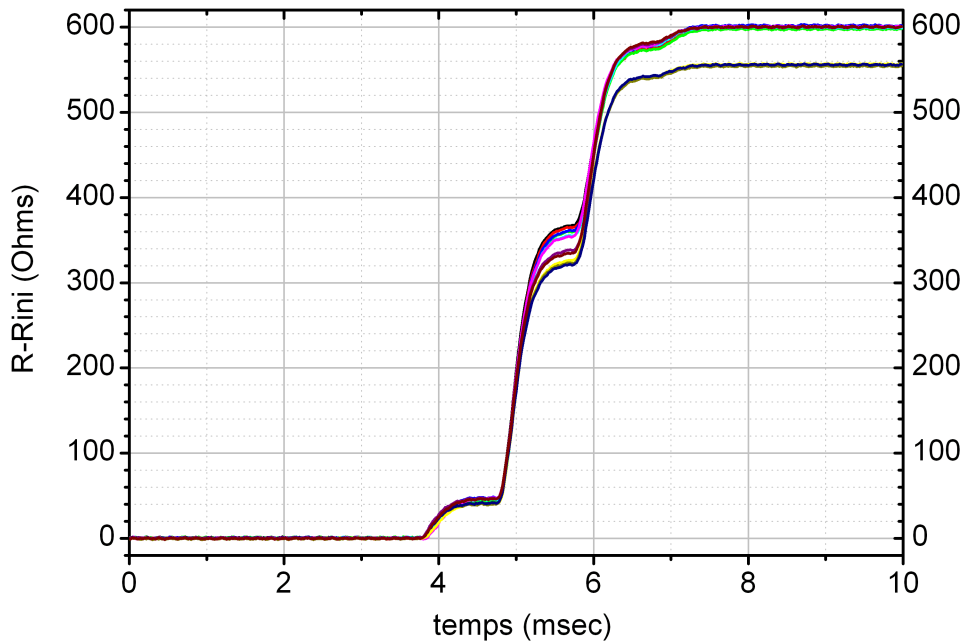


Figure 4.32 : Courbes de résistances moyennes pour des courants I_2 tels que $p = 1$.

En effet, comme cela est représenté sur la Figure 4.33, la distribution des charges magnétiques stabilise la configuration anti-parallèle, mais, par contre, est défavorable à la configuration parallèle.

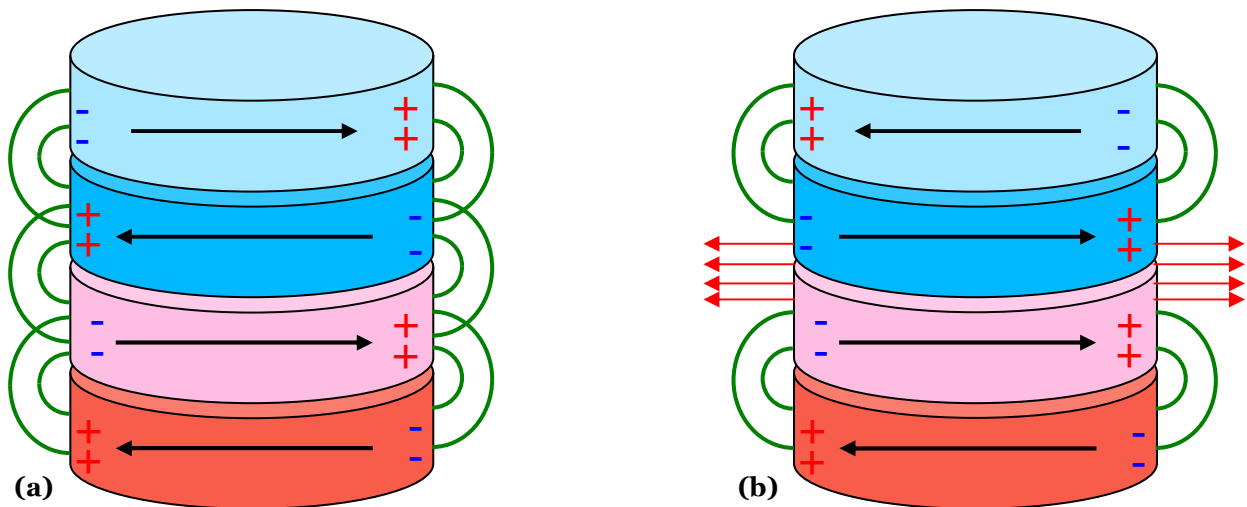


Figure 4.33 : Problèmes de bords liés aux charges magnétiques pour les configurations parallèle et anti-parallèle des aimantations.

La Figure 4.33 montre que le rebouclage des lignes de champs magnétiques sur les bords stabilise la configuration parallèle alors qu'au contraire la configuration antiparallèle est déstabilisée. Le meilleur moyen pour stabiliser la configuration antiparallèle est de déformer la distribution d'aimantations pour que les effets de bords soient moins importants. Les deux distributions les plus probables de l'aimantation pour une couche simple isolée sont les

conformations en C et en S. Elles ont à peu près la même énergie, et par conséquent, sont équiprobables.

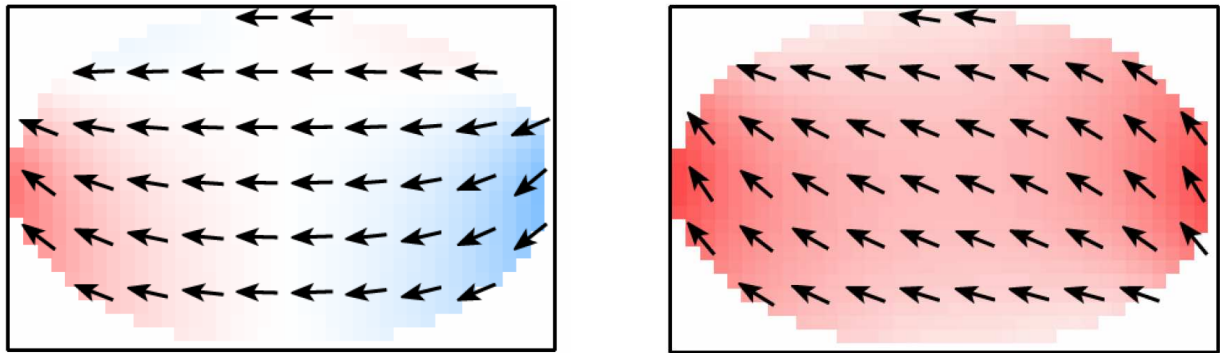


Figure 4.34 : conformations en C et en S d'un élément magnétique, obtenues à l'aide du logiciel de calcul micromagnétique OOMMF (<http://math.nist.gov/oommf/>).

Ces deux distributions ne sont pas symétriques et par conséquent, la résistance de la jonction tunnel magnétique dont la couche libre adopte soit l'une soit l'autre des configurations varie. Pour notre système nous devons également prendre en compte les interactions qui existent entre les couches. Cependant, l'existence de deux distributions d'aimantations d'énergie quasiment dégénérée permettrait certainement d'expliquer l'observation de deux états de résistance finale possible.

L'hypothèse que nous avons faite, pour calculer l'énergie de barrière, que les couches magnétiques sont uniformément aimantées tombe. Cela peut expliquer en partie le fait que l'énergie de barrière 'théorique' est plus élevée que l'énergie de barrière mesurée expérimentalement. Il faudrait donc, dans un premier temps envisager de faire des calculs micromagnétiques permettant de prendre en compte une distribution de l'aimantation pour estimer l'énergie du système et essayer de calculer l'énergie de barrière d'une manière plus quantitative.

Conclusion du Chapitre 4 :

Nous avons vu dans ce Chapitre, les différentes caractérisations que nous avons mesurées sur nos jonctions tunnels magnétiques du type 'Savtchenko'. Le but de ces mesures était d'obtenir un certain nombre de paramètres intrinsèques tel que la hauteur de barrière tunnel ou l'épaisseur de l'isolant mais aussi des paramètres magnétiques. Un certain nombre de ces paramètres était nécessaire au calcul de l'énergie de barrière que nous avons décrit au Chapitre 3. Nous avons ensuite réalisé des mesures de probabilités de retournement des jonctions tunnels magnétiques pour les comparer au modèle simple décrit précédemment. Ce modèle nous permet à la fois de bien comprendre le comportement hystérétique, et dans une première approche de déterminer la valeur de courant critique (ou de champ magnétique correspondant) qu'il faut injecter pour observer ou non un retournement (frontière des fenêtres d'adressage). Ce modèle surestime l'énergie de barrière du système et donc la stabilité thermique de nos jonctions tunnels magnétiques. C'est pourquoi, si l'on cherche à estimer quantitativement l'énergie de barrière (et donc le taux d'erreur) de jonctions tunnels magnétiques du type 'Savtchenko', il sera nécessaire de développer un modèle moins simplifié que celui décrit au Chapitre 3, prenant en compte certainement les distributions non uniformes d'aimantation au sein des couches magnétiques de l'échantillon. Ce modèle permet toutefois une bonne interprétation du retournement des cellules du type Savtchenko, on peut donc envisager de l'intégrer à un modèle électrique du type SPICE tel que nous l'avons décrit au Chapitre 2.

Références du Chapitre 4 :

[Bilzer 2006]

C. Bilzer, T. Devolder, J.-V. Kim, G. Counil, C. Chappert, S. Cardoso and P. P. Freitas, *J. Appl. Phys.*, **100**, 053903 (2006)

[Butler 2001]

W.H. Butler, X.G. Zhang, T.C. Schulthess and J.M. MacLaren, *Phys. Rev. B*, **63**, 54416 (2001)

[Butler 2005]

W.H. Butler and X.G. Zhang, *Ultrathin Magnetic Structures 3*, **Chap. 2**, 5-50 (2005)

[Counil 2005]

G. Counil, *thèse de doctorat en physique de l'Université Paris XI*, UFR Scientifique d'Orsay, Institut d'Electronique Fondamentale (2005)

[Dave 2006]

R.W. Dave, G. Steiner, J.M. Slaughter, J.J. Sun, B. Craigo, S. Pietambaram, K. Smith, G. Grynkewich, M. DeHerrera, J. Akerman and S. Tehrani, *IEEE Trans. Magn.*, **42**, 1935 (2006)

[Davis 2002]

A.H. Davis and J.M. MacLaren, *J. Appl. Phys.*, **91**, 7023 (2002)

[Durlam 2005]

M. Durlam, T. Andre, P. Brown, J. Calder, J. Chan, R. Cuppens, R.W. Dave, T. Ditewig, M. DeHerrera, B.N. Engel, B. Feil, C. Frey, D. Galpin, B. Garni, G. Grynkewich, J. Janesky, G. Kerszykowski, M. Lien, J. Martin, J. Nahas, K. Nagel, K. Smith, C. Subramanian, J.J. Sun, J. Tamim, R. Williams, L. Wise, S. Zoll, F. List, R. Fournel, B. Martino and S. Tehrani, *IEEE Symposium on VLSI Technology*, **05CH37642**, 186 (2005)

[Fujiwara 2005]

S.Y. Wang and H. Fujiwara, *J. Appl. Phys.*, **98**, 24510 (2005)

[LeClair 2002]

P. LeClair, J.T. Kohlhepp, C.H. Van de Vin, H. Wieldraaijer, H.J.M. Swagten, W.J.M. deJonge, A.H. Davis, J.M. MacLaren, J.S. Moodera and R. Jansen, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 107201 (2002)

[Meservey 1994]

R. Meservey and P.M. Tedrow, *Phys. Rep.*, **238**, 173 (1994)

[Oleinik 2000]

I.I. Oleinik, E.Y. Tsymbal and D.G. Pettifor, *Phys. Rev. B*, **62**, 3952 (2000)

[Savtchenko 2003]

L. Savtchenko, B.N. Engel, N.D. Rizzo, M.F. DeHerrera and J.A. Janesky, *US Patent*, 6 545 906 B1 (2003)

[Sheng 2004]

L. Sheng, D.Y. Xing and D.N. Sheng, *Phys. Rev. B*, **70**, 94416 (2004)

[Sicot 2006]

M. Sicot, *thèse de doctorat en physique et chimie de la Matière et des Matériaux de l'Université H. Poincaré*, Université Nancy 1, Laboratoire de Physique des Matériaux (2006)

[Tezuka 1999]

N. Tezuka, M. Oogane and T. Miyazaki, *J. Magn. Magn. Mater.*, **199**, 149 (1999)

[Worledge 2004]

D.C. Worledge, *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 2847 (2004)

D.C. Worledge, *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 4559 (2004)

[Worledge 2007]

D.C. Worledge, P.L. Trouilloud and W.J. Gallagher, *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 222506 (2007)

Chapitre 5 : Perspective : nouvelle mémoire basée sur la propagation de parois de domaines magnétiques.

5.1. Présentation de la structure étudiée.

5.1.1. Principe de fonctionnement et avantages de la structure étudiée

5.1.2. Structures modélisées

5.2. Estimation de la stabilité thermique de la structure.

5.2.1. Première approximation de l'énergie de barrière

5.2.2. Deuxième approximation de l'énergie de barrière

5.3. Architecture proposée et conclusions.

5.3.1. Conclusions des calculs réalisés

5.3.2. Architecture proposée

Nous avons vu que la stabilité thermique est un problème intrinsèque lié au magnétisme des couches utilisées pour le stockage de l'information dans les mémoires magnétiques. On ne peut malheureusement pas s'affranchir de ce problème, et celui-ci réduit drastiquement les possibilités de réductions d'échelles des mémoires magnétiques 'classiques'. Aussi nous avons cherché une nouvelle approche permettant de conserver une bonne stabilité thermique malgré une réduction d'échelle plus importante. La structure sur laquelle nous avons concentré notre étude est basée sur le principe de déplacement de parois de domaines magnétiques à l'aide d'un courant. Nous présentons ici des calculs réalisés en 2004 qui ont abouti à une proposition de brevet en mai 2005. La procédure n'a malheureusement pas abouti, et depuis des travaux similaires ont été présentés en mai 2006 à Intermag par la société NEC. Nous allons, dans ce chapitre, décrire tout d'abord la structure que nous avons adoptée. Puis, nous nous intéresserons à l'estimation de la stabilité thermique de ce type de structure. Et, enfin, nous présenterons une architecture possible pour une mémoire basée sur ce principe.

5.1. Présentation de la structure étudiée.

Nous allons, dans ce paragraphe, donner une description du principe de fonctionnement ainsi que des avantages de la structure étudiée, puis nous présenterons les différentes structures modélisées.

5.1.1. Principe de fonctionnement et avantages de la structure étudiée

La distribution de l'aimantation dans les objets magnétiques est rarement uniforme. On définit un domaine magnétique comme une zone d'un objet magnétique où l'on peut considérer la distribution d'aimantation comme uniforme. Les domaines magnétiques de cet objet sont séparés les uns des autres par des parois de domaines magnétiques où la direction de l'aimantation fluctue. Il existe deux principaux types de parois de domaines magnétiques : la paroi de Bloch, où l'aimantation sort du plan (Figure 5.1 (a)), et la paroi de Néel, où l'aimantation reste dans le plan de la couche magnétique (Figure 5.1 (b)). Nous considérons des films ultra-minces aimantés dans le plan, la formation de parois de Néel est favorisée par rapport aux parois de Bloch. En effet, nous avons vu au Chapitre 3 qu'il était défavorable énergétiquement de sortir du plan lorsqu'on a une couche mince, l'énergie dipolaire étant trop importante. On considère donc que l'aimantation tourne dans le plan du film, il y a compétition entre interaction d'échange et énergie dipolaire, et la longueur caractéristique à

considérer est la longueur d'échange définie par : $\Lambda_{exch} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}}$. Pour le NiFe, les valeurs

utilisées dans OOMMF sont : $M_s = 860.10^3$ A/m ; $A = 13.10^{-12}$ J/m et $\mu_0 = 4\pi.10^{-7}$ H/m, on trouve donc $\Lambda_{\text{exch}} = 5.29$ nm. Nous nous servons par la suite de cette valeur.

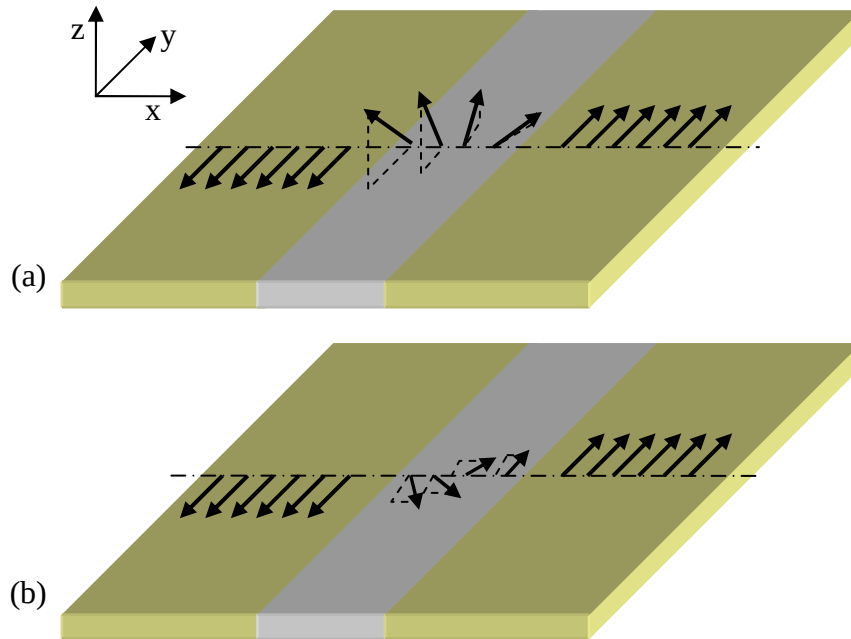


Figure 5.1 : Représentation schématisée d'une paroi de Bloch (a) et d'une paroi de Néel (b) dans une couche mince magnétique.

La structure proposée est schématisée sur les Figures 5.2 et 5.3. Elle utilise le déplacement d'une paroi de domaine d'une position stable A vers une position stable B, induit par passage d'un courant électrique au sein d'une piste gravée dans un film mince ferromagnétique [Tatara 2004]. Le déplacement de cette paroi va permettre le renversement de la zone active jouant le rôle de couche libre d'une jonction tunnel magnétique, similaire à celles déjà utilisées dans les structures MRAM conventionnelles [Cros 2006].

Ce schéma est basé sur l'hypothèse de base qu'on peut « libérer » une paroi d'une zone d'ancrage (contrôlée artificiellement, cf ci-dessous), et ensuite la propager dans une piste, en injectant un courant. Cette hypothèse est prédite et vérifiée avec un courant bipolaire, où le flux d'électrons pousse la paroi [Grollier 2003].

A partir de là, le principe de l'architecture RAM devient assez simple. Le déplacement de la paroi de domaine induit par le courant permet de passer de l'état '0' à l'état '1', ces états étant définis de la même manière que dans une MRAM classique par les deux états de résistances R_p et R_{ap} . Pour garder un circuit d'adressage simple, nous proposons de mettre en série plusieurs « cellules mémoires » du type de la figure 5.2, tout en rajoutant une matrice de lignes perpendiculaires aux pistes, destinées à créer au niveau des cellules des champs magnétiques pour bloquer ou aider le déplacement des parois en fonction de l'information que l'on veut enregistrer.

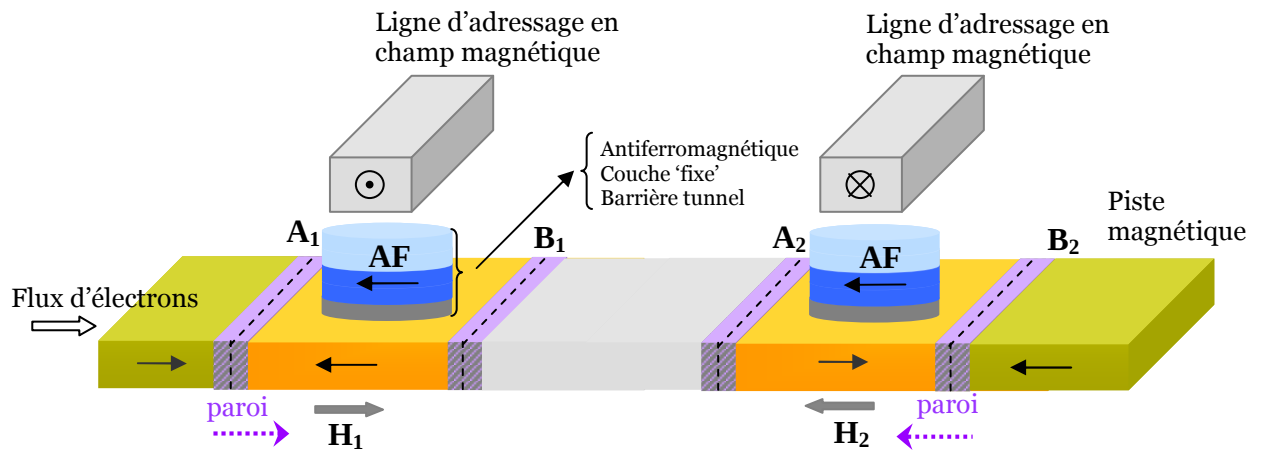


Figure 5.2 : Représentation schématisée du système considéré : piste magnétique constituant la couche libre d'une jonction tunnel magnétique. On fait varier l'aimantation de la couche libre en déplaçant une paroi de domaine magnétique entre les 2 positions A et B en appliquant un faible champ magnétique pour orienter la propagation et en faisant circuler un courant dans la piste pour décrocher la paroi.

Pour pouvoir appliquer ce principe à une architecture MRAM, il faut aussi trouver une structure permettant de piéger les parois dans des endroits précis ainsi qu'un moyen « sûr » d'initialiser l'aimantation de chaque cellule. Nous proposons ici, pour la piste magnétique, une structure « en serpentín » telle que représentée sur la Figure 5.3.

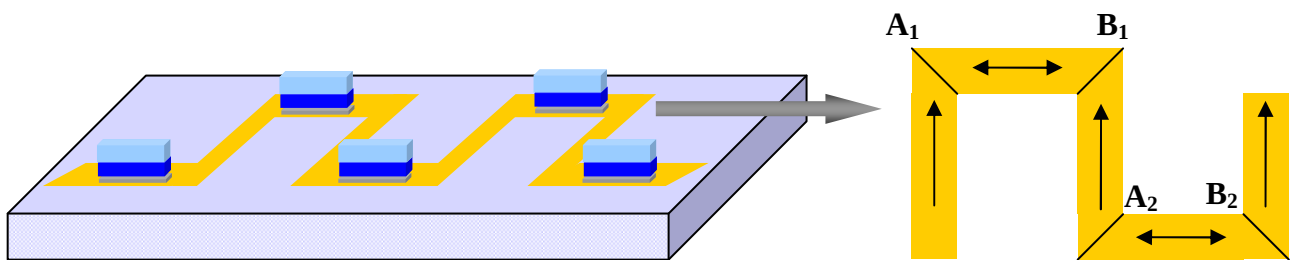


Figure 5.3 : Proposition de structure complète.

Cette structure coudée permet de piéger la paroi de part et d'autre d'une jonction tunnel magnétique, et d'initialiser sans problème la distribution d'aimantation. En effet, le champ dipolaire dans une ligne pousse l'aimantation à se mettre toujours parallèlement aux bords. Ainsi, les zones horizontales ont une aimantation stable orientée horizontalement, et les zones verticales ont une aimantation stable orientée verticalement. Les parois sont donc obligatoirement localisées dans les angles de la structure.

Le but de l'étude est de déterminer, d'une part, la possibilité d'utiliser ce type de structure comme MRAM (retournement possible dans des conditions raisonnables) et, d'autre part, d'estimer l'énergie de barrière séparant l'état 2 et l'état 2' (Figure 5.4), représentant les niveaux logiques '0' et '1' introduits précédemment (en supposant la présence d'une JTM au milieu de la zone horizontale de la structure).

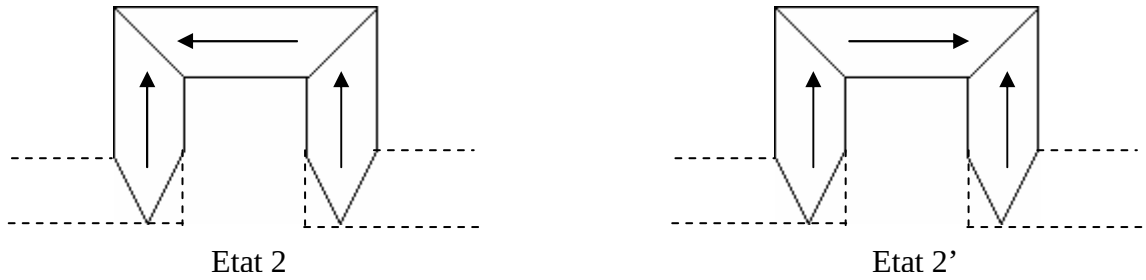


Figure 5.4 : états stables de l'aimantation d'une structure à une seule zone « active » (zone horizontale).

Il existe de nombreux chemins pouvant conduire au passage de l'état 2 vers l'état 2'. En l'absence d'une forte perturbation extérieure, et aux faibles largeurs de pistes considérées ici, le chemin le plus probable est celui où une paroi de domaine traverse la zone horizontale. Si on représente le chemin énergétique du système, on peut donc le voir sous la forme :

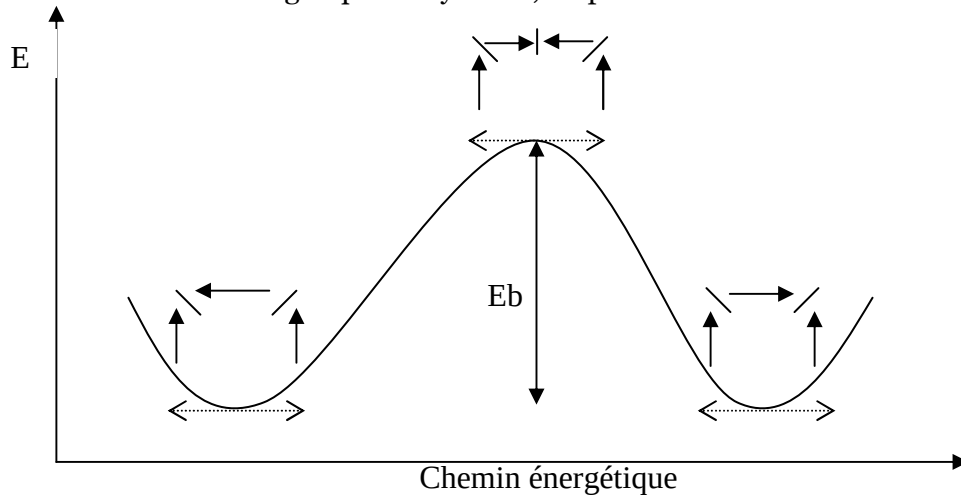


Figure 5.5 : barrière énergétique séparant les deux états stables en champ appliqué (et courant) nul.

On doit apporter l'énergie E_b au système pour qu'il passe de l'état 2 à l'état 2'. On peut apporter cette énergie de différentes manières. Elle est révélatrice de la stabilité thermique du système, car elle peut être apportée par agitation thermique ($E_b = k_B.T$). Dans les simulations micromagnétiques que nous avons réalisées à l'aide du programme OOMMF (<http://math.nist.gov/oommf/>), nous apportons cette énergie sous forme d'énergie Zeeman (on applique un champ H_{ext} qui déforme la barrière jusqu'à l'annuler).

La connaissance de l'énergie de barrière nous permettra ensuite d'avoir accès au taux d'erreur intrinsèque et à la stabilité thermique du système.

Nous avons, dans un premier temps, vérifié que l'énergie Zeeman était bien transmise au système et permettait le retournement en franchissant la barrière d'énergie. Pour cela, nous avons tracé l'évolution de la différence entre l'énergie totale E_T et l'énergie Zeeman E_Z en fonction du temps de simulation. L'état initial est l'état obtenu après la relaxation de l'aimantation en partant d'une distribution uniforme suivant $Y - \delta X$, qui peut s'obtenir, dans un système réel, en appliquant un champ magnétique suffisamment fort dans cette direction.

On obtient alors l'état initial suivant :

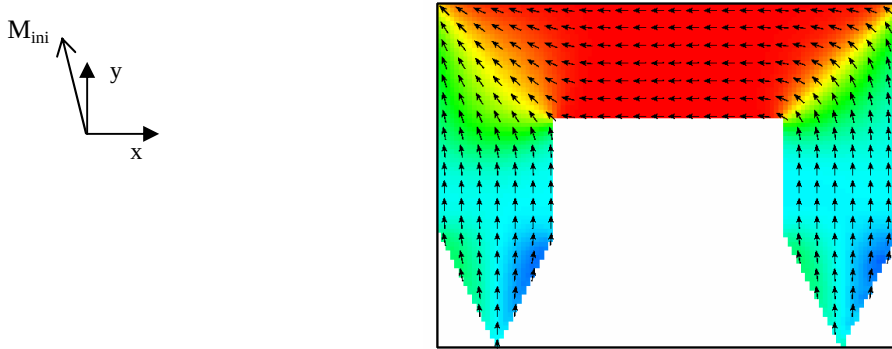


Figure 5.6 : état initial de la structure à une seule zone 'active'.

Il correspond à l'état 2, défini plus haut.

On applique ensuite à cette distribution d'aimantation un champ magnétique H_{ext} suivant x dans le sens opposé à celui de l'aimantation de la zone active initiale.

Pour un champ suffisamment élevé, l'aimantation de la zone active se retourne et on obtient l'état final suivant :

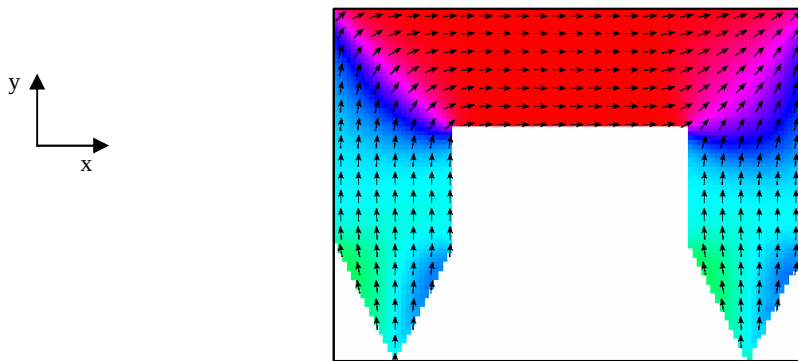


Figure 5.7 : état final de la structure à une seule zone 'active'.

Il correspond à l'état 2' défini plus haut.

On exporte ensuite les données fournies par OOMMF sous Excel de manière à pouvoir tracer l'évolution $(E_T - E_Z)$ en fonction du temps de simulation, on obtient la courbe suivante :

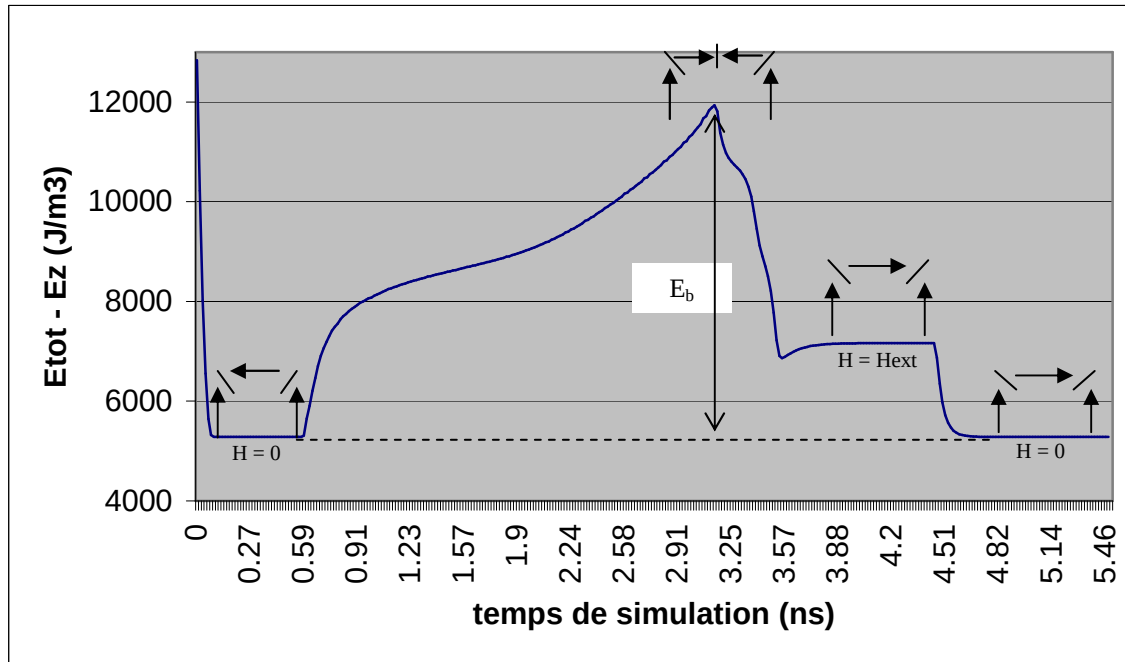


Figure 5.8 : variation de $E_T - E_Z$ en fonction du temps de simulation pour la structure à une seule zone 'active'.

On voit clairement sur ce graphe la présence d'un maximum d'énergie correspondant au franchissement de la barrière.

De plus, on observe bien le passage par un état intermédiaire proche de l'état 3 d'énergie maximale défini plus haut :

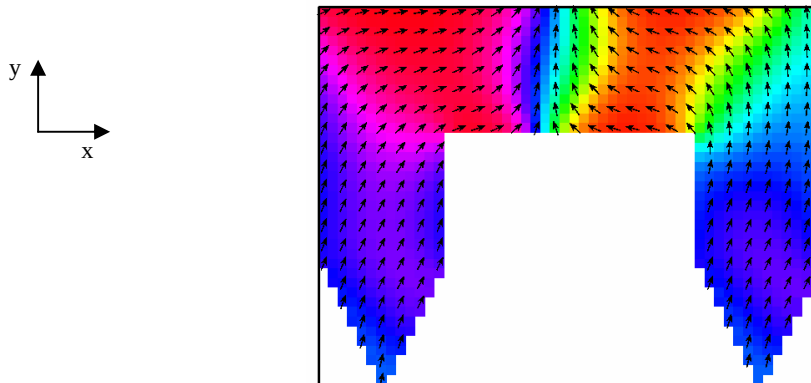


Figure 5.9 : état intermédiaire instable de la structure à une seule zone 'active'.

Les avantages de la structure présentée ci-dessus sont multiples. Tout d'abord, elle permet une économie en écriture. L'interaction directe du courant injecté avec la structure magnétique de la paroi, liée à un transfert de moment cinétique de spin entre les électrons de conduction et l'aimantation, permet d'espérer une bien meilleure efficacité du processus d'écriture que dans le cas où on utilise le champ magnétique créé par un courant dans une ligne. Et, l'efficacité de l'interaction est liée à une densité de courant, cas a priori favorable à

la miniaturisation, et ce d'autant plus qu'ici la section de piste magnétique est très faible du fait de l'épaisseur de quelque nm du film magnétique. D'autre part, le champ créé par la ligne de bit reste a priori très faible (il sert juste à orienter le déplacement de la paroi) et donc ne devrait pas poser de problème même aux très hautes densités. Ce critère est fondamental pour la réduction d'échelle, en effet, les architectures 'classiques' de MRAM nécessitent des courants importants pour adresser les cellules. A partir du nœud $F = 45$ nm, les courants nécessaires pour créer les champs magnétiques deviennent très supérieurs à la limite d'électromigration et la miniaturisation s'en trouve compromise.

De plus, la mise en place d'une telle structure ne complique pas l'architecture de la mémoire. Enfin, cette structure permet une relativement facile intégration technologique. En effet, sa mise en place ne nécessite pas, a priori, de nouveaux procédés par rapport à ce qui a été développé pour les MRAM 'classiques'. Notons par exemple que, pour un fonctionnement optimal, la ligne de bit (cf. Figure 5.2) doit être sensiblement plus large que F , ce qui relaxe les conditions de fabrication.

Il restait à vérifier le comportement magnétique en champ, de manière à estimer la stabilité à long terme. Nous détaillons dans le paragraphe suivant l'approche utilisée ainsi que son but. Nous avons fait le calcul pour une ligne de mot gravée dans une couche magnétique unique de NiFe.

Le principe d'écriture que nous avons évoqué à l'aide de la Figure 5.2 est décrit plus en détail dans le tableau suivant.

<i>Actionnement</i>	<i>Etat final</i>	<i>Commentaire</i>
Flux d'électrons $\rightarrow$ Champ H appliqué $\rightarrow$		Quel que soit l'état initial
Flux d'électrons $\rightarrow$ Champ H appliqué $\leftarrow$		Reste identique à l'état initial, pas d'écriture
Flux d'électrons $\leftarrow$ Champ H appliqué $\rightarrow$		Reste identique à l'état initial, pas d'écriture
Flux d'électrons $\leftarrow$ Champ H appliqué $\leftarrow$		Quel que soit l'état initial

5.1.2. Structures modélisées

Nous avons étudié la réponse probable de dispositifs simplifiés à l'aide du logiciel OOMMF, de manière à évaluer le comportement magnétique d'un tel système.

Nous avons tout d'abord regardé le comportement d'une seule zone active.

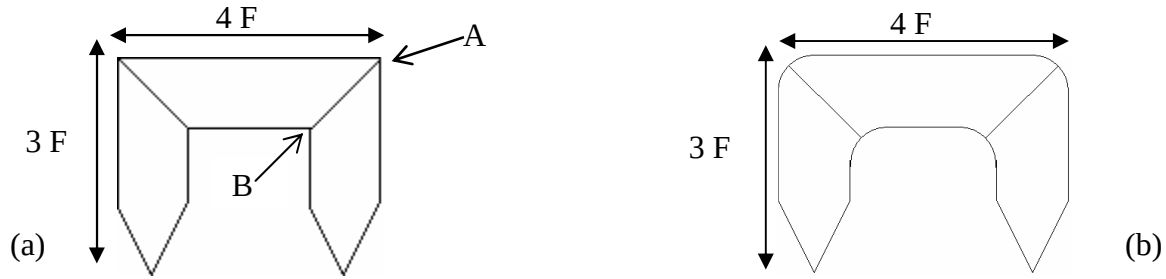


Figure 5.10 : structure simple à une zone active avec des bords bien définis (a) et avec des bords arrondis (b).

Les terminaisons en pointes servent à artificiellement stabiliser la direction d'aimantation aux extrémités, pour isoler le comportement de la partie centrale dans le calcul. Comme les coins carrés A et B ne sont pas réalisables en lithographie, nous avons aussi simulé des coins arrondis avec un rayon de courbure $F/2$, valeur considérée comme extrême (Figure 5.10 (b)). F est la grandeur caractéristique du nœud technologique vérifiant la loi de Moore.

La simulation a été faite sur une couche mince de permalloy de 5 nm d'épaisseur. Nous avons réalisé les calculs présentés par la suite pour $F = 130, 90, 65$ et 45 nm.

La deuxième structure permet d'étudier le comportement de deux zones actives voisines et d'évaluer l'intensité de leurs interactions. Dans une piste complète, les interactions concerneront plusieurs éléments voisins, et seront donc plus fortes, et surtout variables d'un site à l'autre. Cette deuxième structure permet aussi d'évaluer la stabilité de la zone verticale entre deux cellules de bit. La deuxième structure étudiée est donc la suivante :

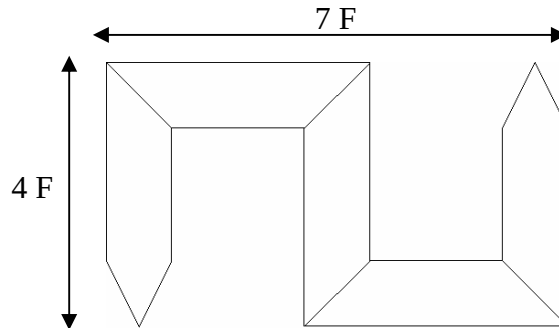


Figure 5.11 : structure simple à deux zones actives voisines.

C'est, de nouveau, une couche mince de permalloy de 5 nm d'épaisseur. Nous avons, de même, réalisé les calculs présentés par la suite pour $F = 130, 90, 65$ et 45 nm, et pour un rayon de courbure de 0 et de $F/2$.

Le but de notre étude était d'estimer l'énergie de barrière de ces structures.

5.2. Estimation de la stabilité thermique de la structure.

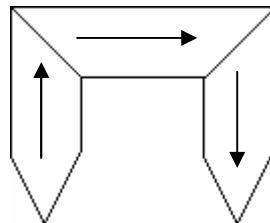
Dans ce paragraphe, nous verrons comment nous avons estimé l'énergie de barrière de ces différentes structures. Nous présenterons ensuite les résultats que nous avons obtenus.

5.2.1. Première approximation de l'énergie de barrière

5.2.1.1. Calcul de E_{bt} .

Nous avons, dans un premier temps, évalué l'énergie de barrière en nous basant sur les calculs effectués par Mc Michael et Donahue pour des énergies de parois dans des films minces [Mc Michael 1997].

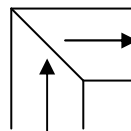
On considère l'état stable 1 suivant, obtenu en partant d'une aimantation uniforme orientée horizontalement sur la structure, et en relaxant.



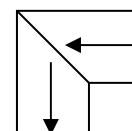
Etat 1

L'énergie totale de cet état est notée E_1 .

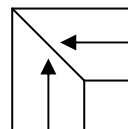
On définit E_{w1} , l'énergie de la paroi :



Cette énergie est la même que celle de la paroi symétrique :

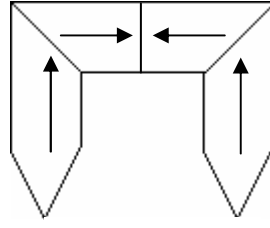


On définit d'autre part E_{w2} , l'énergie de la paroi :



ainsi que celle de la paroi symétrique.

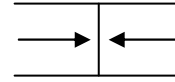
Enfin, on considère l'état 3, instable, qui correspond à l'état d'énergie maximum lors du renversement de l'aimantation.



Etat 3

L'énergie totale de cet état est notée E_3 .

On définit E_{w3} , l'énergie de la paroi tête-bêche dans cet état :



L'énergie E_{w3} peut être calculée à partir des données fournies par Mc Michael et Donahue. En effet, l'énergie d'une paroi transverse évolue proportionnellement avec la largeur de la piste pourvu que celle-ci soit suffisamment faible. Cette hypothèse est vérifiée pour $w \leq 130\text{nm}$. Les valeurs calculées pour E_{w3} sont dans le tableau suivant :

$w = F \text{ (nm)}$	$E_{w3} \text{ (J)}$	$E_{w3} \text{ (eV)}$
130	4.10E-18	25.62
90	2.84E-18	17.75
65	2.05E-18	12.81
45	1.42E-18	8.87

Vu que l'état E_2 et l'état E_2' sont symétriques, ils ont la même énergie. On peut, par conséquent, définir l'énergie E_{b1} par la différence d'énergie entre l'état de basse énergie E_2 (ou E_2'), et l'état de plus haute énergie E_3 .

On suppose que les pointes n'influencent pas la structure par rapport au schéma complet (en serpent), c'est-à-dire que d'une zone « énergétique » (paroi, pointe) à une autre, l'aimantation a le temps de relaxer vers un état similaire à un état piste infinie.

Pour chacun des états définis précédemment, on écrit alors leur énergie :

$$\begin{cases} E_1 = 2.E_{\text{pointes}} + 2.E_{w1} \\ E_2 = 2.E_{\text{pointes}} + E_{w2} + E_{w1} \\ E_3 = 2.E_{\text{pointes}} + E_{w3} + 2.E_{w1} \end{cases}$$

On a défini $E_{b1} = E_3 - E_2$, ce qui est équivalent à : $E_{b1} = E_{w3} + E_{w1} - E_{w2} = E_{w3} + E_1 - E_2$. Or, nous avons calculé E_{w3} , et, les valeurs des énergies totales des états stables E_1 et E_2 sont accessibles à l'aide de OOMMF. Nous pouvons donc avoir accès à une première approximation de la hauteur de barrière énergétique dont nous notons la valeur E_{b1} .

5.2.1.2. Résultats des simulations dans le cadre de l'approximation 1

Nous avons, dans un premier temps, vérifié que les 2 états symétriques E_2 et E_2' ont la même énergie. Les écarts observés, de l'ordre de quelques centièmes d'eV, peuvent être attribués à des erreurs d'arrondis ou de pixellisation de la structure dans la simulation.

Nous avons ensuite évalué le champ B_{sw} suivant x, permettant le retournement de l'aimantation dans la zone horizontale. Nous avons également évalué le champ B_{sw} suivant y, permettant un retournement précessionnel de l'aimantation, de manière à voir la méthode de retournement la plus efficace entre déplacer une paroi à l'aide d'un courant, ou utiliser la précession de l'aimantation [Schumacher 2003]. Les résultats sont rassemblés dans le tableau ci-dessous.

Synthèse des résultats pour la structure à 1 zone active :

F (nm)	Coins carrés	E_{b1} (eV)	B_{sw} suivant x (mT)	B_{sw} suivant y (mT)
130	oui	19.74	18	33
	non	17.26	12	31
90	oui	13.88	27	38
	non	12.22	17	33
65	oui	10.79	34	44
	non	9.13	22	37
45	oui	7.10	44	55
	non	6.26	29	47

Tout d'abord, il faut noter que l'énergie de barrière est $6.26 \leq E_b \leq 19.74$ eV, or, si on se place à une température de **$T=125^\circ\text{C}$** (ce qui est une température raisonnable pour un dispositif microélectronique Si), on a $k_B T = 0.0345$ eV, soit **$181 \text{ } k_B T \leq E_b \leq 572 \text{ } k_B T$** , ce qui est équivalent à $4,05.10^{+78} \leq \exp(E_b / k_B T) \leq 2,61.10^{+248}$!! Autrement dit, le taux d'erreur intrinsèque est quasi-nul.

On peut remarquer en outre que l'arrondi des bords favorise le déplacement de la paroi sans introduire de baisse critique de la stabilité thermique, en particulier aux faibles largeurs de piste. C'est une bonne chose, vue la difficulté technique à réaliser des bords nets.

Enfin, on remarque que le renversement précessionnel nécessite l'application de champs très importants. Il ne constitue pas, par conséquent, une solution raisonnable à appliquer sur la structure par rapport au déplacement de parois par passage d'un courant. Cependant, cela fonctionne théoriquement, on pourrait donc l'utiliser en complément d'une autre technique pour faire basculer l'aimantation d'un côté ou de l'autre.

Nous avons ensuite étendu les calculs aux structures à deux zones actives.

Synthèse des résultats pour la structure à 2 zones actives voisines :

F (nm)	Coins carrés	E_{b1} (eV)	B_{sw} suivant x (mT)
130	oui	19.39	18.1
	non	16.82	14
90	oui	13.64	27
	non	11.96	20
65	oui	9.99	35
	non	8.92	27
45	oui	7.00	45
	non	6.13	34

La première constatation évidente est la bonne concordance des résultats entre les deux structures. L'influence du champ dipolaire d'interaction entre les deux zones horizontales voisines sur la barrière d'énergie est faible et on retrouve des valeurs extrêmement proches pour les deux structures étudiées.

5.2.2. Deuxième approximation de l'énergie de barrière

Nous avons voulu, à l'aide d'une deuxième méthode de calcul, confirmer l'ordre de grandeur des résultats obtenus, mais, également, nous intéresser de plus près à l'influence du champ magnétique appliqué sur l'énergie de barrière. Nous présentons dans ce paragraphe une deuxième méthode pour calculer l'énergie de barrière ainsi que les résultats obtenus sur nos systèmes.

5.2.2.1. Calcul de E_{b2} .

Dans le processus réel, la paroi sera déplacée par un courant, cependant OOMMF ne nous permet ni de modéliser l'effet du passage d'un courant dans la structure, ni de faire varier la température du système. C'est pourquoi, au niveau des simulations, nous avons apporté l'énergie au système sous forme d'énergie Zeeman (application d'un champ magnétique H_{ext}). Mais le champ introduit une déformation de l'état de haute énergie, qui n'est plus le même que dans le processus réel. Nous avons considéré que la variation d'énergie lors du passage de l'état 2 à l'état 2' pouvait être donnée simplement par la différence entre l'énergie totale du système et l'énergie fournie (donc l'énergie Zeeman). Cela n'est vrai que dans le cas d'une paroi parfaitement rigide et de structure insensible au champ appliqué. Nous allons cependant approcher la valeur de l'énergie de barrière par l'approximation suivante :

$E_{b2} = (E_T - E_Z)_{max} - (E_T - E_Z)_0$ (car l'état initial et l'état final ont la même énergie puisqu'ils sont symétriques, l'indice 0 correspond donc à la différence d'énergie $(E_T - E_Z)$ d'un de ces deux états en champ appliqué nul cf Figure 5.8).

5.2.2.2. Résultats des simulations dans le cadre de l'approximation 2.

Pour assurer la validité de ces données, il faut que la dépendance au champ appliqué ne soit pas trop importante. Nous nous sommes donc dans un premier temps intéressés à la variation de E_{b2} avec le champ magnétique appliqué. Les courbes de dépendance avec le champ appliqué sont données ci-après, les lignes en pointillés correspondent aux ajustements linéaires des courbes :

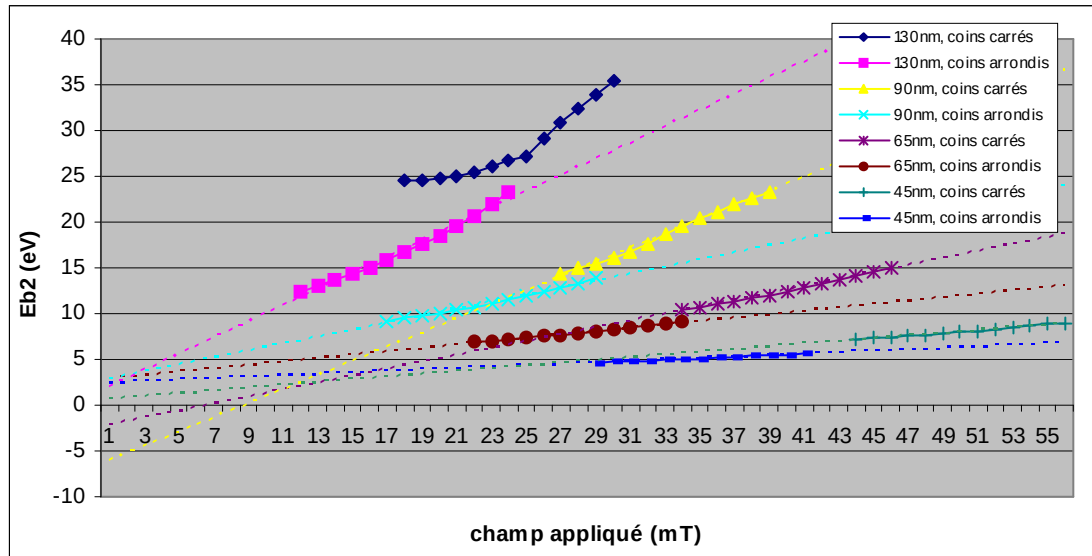


Figure 5.12 : variation de l'approximation 2 de l'énergie de barrière en fonction du champ appliqué.

Les variations avec le champ magnétique appliqué H_{ext} montrent une variation approximativement linéaire de pente assez faible pour les systèmes de faibles largeurs. Ces variations sont plus importantes pour des largeurs plus grandes où le champ magnétique déforme plus facilement la paroi magnétique. Cela laisse cependant espérer que $E_{b2}(H_{min})$ n'est pas une trop mauvaise approximation de E_b réel. D'autre part, les valeurs élevées obtenues laissent aussi présager une bonne tenue en température des structures.

Synthèse des résultats pour la structure à 1 zone active :

F (nm)	Coins carrés	E_{b1} (eV)	E_{b2} (eV)
130	oui	19.74	24.64
	non	17.26	12.48
90	oui	13.88	14.45
	non	12.22	9.19
65	oui	10.79	10.51
	non	9.13	6.89
45	oui	7.10	7.21
	non	6.26	4.67

On peut observer que les résultats des deux approximations des énergies de barrière sont cohérents (du même ordre de grandeur, suivent les mêmes variations...).

De plus, on voit sur le graphe suivant que E_b varie approximativement linéairement avec F , ce qui garantit une baisse de stabilité thermique raisonnable lors des passages aux nœuds technologiques suivants.

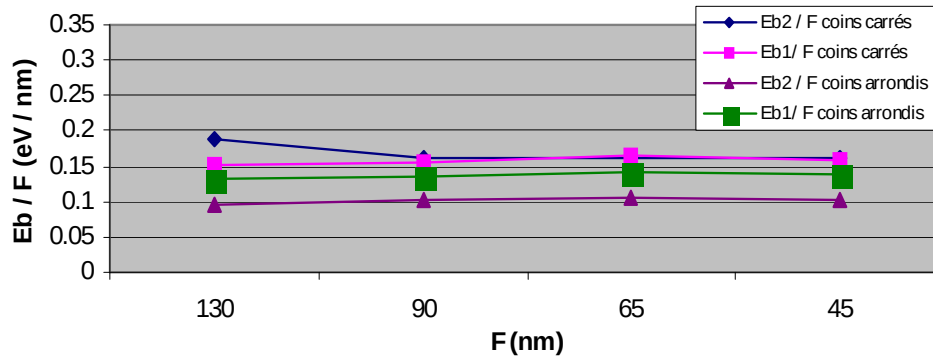


Figure 5.13 : variation de l'énergie de barrière en fonction de la taille pour les 2 approximations.

De plus, la différence observée entre les valeurs de E_{b1} et E_{b2} traduit le caractère plus ou moins raide de la paroi, le champ appliqué déformant la paroi. On observe par exemple, pour une structure 130 nm, bords nets, une paroi qui ressemble plus à une vague qu'à un mur.

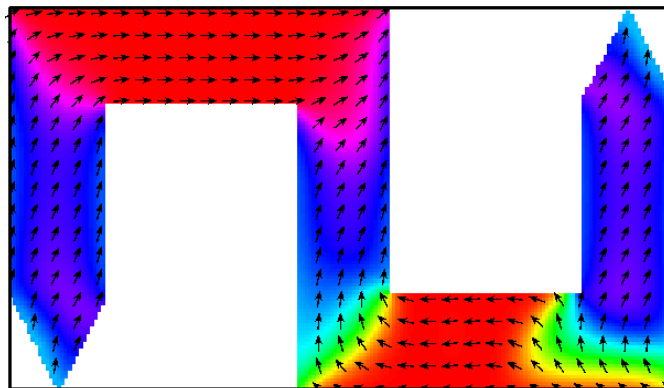


Figure 5.14 : structure à deux zones voisines pour $F = 130\text{nm}$, on voit clairement la forme de 'vague' des parois.

La raideur observée de la paroi correspond à l'évolution de la différence entre E_{b1} et E_{b2} , plus F diminue, plus cette différence est faible. On voit sur le graphe suivant qu'elle tend vers zéro pour des nœuds technologiques suffisamment fins, ce qui valide nos approximations.

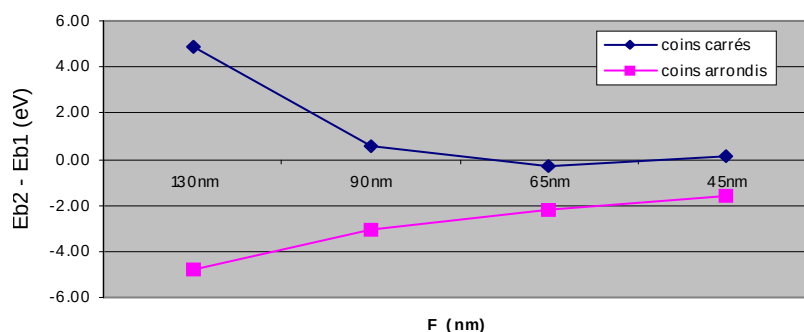


Figure 5.15 : variation de la différence entre les 2 approximations de E_b en fonction de la taille des structures.

5.2.2.2. Dispositif à deux zones actives voisines.

Après l'étude de cette structure simple à une seule zone active, nous sommes passés à une structure à deux zones actives voisines. Nous avons réalisé les mêmes calculs que pour la structure simple. Cependant, nous avons pu observer de nouveaux comportements liés à l'interaction entre les deux zones.

De même que précédemment, nous sommes partis d'un état initial correspondant à l'état 2,

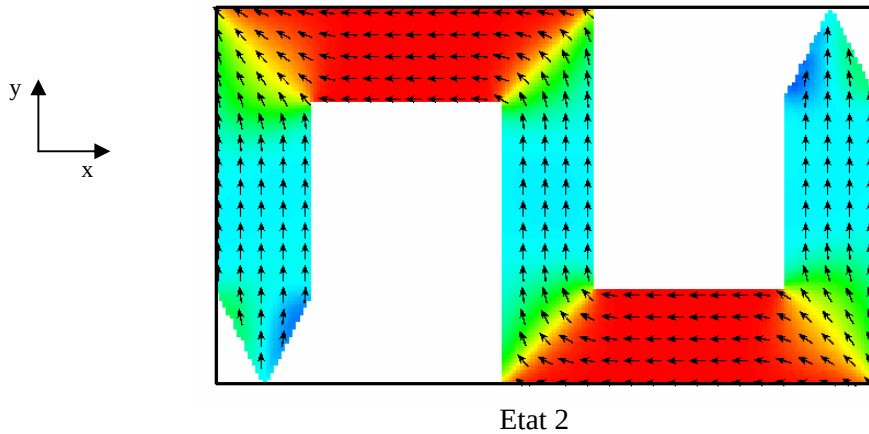


Figure 5.16 : état initial de la structure à deux zones 'actives'.

obtenu après relaxation de l'aimantation initialement distribuée uniformément selon $Y-\delta X$.

Nous avons ensuite appliqué un champ magnétique suivant x , de manière à observer le retournement des deux zones actives. Cependant, nous avons observé l'apparition d'une plage de champs de fonctionnement. En effet, on observe sur une plage de champs significative, un état stable du type :

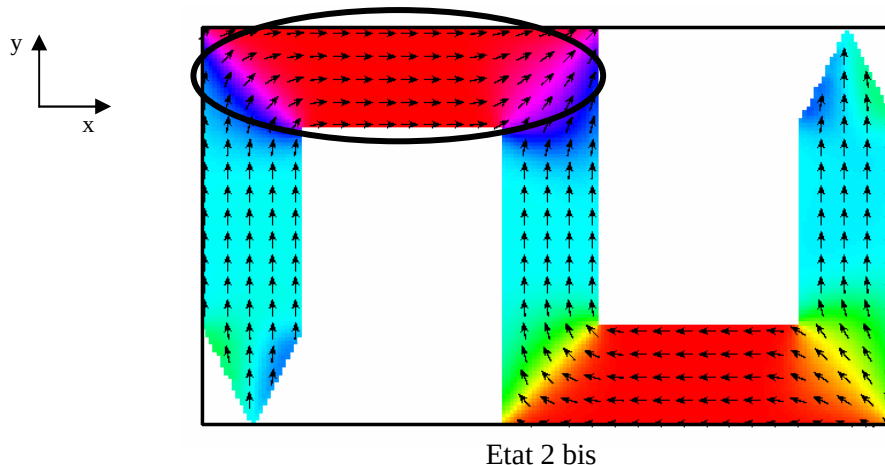


Figure 5.17 : état final de la structure à deux zones 'actives'.

Le retournement de la première zone active empêche le retournement de la deuxième zone. En effet, on applique un champ magnétique qui abaisse la barrière d'énergie jusqu'à l'annuler, donc, la présence du champ dipolaire (sens opposé à l'aimantation et au champ

appliqué) intervient comme une légère perturbation qui ramène la deuxième zone active vers son état initial (cela revient à augmenter légèrement la hauteur de la deuxième barrière).

Il arrive un moment où le champ appliqué, cependant, devient suffisamment important pour que la perturbation créée par l'interaction dipolaire ne soit pas suffisante pour empêcher le basculement.

Enfin, on observe de la même manière la présence d'un champ maximal au dessus duquel l'état stable suivant apparaît:

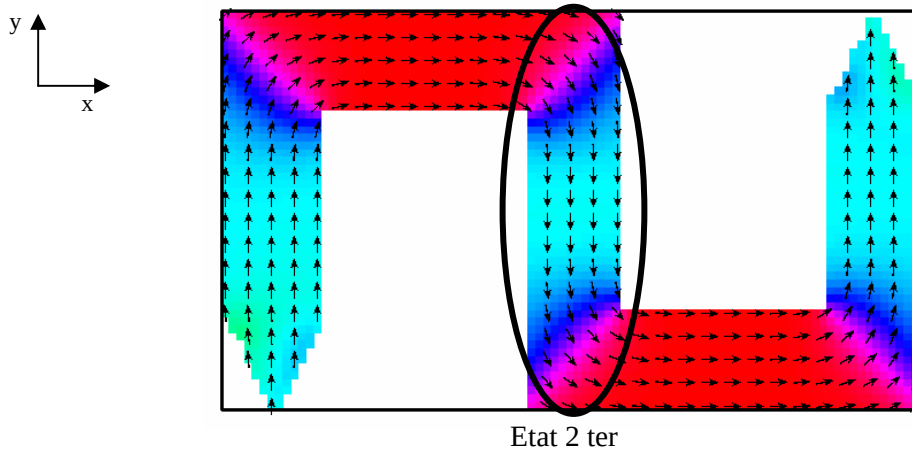


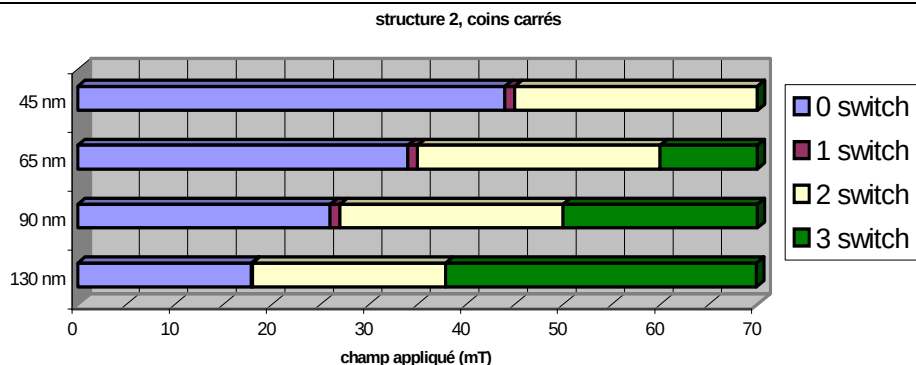
Figure 5.18 : état final de la structure à deux zones 'actives' pour des champs appliqués plus importants.

Cette bi-stabilité de la zone verticale pose un problème. En effet, ces zones sont censées être fixées par l'anisotropie de forme. On peut, néanmoins, comme nous le verrons plus loin, atténuer le phénomène (augmenter significativement le champ maximal d'apparition de cet état stable) en allongeant les branches verticales de la structure. De même, nous avons constaté que ce phénomène est nettement moins sensible lorsque les coins du dispositif sont carrés, réduire le rayon de courbure peut ainsi contribuer à augmenter la plage de fonctionnement. Enfin, diminuer F provoque aussi une augmentation de la stabilité et donc étend la zone de fonctionnement

On peut synthétiser les résultats obtenus dans les tableaux suivants :

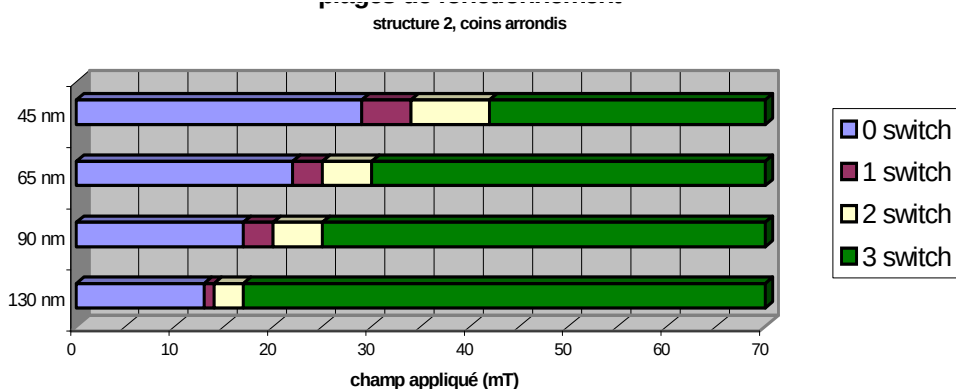
Coins carrés, hauteur $4F$:

F (nm)				
130	$B_{sw} < 17.9$	$17.9 \leq B_{sw} \leq 18$	$18.1 \leq B_{sw} \leq 38$	$38 < B_{sw}$
90	$B_{sw} < 26$	$26 \leq B_{sw} \leq 27$	$27 \leq B_{sw} \leq 50$	$50 < B_{sw}$
65	$B_{sw} < 34$	$34 \leq B_{sw} \leq 35$	$35 \leq B_{sw} \leq 60$	$60 < B_{sw}$
45	$B_{sw} < 44$	$44 \leq B_{sw} \leq 45$	$45 \leq B_{sw}$	Non Observé (>70)



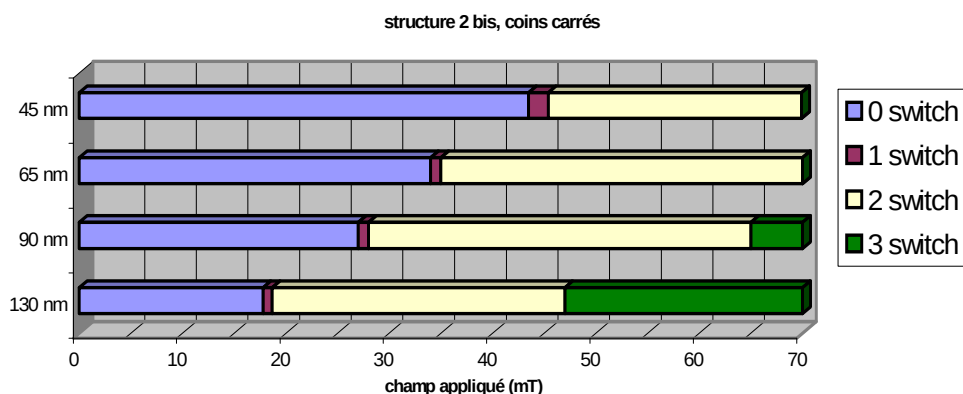
Coins arrondis, hauteur 4F :

F (nm)	0 switch	1 switch	2 switch	3 switch
130	$B_{sw} < 13$	$13 \leq B_{sw} \leq 14$	$14 \leq B_{sw} \leq 17$	$17 < B_{sw}$
90	$B_{sw} < 17$	$17 \leq B_{sw} \leq 20$	$20 \leq B_{sw} \leq 25$	$25 < B_{sw}$
65	$B_{sw} < 22$	$22 \leq B_{sw} \leq 27$	$27 \leq B_{sw} \leq 32$	$32 < B_{sw}$
45	$B_{sw} < 29$	$29 \leq B_{sw} \leq 34$	$34 \leq B_{sw} \leq 42$	$42 < B_{sw}$

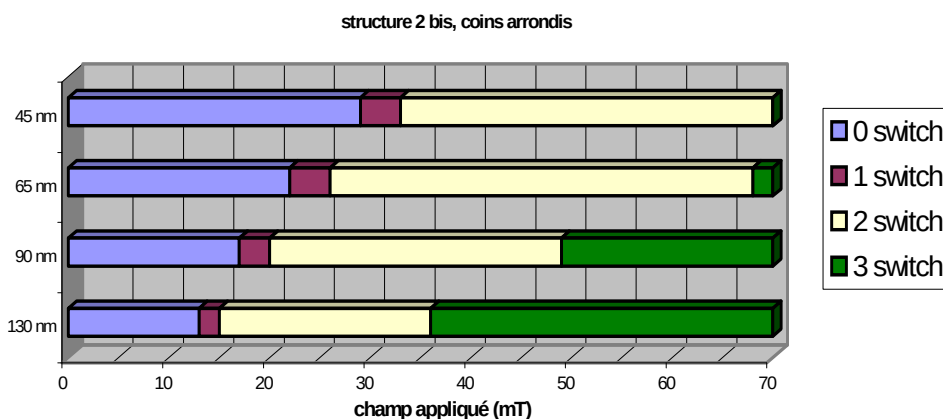


On observe que la zone de fonctionnement (en jaune) est assez réduite pour des structures avec les coins arrondis. Cette zone s'agrandit lorsque F diminue. Cependant, nous avons vérifié que si l'on ajoutait une hauteur F aux zones verticales, la plage était significativement plus importante. Ainsi, les résultats suivants ont été obtenus pour la même structure que précédemment mais avec une hauteur de 5 F au lieu de 4.

Coins carrés, hauteur 5F :



Coins arrondis, hauteur 5F :



Nous avons donc confirmation que l'allongement des zones verticales réduit sensiblement le phénomène de bi-stabilité.

Mis à part ce problème de plage de fonctionnement et de bi-stabilité de la zone verticale, nous avons constaté des résultats très cohérents avec ceux de la structure simple en terme de hauteurs de barrière. La légère différence observée peut provenir de la partie centrale verticale, qui peut modifier les structures fines des parois dans les coins qui la délimitent, ou des interactions dipolaires.

Synthèse des résultats pour la structure à 2 zones actives voisines, hauteur 4F :

F (nm)	Coins carrés	E_{b1} (eV)	E_{b2} (eV)	B_{sw} suivant x (mT)
130	oui	19.39	23.98	18.1
	non	16.82	13.45	14
90	oui	13.64	14.79	27
	non	11.96	8.95	20
65	oui	9.99	10.57	35
	non	8.92	6.32	27
45	oui	7.00	6.23	45
	non	6.13	4.00	34

La première constatation évidente est la bonne concordance des résultats entre les deux estimations. Les valeurs d'énergie de barrière obtenues confirment la conservation de la bonne tenue en température au niveau de la structure 2 zones. Il faut cependant souligner que la présence du troisième retournement est un handicap certain, il va falloir réaliser un compromis entre la largeur des plages utilisées (que ce soit pour appliquer un champ ou faire passer un courant...) et la densité du circuit.

Nous avons conservé, dans la suite, une structure de 4F de hauteur, celle-ci permettant de faire des comparaisons avec les résultats déjà obtenus.

Si on regarde l'évolution de E_{b2} avec le champ, on obtient des courbes identiques aux courbes précédentes. Cependant, on peut remarquer que $E_{b2}(H_{min})$ n'est plus vraiment une bonne approximation de la barrière en champ nul, l'application d'un champ perturbe trop le

système (probablement au niveau de la section verticale), il va falloir nuancer les valeurs obtenues pour E_{b2} par la valeur de E_{b1} pour avoir une idée approximative de l'énergie de barrière réelle.

Nous vérifions que la différence entre E_{b1} et E_{b2} décroît toujours avec F , donc l'énergie intermédiaire du système lorsque la taille diminue est principalement une énergie de paroi.

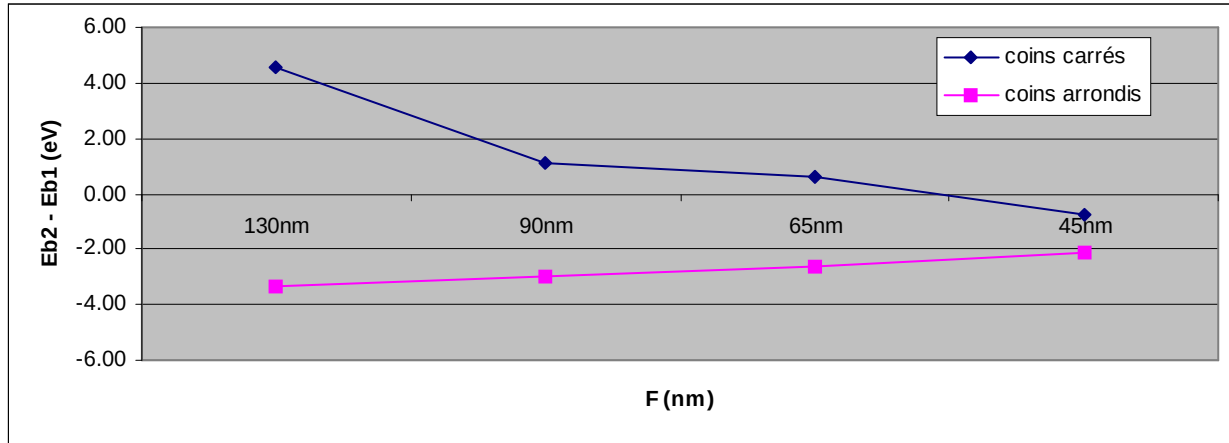


Figure 5.19 : différence entre les deux approximations de l'énergie de barrière pour une structure à deux zones 'actives' voisines en fonction du nœud technologique considéré.

Les différences d'énergie observées proviennent donc de l'interaction dipolaire entre les deux zones voisines (pour la différence entre la structure à 1 zone et la structure à 2 zones), et du comportement de la paroi magnétique soumises à un champ (pour la différence entre les deux approximations de l'énergie de barrière). Cependant, malgré ces légères différences, nous avons montré que la stabilité thermique de ces structures est très supérieure à celle des structures MRAM classiques.

5.3. Architecture proposée et conclusions.

Nous allons, dans ce paragraphe, tout d'abord donner les conclusions des calculs présentés précédemment. Nous proposerons ensuite différentes architectures possibles pour faire de ce dispositif une mémoire.

5.3.1. Conclusions des calculs réalisés

▪ Bonne stabilité thermique mais à confirmer par des mesures expérimentales :

Comme nous l'avons souligné en introduction, il reste à vérifier expérimentalement que l'on peut dépiéger une paroi en faisant circuler un courant puis orienter le déplacement de cette paroi en appliquant un champ horizontal (bipolaire). Si cette hypothèse est vérifiée expérimentalement, alors, la structure présentée ici a de grandes chances d'être particulièrement stable thermiquement surtout aux nœuds technologiques 65 nm et 45 nm.

▪ Bistabilité zones verticales : compromis plage de fonctionnement / densité du circuit ou ajout local d'une couche de polarisation d'échange.

Le problème soulevé par les simulations de la bistabilité des zones verticales peut être contourné de plusieurs façons. Tout d'abord, nous avons vu qu'en augmentant la longueur des zones verticales, on augmentait significativement la zone de fonctionnement. L'autre solution est de fixer les zones verticales en ajoutant localement une couche de polarisation d'échange (sur le même principe que la fixation de la couche haute de la JTM). Ainsi, la bistabilité serait totalement inexistante et la densité du circuit resterait inchangée.

5.3.2. Architectures proposées

La première architecture proposée est représentée sur la Figure 5.2. La Figure 5.20 décrit de manière plus précise une intégration possible de ce type d'architecture.

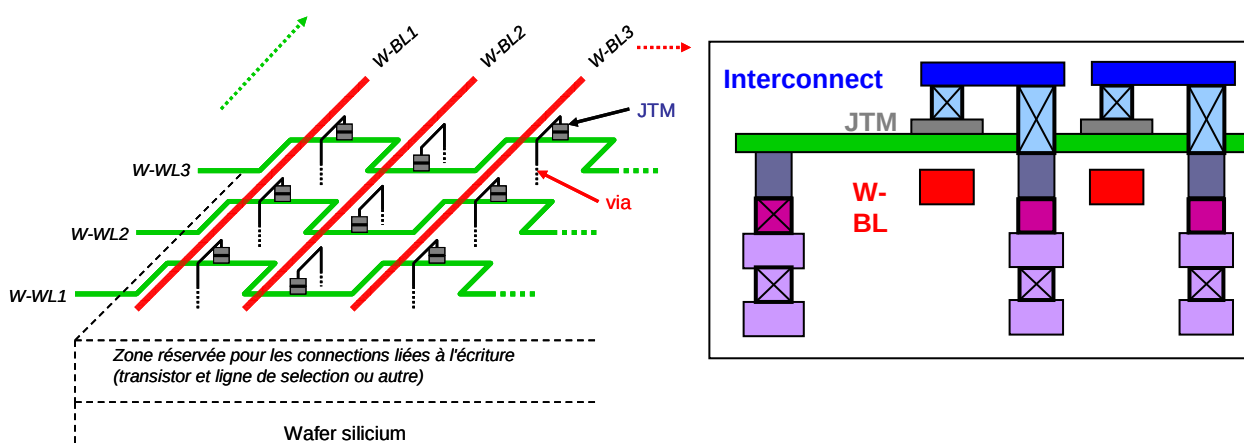


Figure 5.20 : principe d'une architecture MRAM à propagation de paroi. Une vue en coupe est donnée en insert.

L'architecture proposée ici peut contribuer, comme nous l'avons vu précédemment, à maintenir une bonne stabilité thermique malgré une miniaturisation importante, puisque l'action d'écriture est divisée en un champ appliqué créé par une ligne (comme dans une MRAM classique) et une densité de courant injectée dans l'élément magnétique lui-même. Les expériences préliminaires [Lim 2004] montrent d'ailleurs que, en présence du courant injecté, le champ nécessaire à l'écriture est fortement réduit par rapport au champ nécessaire pour un retournement classique.

Par contre, du fait qu'il est nécessaire de créer des champs magnétiques à l'aide d'un réseau de lignes conductrices, le problème de cross talk est aggravé dans l'architecture de la Figure 5.20 par rapport au cas standard, du fait qu'une partie importante de la zone sensible s'étend de part et d'autre des Bit lines et non pas seulement en dessous. En particulier les coins de la structure en U, où se trouvent piégées les parois et donc l'information, sont exactement au milieu entre deux bit lines.

La Figure 5.21 ci-dessous montre une implantation approximative du schéma de la Figure 5.20, qu'on a essayé de rendre aussi dense que possible, mais dans laquelle seuls les problèmes d'écriture sont pris en compte (à l'exception des vias). Les Word lines ont une largeur F , et les Bit lines une largeur $1.5F$. Dans cette implantation, la taille de cellule est égale à $3 \times 5 F^2$, ce qui peut paraître remarquable. Mais quand on calcule le champ créé par la ligne au milieu de la branche verticale du U, (cf Figure 5.22), pour $F=90\text{nm}$ on trouve déjà que ce champ vaut encore 80% de sa valeur B_0 à la verticale du centre de la ligne. Même si l'on ne prend en compte que les deux Bits lines adjacentes, le champ s'appliquant sur une paroi donnée peut ainsi varier entre 0 et 160% de B_0 selon les sens des courants de Bit. Si l'on prend en compte toutes les Bit lines du réseau, ce champ peut même prendre un signe opposé à celui qui existe sous la ligne principale d'une cellule voisine. Une écriture sans cross talk paraît donc impossible, à moins d'écrire chaque bit séparément. Et l'effet est encore plus grave aux nœuds 65 et 45 nm, sauf à réduire fortement la distance h entre la W-Bit line et la piste magnétique.

La Figure 5.23 montre une implantation nettement moins dense, où l'on a sensiblement augmenté la distance entre W-Bit lines (de $1.5F$ à $3F$). La taille de cellule est devenue $4.5 \times 5 F^2 = 22.5 F^2$. Dans cette implantation, le centre de la paroi piégée est situé à une distance $1.5 F$ du centre de sa ligne de référence, et à $3F$ de la ligne adjacente la plus proche. Même avec les conditions très défavorables du calcul de la Figure 5.22 ($h=150\text{ nm}$, constant quand F diminue), on peut observer que le signe du champ au niveau de la paroi sera déterminé par le sens du courant dans la ligne principale, et que le processus d'écriture peut fonctionner. On peut gagner encore sur ce point en rapprochant les coudes du U de la JTM, et en diminuant h (cf calculs de la Figure 5.24).

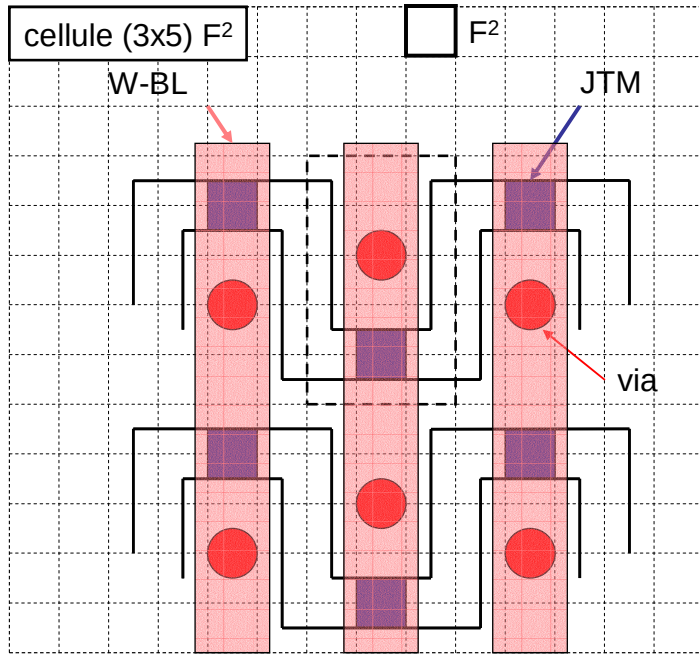


Figure 5.21 : Schéma d'implantation dense de l'architecture de la Figure 5.20. Les Word lines, les vias et les JTM ont une largeur F , les Bit lines une largeur $w=1,5F$ et sont distantes de w . On suppose que la précision de l'alignement entre les différents niveaux est bien meilleure que $F/2$.

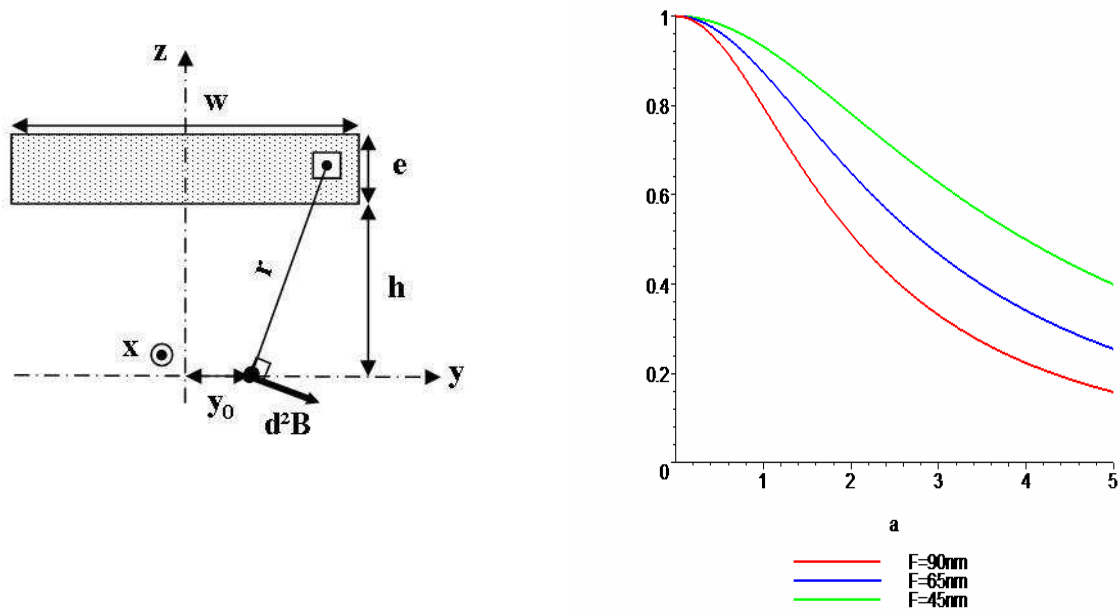


Figure 5.22 : Décroissance du champ planaire créé par une ligne de largeur $w=1,5 F$, avec $F=90/65/45\text{nm}$ (épaisseur de la ligne $e=325\text{nm}$, distance à sa surface $h=150\text{nm}$). L'abscisse $a = y_0/w$, ou y_0 est la distance au plan médian de la ligne. Les amplitudes sont normalisées aux valeurs pour $a=0$.

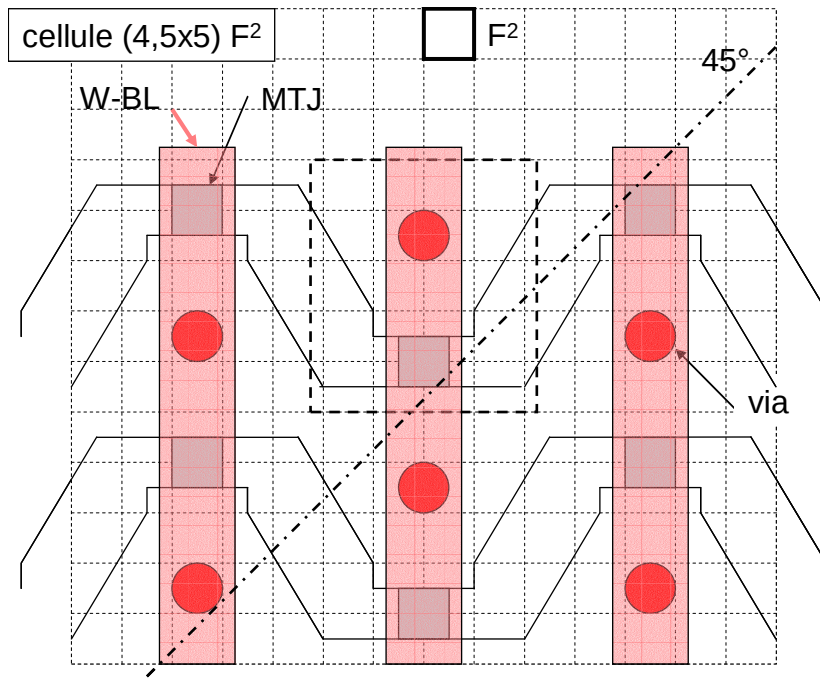


Figure 5.23 : Schéma d'implantation moyennement dense de l'architecture de la Figure 5.20. Les Word lines, les vias et les JTM ont une largeur F , les Bit lines une largeur $w=1,5F$ et sont distantes de $2w$. On suppose que la précision de l'alignement entre les différents niveaux est bien meilleure que $F/2$.

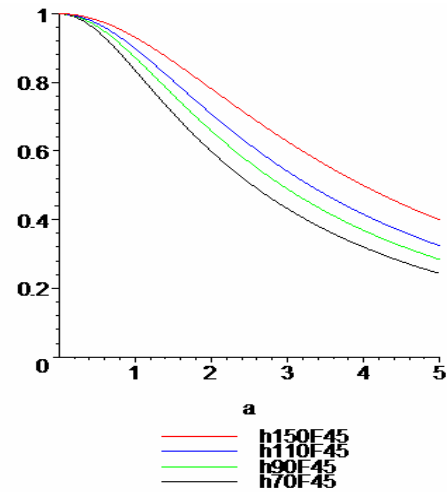
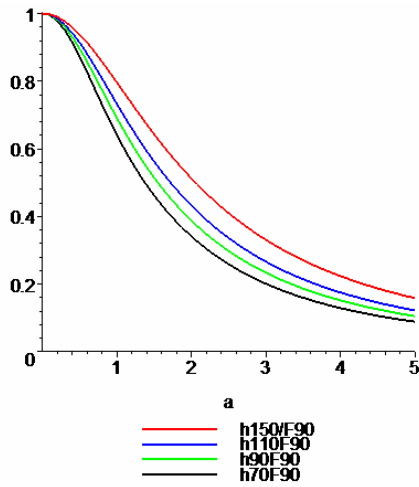


Figure 5.24 : Décroissance du champ planaire créé par une ligne de largeur $w=1,5F$, avec $F=90\text{nm}$ (à gauche) et 45nm (à droite), une épaisseur de la ligne $e=325\text{nm}$, et pour plusieurs valeurs de la distance h à la ligne (cf géométrie de la Figure 5.23). L'abscisse $a = y_o/w$, ou y_o est la distance au plan médian de la ligne. Les amplitudes sont normalisées aux valeurs pour $a=0$.

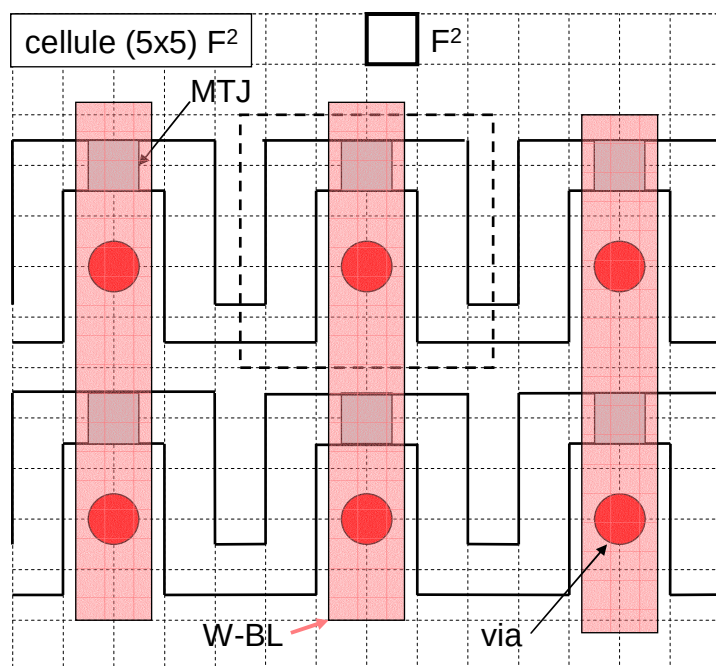


Figure 5.25 :

Schéma d'implantation moyennement dense à partir de l'architecture de la Figure 5.20. Les Word lines, les vias et les JTM ont une largeur F , les Bit lines une largeur $w=1,5F$ et sont distantes de $4F$. On suppose que la précision de l'alignement entre les différents niveaux est bien meilleure que $F/2$. Les différents éléments en U sont reliés par des ponts, en fait on est pratiquement dans le cas de la figure 5.20, mais en sautant une Bit-line sur deux.

Le schéma de la Figure 5.23 comporte d'autres différences notables par rapport à celui de la Figure 5.21. Tout d'abord, la ligne "verticale" du motif en U est inclinée. Ensuite, la largeur de cette piste a été augmentée.

Le principe d'initialisation décrit plus haut reste en principe valable tant que l'angle d'inclinaison reste inférieur à 45° . Mais la paroi va d'autant plus ressembler à une paroi tête-bêche dans une piste rectiligne que l'angle du coude sera réduit. On s'attend alors à deux effets:

- * une diminution de la barrière d'énergie, donc de la stabilité thermique
- * une plus grande efficacité du courant injecté pour déplacer la paroi.

Le profil modifié autour du coude est censé agir pour contrebalancer ces deux effets, en redressant l'aimantation au voisinage du coude, et en agissant comme une constriction pour éviter que la paroi ne se déplace dans la zone de référence (barres verticales du U) : du fait de l'élargissement de la piste, la densité de courant sera plus faible et l'énergie totale de la paroi plus élevée dans ce bras.

De ce fait, la structure la plus logique pour éviter les effets de cross-talk en écriture est celle représentée sur la Figure 5.25, et qui reprend en fait la structure de la Figure 5.21 mais en n'utilisant qu'une ligne horizontale sur deux. Comme la ligne horizontale non utilisée ne sert à rien, son aimantation peut changer de sens lors d'un processus d'écriture d'une cellule voisine, et elle peut donc être un peu plus courte. Par contre, les zones de référence verticales du U retrouvent leur stabilité optimale, pour une même longueur que sur la Figure 5.21.

La structure de la Figure 5.25 présente une surface de cellule de $5 \times 5 F^2$ pour une distance entre ligne de $4F$, les autres paramètres étant les mêmes que pour la Figure 5.21. Le centre d'une zone de piégeage de paroi (coude) est alors à $1.5 F$ du centre de la Bit line de la cellule correspondante, et à $3.5 F$ de la bit line d'une cellule voisine, ce qui est encore peu en regard des décroissances lentes des champs de fuite des lignes.

Pour compléter les calculs, nous avons simulé le comportement des différentes structures décrites précédemment. Celles-ci ont pour but d'amoindrir l'effet de cross talk, tout en conservant une bonne stabilité thermique. Les simulations visaient à vérifier le comportement de telles structures.

La première structure est une structure simple coudée :

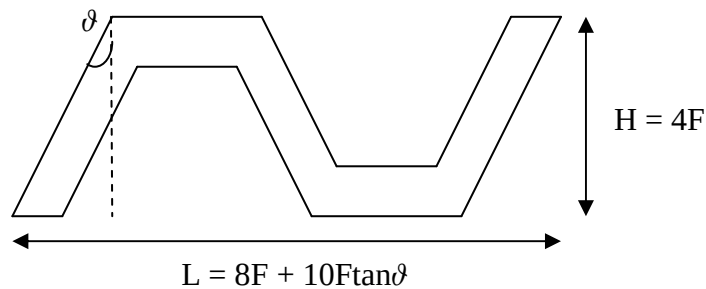


Figure 5.26: schéma de la structure simple coudée.

On a fait les simulations pour $F = 90\text{nm}$ et $F = 45\text{ nm}$ et pour $\theta = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ$.

La deuxième structure est légèrement plus complexe, en effet, elle présente une constriction en plus.

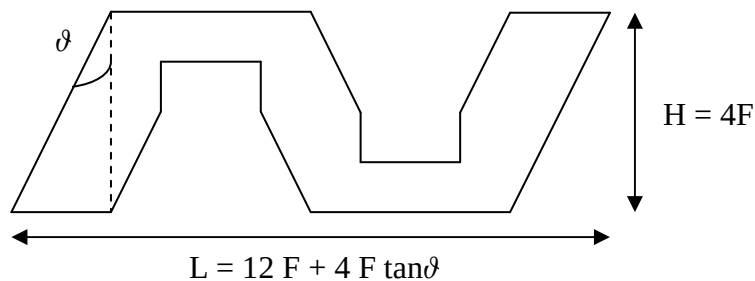


Figure 5.27 : schéma de la structure coudée avec une constriction.

Là encore, on a fait les simulations pour $F = 90\text{nm}$ et pour $\theta = 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ$.

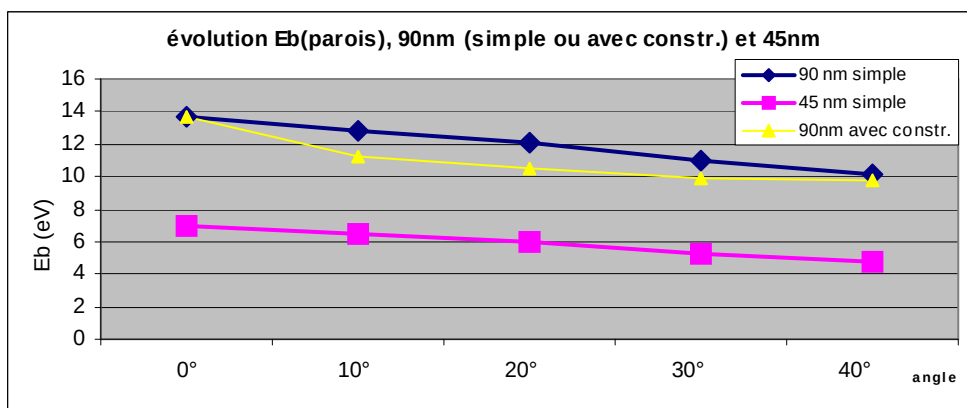


Figure 5.28 : Energie de barrière (1^{ère} approximation) pour différents angles avec ou sans constriction.

On observe d'une manière générale une bonne conservation de la stabilité thermique lorsque l'angle varie. Cependant, lorsqu'on applique un champ pour retourner les zones actives, le retournement provoque systématiquement le renversement des 3 zones (les deux zones horizontales et la zone verticale au milieu). C'est pourquoi, nous avons envisagé un troisième type de structure.

Cette dernière structure a deux variantes. Chacune d'entre elles est plus volumineuse que les 2 structures précédentes, cependant, on observe une plage de champ où le retournement des seules 2 zones horizontales est possible.

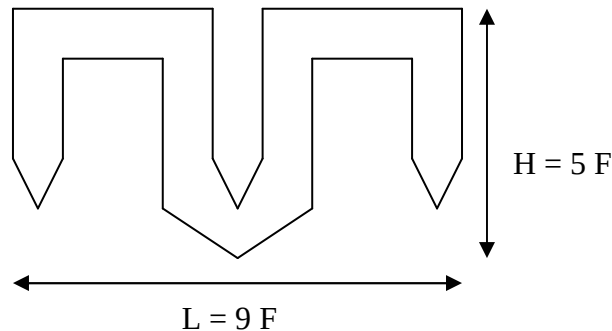


Figure 5.29 : schéma de la structure avec une forme de flèche (structure 1).

On a pris une forme de flèche pour la zone centrale de manière à stabiliser les zones verticales. Cependant, lors des simulations, nous nous sommes rendu compte que la largeur de cette flèche était trop importante pour être réellement efficace. On a donc réalisé des simulations avec la structure suivante, qui est légèrement plus compacte et tout aussi efficace.

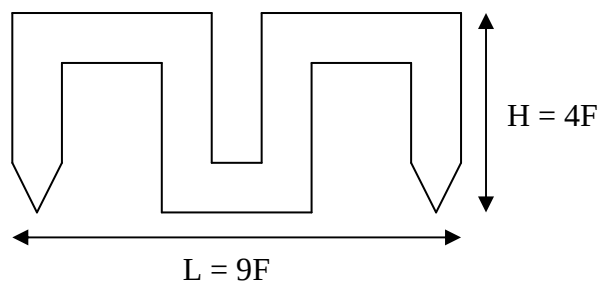
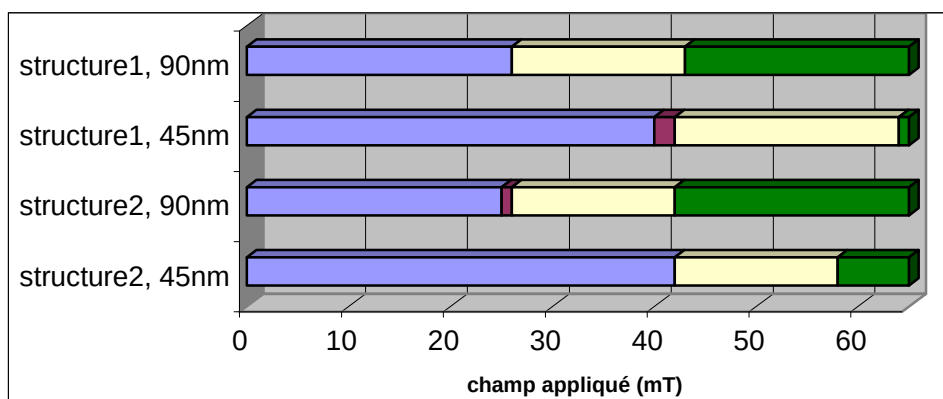


Figure 5.30 : schéma de la structure plus compacte (structure 2).

Les résultats pour ces deux structures peuvent être synthétisés dans le tableau suivant :

	Structure 1, F = 45 nm	Structure 1, F = 90 nm	Structure 2, F = 45 nm	Structure 2, F = 90 nm
B _{sw} 1 zone	Non observé	25 mT	40 mT	Non observé
B _{sw} 2 zones	42 mT	26 mT	42 mT	26 mT
B _{sw} 3 zones	58 mT	42 mT	64 mT	43 mT



La zone en bleue représente la zone où le dispositif ne se retourne pas, la zone bordeaux correspond au retournement d'une seule zone horizontale, la zone jaune correspond au retournement des deux zones horizontales et enfin, la zone verte correspond au retournement des deux zones horizontales et de la zone verticale du milieu.

Ainsi, même si cette structure permet d'éviter les effets de cross talk, on conserve quand même des problèmes de domaines de fonctionnement, et la densité est sensiblement supérieure au système simple initialement prévu. On perd, en effet, une zone sur deux (pour la dernière structure).

La conclusion principale est qu'il est beaucoup plus sûr de garder les zones stables de référence "verticales" (structure U avec des angles de 90°), ce qui permet en particulier de garantir que le champ appliqué par les Bit lines n'aura pas de composante parallèle à l'axe facile d'aimantation dans ces zones, pour une stabilité maximale de ces zones lors d'un processus d'écriture.

Enfin, pour aller au bout de la recherche d'une MRAM ultra dense utilisant le déplacement d'une paroi de domaine poussée par un courant, il semble qu'il faille abandonner l'idée d'une assistance à l'écriture par un champ magnétique longitudinal. Dans ce dernier cas, la structure magnétique en U que nous avons calculée reste intéressante, mais elle doit être insérée dans une architecture très différente où chaque cellule de type U est en série avec un transistor d'adressage, afin de pouvoir être écrite par l'injection d'un courant bipolaire, comme décrit sur le schéma de la Figure 5.14. Dans cette architecture, les Bit lines sont mises à des tensions (+V) ou (-V), et une impulsion envoyée sur les Word lines "ouvre" les transistors correspondants pour obtenir les impulsions de courant nécessaires. Le même transistor peut être utilisé à la lecture, mais il faut alors prévoir des Bit Lines spécifiques, reliées aux JTM.

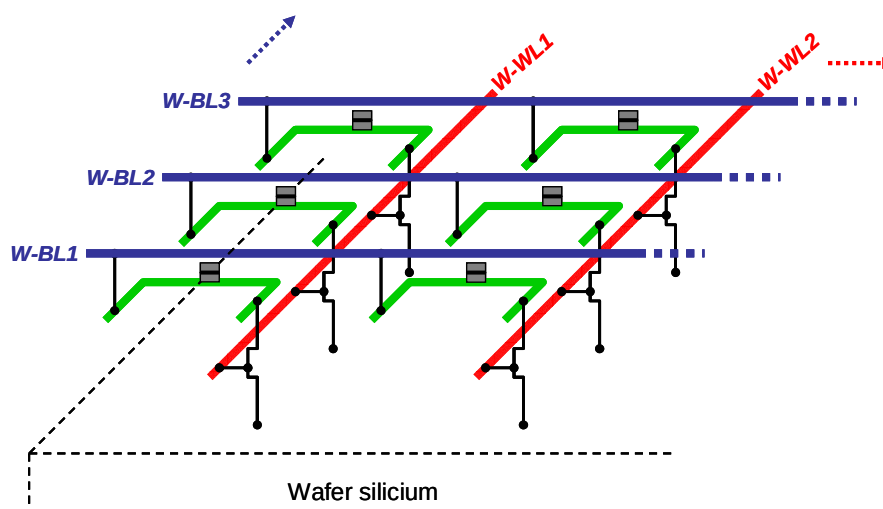


Figure 5.31 : Principe d'une architecture mémoire MRAM à propagation de paroi utilisant la structure magnétique en U (en vert) simulée. Les Word lines W-WLi servent à rendre passants les transistors d'une colonne. La configuration des parois est ensuite obtenue en appliquant à chaque Bit lines W-BLi une impulsion de tension, de signe positive ou négative : le courant injecté dans l'élément en U va déplacer la paroi par transfert de spin pour une écriture directe. Enfin la partie lecture n'est pas représentée ici, mais elle va nécessiter au moins un réseau de Bit Lines supplémentaires, si l'on suppose que le même transistor peut être utilisé pour l'écriture et la lecture.

Conclusion du Chapitre 5 :

Nous avons donc dans ce chapitre, décrit un nouveau type de mémoire magnétique à accès aléatoires, basé sur la propagation de parois de domaines magnétiques à l'aide d'un courant. A l'aide de simulations micromagnétiques, nous avons estimé l'énergie de barrière des structures utiles pour ces mémoires. Nous avons pu mettre en avant les avantages, ainsi que les limitations de ce type de dispositif. Cela nous a permis d'imaginer deux architectures possibles pour intégrer ces mémoires.

Cependant, il est possible d'imaginer d'autres moyens de piéger les parois de domaines et donc de modifier l'architecture en gardant le concept décrit par la Figure 5.2. En particulier, une technique permettant de garder une piste linéaire permettrait certainement de gagner en densité.

Stuart Parkin utilise pour le concept de RaceTrack memory des constriction pour fixer les parois [Parkin 2004]. Cependant, les constriction ont le désavantage d'être difficile à réaliser de manière reproductible.

Une autre manière de piéger les parois de domaines, proposée par Stéphane Zoll (ST Microelectronics) dans le cadre de ce travail, pourrait consister en une structure à marches telle que décrite par la Figure 5.32 :

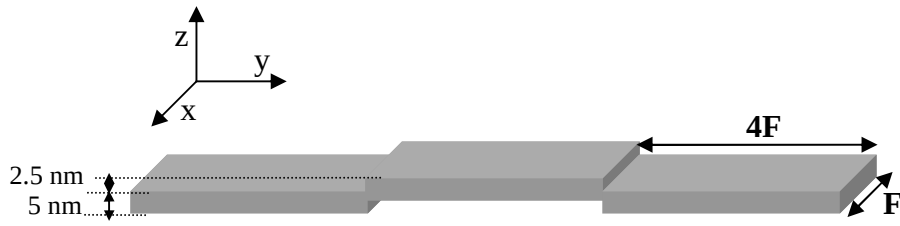


Figure 5.32 : autre type de piégeage de la paroi utilisant une forme de ‘marche’.

Au titre d’une première estimation, nous avons calculé à l’aide du programme de calculs micromagnétiques LLG (<http://llgmicro.home.mindspring.com/>) les champs de dépiégeage pour cette structure avec une couche de Permalloy d’épaisseur 5 nm et des hauteurs de marches de 2.5 nm. Les résultats sont $H_d = 135$ Oe pour $F = 90$ nm, $H_d = 172$ Oe pour $F = 65$ nm et $H_d = 196$ Oe pour $F = 45$ nm.

Les champs sont donc plus importants que pour la structure coudée que nous avons étudiée ici, mais il reste à étudier plus en détail le rôle du courant dans le dépiégeage ainsi qu’évaluer plus précisément l’énergie de barrière pour ce type de structure.

Références du Chapitre 5 :

[Cros 2006]

V. Cros, J. Grollier, M. Munoz Sanchez, A. Fert and F. Nguyen Van Dau, Spin electronics device, *patent WO2006/064022A1* (2006)

[Grollier 2003]

J. Grollier, P. Boulenc, V. Cros, A. Hamzic, A.Vaurès, A. Fert, *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 509 (2003)

[Lim 2004]

C.K. Lim, T. Devolder, C. Chappert, J. Grollier, V. Cros, A. Vaurès, A. Fert, G. Faini, *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 2820 (2004)

[Mc Michael 1997]

R.D. McMichael, M.J. Donahue, *IEEE*, **33**, 4167 (1997)

[Parkin 2004]

S. Parkin, *US Patent*, 6834005 (2004)

[Schumacher 2003]

H.W. Schumacher, C. Chappert, R.C. Sousa, P.P. Freitas, *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 2205 (2003)

[Tatara 2004]

G. Tatara and H. Khono, *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 086601 (2004)

Conclusions et perspectives

J'ai commencé ce travail de thèse en même temps que le début de la mise en production des mémoires magnétiques. L'objectif initial de cette thèse était tout d'abord de fournir à notre partenaire industriel STMicroelectronics des bases claires pour appréhender les problèmes de fiabilité dans les nouvelles mémoires magnétiques.

Dans ce but, j'ai tout d'abord décrit en détail les principes physiques utilisés dans le fonctionnement aussi bien électrique que magnétique des jonctions tunnels magnétiques qui sont au cœur des mémoires magnétiques. Je me suis attachée à chaque étape à identifier les nouveaux facteurs susceptibles d'intervenir dans la fiabilité (par rapport à un processus CMOS classique), en essayant de donner une évaluation quantitative de leur impact éventuel.

Dans une deuxième partie, j'ai essayé d'établir et de tester un procédé de caractérisation d'un effet critique de la MRAM : la non-volatilité, qui puisse ensuite être utilisé sur des éléments isolés d'un wafer comme point de vérification de la qualité magnétique du circuit. Nous avons choisi de comparer des calculs de barrière d'énergie à une mesure réelle de la barrière sur des échantillons élaborés dans le cadre de l'Alliance Crolles 2. Si l'extraction des paramètres magnétiques s'est avérée performante, la mesure de la barrière ne correspond malheureusement pas quantitativement au modèle théorique simple, que nous avons choisi dans un premier temps, soulignant ainsi ses limites. Cependant, nous avons réalisé un développement expérimental important pour tester le « cœur » des erreurs magnétiques : la hauteur de barrière. Les mesures expérimentales mises en place devaient être des mesures de précisions effectuées sur des cellules particulièrement sensibles au claquage. Cette sensibilité a gêné l'accumulation des données. Nous avons, par exemple, développé une mesure en température, susceptible de donner une estimation plus précise de la barrière. Du fait des nombreux claquages, cette caractérisation en température, demandant une accumulation importante de données, n'a malheureusement pas pu être mise en place. J'ai également mené une étude sur un autre type de structure de mémoires magnétiques faisant intervenir un déplacement de parois magnétiques à l'aide d'un courant. Cette étude visait à estimer, une fois encore, la barrière énergétique de ces nouvelles structures. Nous avons essayé de démontrer qu'elles seraient une perspective intéressante pour la miniaturisation des mémoires magnétiques.

Les perspectives de ce travail de thèse à court terme sont le développement d'un modèle micromagnétique pour calculer l'énergie de barrière d'un antiferromagnétique synthétique où les distributions d'aimantations non uniformes sont prises en compte. Il serait ensuite intéressant d'introduire l'effet de la température à ce modèle, et de réaliser des mesures expérimentales en température pour vérifier le comportement vis-à-vis du modèle de Néel-Brown.

A moyen terme, il va être intéressant d'approfondir la connaissance des problèmes de fiabilité potentiels des nouveaux objets magnétiques en développement : les jonctions tunnels

magnétiques utilisant le transfert de spin, ou encore l'écriture thermiquement assistée. En effet, ces deux techniques apparaissent aujourd'hui comme l'avenir le plus prometteur pour les mémoires magnétiques. Et, elles laissent transparaître de nouveaux défis à surmonter pour obtenir des applications suffisamment fiables pour être développées en grand nombre. Enfin, à long terme, il va falloir faire entrer la physique mésoscopique et quantique dans notre approche de la fiabilité. La miniaturisation des circuits qui tend à rapprocher de plus en plus l'élément de base des dimensions atomiques, va prochainement entraîner l'apparition de nouveaux phénomènes physiques qu'il faudra prendre en compte au niveau des mécanismes de défaillance. Cette nouvelle physique des défaillances laisse entrevoir un avenir riche en découvertes et en nouveaux défis.

ANNEXE A : Modèle de Néel Brown

Les conventions que nous avons employées sont décrites par la Figure A.1.

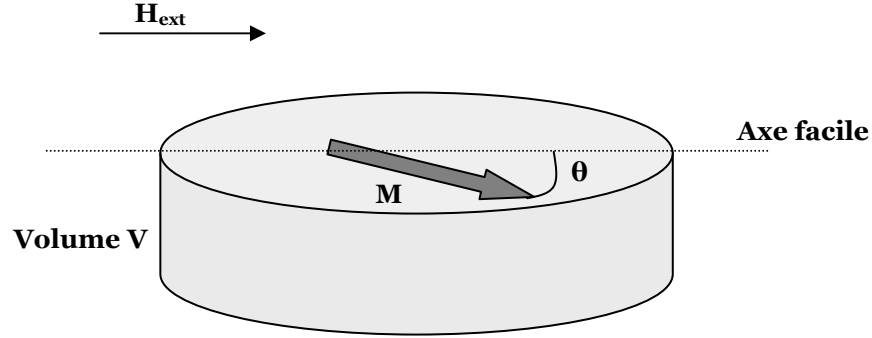


Figure A.1 : Schéma de principe du système étudié. Particule mono-domaine, d'aimantation uniforme M , et de volume V .

Comme nous l'avons vu au Chapitre 1, l'énergie totale de la couche libre vérifiant ses hypothèses s'exprime :

$$E_{tot} = -\mu_0 V (\vec{M} \cdot \vec{H}_{ext}) + VK \sin^2(\theta)$$

Le premier terme de l'énergie totale correspond à l'énergie Zeeman, qui est l'énergie d'interaction entre le champ appliqué dans le plan de la couche $\vec{H}_{ext}$ et la distribution d'aimantation de la couche magnétique (ici uniforme représentée par l'aimantation $\vec{M}$). Le deuxième terme de l'énergie totale correspond à l'énergie d'anisotropie.

On se place désormais en champ appliqué nul, l'état $\theta = 0^\circ$ et l'état $\theta = 180^\circ$ sont équivalents en énergie, et la barrière d'énergie à franchir est égale à $E_b = KV$.

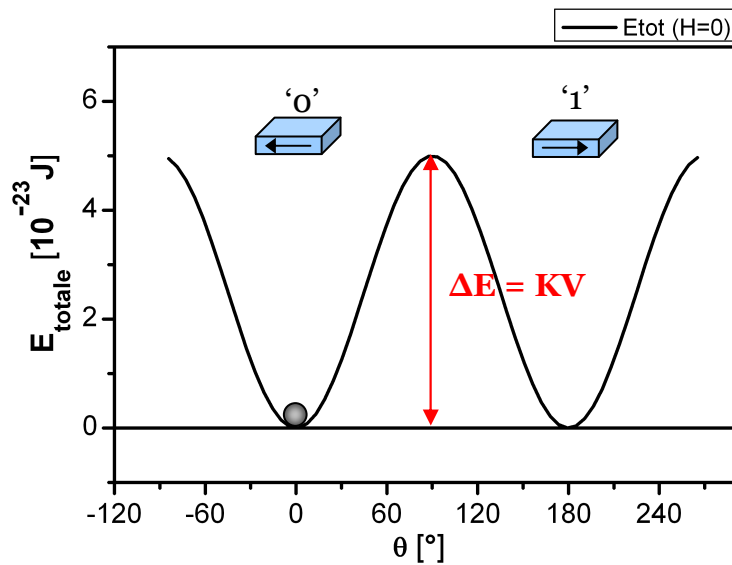


Figure A.2 : Profil énergétique en champ appliqué nul d'une particule magnétique mono-domaine d'anisotropie uniaxiale. La barrière d'énergie à franchir est égale à KV .

Le profil énergétique correspondant à cette situation est représenté sur la Figure A.2.

Cette barrière peut être franchie par activation thermique.

Le principe du modèle de Néel Brown est de calculer le taux de transfert d'un puits de potentiel à l'autre en fonction de la température [Néel 1949], [Brown 1963].

Nous considérons donc désormais une population de particules magnétiques n_1 proche de l'énergie E en $\theta \approx 0^\circ$, et une population n_2 proche de l'énergie E en $\theta \approx 180^\circ$. L'équation de conservation de ces populations s'écrit : $\dot{n}_1 = -\dot{n}_2 = n_2 \nu_{2 \rightarrow 1} - n_1 \nu_{1 \rightarrow 2}$. Les fréquences de passage d'un puits de potentiel à l'autre sont représentées par les coefficients $\nu_{i \rightarrow j}$. Chaque particule a un moment magnétique $\vec{M}$ d'amplitude M_s , et, en l'absence de fluctuations thermiques, ce moment magnétique vérifie l'équation de la dynamique décrite par Landau Lifshitz et Gilbert [Landau 1935], [Gilbert 1955] :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma_0 \vec{M} \times \left[-\frac{\partial E}{\partial \vec{M}} - \frac{\alpha}{\gamma_0 M_s} \frac{d\vec{M}}{dt} \right] \quad (1)$$

γ_0 est le facteur gyromagnétique, α le coefficient d'amortissement et E l'énergie totale volumique. Le premier terme de l'expression correspond au terme de précession, le second terme est un terme dissipatif d'amortissement de la précession. Les moments magnétiques des particules de chaque puits suivent une distribution statistique $W(\theta, \phi, t)$. On définit $\vec{J}$ la densité surfacique de courant de particules. L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{J} \quad (2)$$

De manière à intégrer les fluctuations thermiques au modèle, on ajoute un terme de bruit dans l'équation dynamique (approche perturbative) et on aboutit à l'équation de Langevin suivante [Chandrasekhar 1943] :

$$\boxed{\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma_0 \vec{M} \times \left[-\frac{\partial E}{\partial \vec{M}} - \frac{\alpha}{\gamma_0 M_s} \frac{d\vec{M}}{dt} + \vec{h}(t) \right]} \quad (3)$$

On fait les hypothèses suivantes concernant le terme $\vec{h}$:

- ✧ $\vec{h}(t)$ est stationnaire,
- ✧ les propriétés statistiques de $h_i(t)$ sont indépendantes de l'orientation suivant l'axe x, y ou z,
- ✧ $h_i(t)$ et $h_i(t + \tau)$ sont corrélés uniquement pour des intervalles de temps τ très petits devant le temps de variation de l'aimantation.

On pose : $\tilde{h}_i(t) = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} h_i(t') dt'$, les hypothèses précédentes donnent : $\langle \tilde{h}_i(t) \rangle = 0$ et

$$\mu_0 \langle \tilde{h}_i(t) \tilde{h}_i(t) \rangle = \frac{2k_B T \alpha}{\gamma_0 M_s \Delta t V} \quad \text{cette expression traduit le fait que l'augmentation de la}$$

température T ou de l'amortissement contribue à l'augmentation du bruit.

La densité de courant de particules s'exprime : $\vec{J} = \frac{d\vec{m}}{dt} + k\vec{\nabla} \cdot W$. Le premier terme est un terme de diffusion adiabatique classique, le deuxième terme correspond à la diffusion engendrée par les fluctuations. Si on décompose $\mathbf{J}$ dans le repère sphérique, on obtient :

$$\begin{cases} J_\theta = -\left(h' \frac{\partial E}{\partial \theta} - g' \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial E}{\partial \phi}\right)W - k' \frac{\partial W}{\partial \theta} \\ J_\phi = -\left(g' \frac{\partial E}{\partial \theta} + h' \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial E}{\partial \phi}\right)W - k' \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial W}{\partial \phi} \end{cases}$$

avec $h' = \frac{\alpha \gamma_0}{M_s(1+\alpha^2)}$, $g' = \frac{\gamma_0}{M_s(1+\alpha^2)}$ et $k' = \alpha \frac{\gamma_0}{M_s} \frac{k_B T}{V}$

Si on intègre ces expressions dans la formule (2), on trouve :

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial t} = & \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ \sin \theta \left[\left(h' \frac{\partial E}{\partial \theta} - g' \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial E}{\partial \phi} \right) W + k' \frac{\partial W}{\partial \theta} \right] \right\} \\ & + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \left\{ \left(g' \frac{\partial E}{\partial \theta} + h' \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial E}{\partial \phi} \right) W + k' \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial W}{\partial \phi} \right\} \end{aligned} \quad (4)$$

Cette grande équation est une équation du type Fokker-Planck, car elle peut s'écrire sous la

forme : $\frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_i} (A_i P) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (B_{ij} P)$ avec $x_1 = \theta$, $x_2 = \phi$ et $P(x_1, x_2, t) dx_1 dx_2$:

probabilité d'avoir une valeur dans un volume $dx_1 dx_2$ à un instant t .

De manière à simplifier la résolution de l'équation, on fait l'approximation que E et W sont

indépendants de ϕ . L'équation (4) devient : $\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ [1 - x^2] \left[h' \frac{\partial E}{\partial x} W + k' \frac{\partial W}{\partial x} \right] \right\}$

si on pose $x = \cos \theta$.

On se place dans l'approximation d'une barrière d'énergie haute devant $k_B T$ et on utilise la méthode de Kramers pour trouver les solutions de l'équation simplifiée de Fokker-Planck

[Kramers 1940]. Dans cette méthode, on considère que l'équilibre $\left(\frac{dW}{dt} = 0 \right)$ est atteint

séparément dans les régions $0 \leq \theta \leq \theta_1$ et $\theta_2 \leq \theta \leq \pi$ avec θ_1 et θ_2 de chaque côté du maximum d'énergie. Le choix de θ_1 et θ_2 n'est pas critique car la plupart des particules ont

des orientations très proches de 0 ou de π . On pose $\beta = \frac{V}{k_B T}$, on trouve dans les deux puits

de potentiel :

$$W_1(\theta) = W(0) \cdot e^{-\beta[E(\theta) - E(0)]} \quad \text{et} \quad W_2(\theta) = W(\pi) \cdot e^{-\beta[E(\theta) - E(\pi)]}$$

Le nombre de particules par puits s'exprime par :

$$n_1 = 2\pi W(0) \cdot e^{\beta E(0)} I_1 \quad \text{et} \quad n_2 = 2\pi W(\pi) \cdot e^{\beta E(\pi)} I_2$$

$$\text{avec } I_1 = \int_0^{\theta_1} e^{-\beta E(\theta)} \sin \theta \cdot d\theta \quad \text{et} \quad I_2 = \int_{\theta_2}^{\pi} e^{-\beta E(\theta)} \sin \theta \cdot d\theta.$$

$$\text{On pose de même } I_m = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{1}{e^{-\beta E(\theta)} \sin \theta} \cdot d\theta$$

Si maintenant à partir de ces expressions, on calcule les taux de transfert d'un puit à l'autre à

$$\text{l'aide de l'équation de conservation, on trouve : } \dot{n}_1 = -\dot{n}_2 = \frac{h'}{\beta I_m} \left(\frac{n_2}{I_2} - \frac{n_1}{I_1} \right) = n_2 \nu_{2 \rightarrow 1} - n_1 \nu_{1 \rightarrow 2}.$$

On trouve donc $\nu_{1 \rightarrow 2} = \frac{h'}{\beta I_m I_1}$ et $\nu_{2 \rightarrow 1} = \frac{h'}{\beta I_m I_2}$. Pour calculer les intégrales I_1 , I_2 et I_m , on remplace l'énergie par son développement limité d'ordre 2 en θ , $\sin \theta$ par θ et les limites θ_1 et θ_2 par $\pm \infty$.

On aboutit aux expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{ll} I_1 = \frac{e^{-\beta E(0)}}{\beta k_1} & \text{avec } k_1 = \left. \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \right|_0 \\ I_2 = \frac{e^{-\beta E(\pi)}}{\beta k_2} & \text{avec } k_2 = \left. \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \right|_{\pi} \\ I_m = \left(\frac{2\pi}{\beta k_m} \right)^{1/2} \frac{e^{-\beta E_m}}{\sin \theta_m} & \text{avec } k_m = \left. \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \right|_{\theta_m} \end{array} \right.$$

Les expressions des fréquences de passage du puit 1 au puit 2 deviennent donc :

$$\nu_{1 \rightarrow 2} = c_{1 \rightarrow 2} \cdot e^{-\beta(E_m - E(0))} \quad \text{avec } c_{1 \rightarrow 2} = h' k_1 \sin \theta_m \cdot \left(\frac{\beta k_m}{2\pi} \right)^{1/2}$$

$$\nu_{2 \rightarrow 1} = c_{2 \rightarrow 1} \cdot e^{-\beta(E_m - E(\pi))} \quad \text{avec } c_{2 \rightarrow 1} = h' k_2 \sin \theta_m \cdot \left(\frac{\beta k_m}{2\pi} \right)^{1/2}$$

Nous avons vu précédemment que pour un champ magnétique appliqué le long de l'axe facile, l'énergie volumique totale de ce système s'écrivait :

$$E_{tot} = -\mu_0 M_s H \cos(\theta) + \frac{\mu_0 M_s H_k}{2} \sin^2(\theta)$$

On a donc :

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = \mu_0 M_s \sin \theta \cdot (H + H_k \cos \theta) \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} = \mu_0 M_s (H \cos \theta - H_k (1 - 2 \cos^2 \theta)).$$

Les points stationnaires vérifient :

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0 \Rightarrow \cos \theta_m = -\frac{H}{H_k} \text{ maximum}$$

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0 \Rightarrow \sin \theta = 0 \Rightarrow \theta = 0 \text{ et } \theta = \pi \text{ minima}$$

On peut donc écrire les différents paramètres :

$$h' = \frac{\alpha \gamma_0}{M_s (1 + \alpha^2)} \text{ et}$$

$$k_1 = \mu_0 M_s H_k \left(1 + \frac{H}{H_k}\right), \quad k_2 = \mu_0 M_s H_k \left(1 - \frac{H}{H_k}\right), \quad k_m = \mu_0 M_s H_k \left(1 - \frac{H^2}{H_k^2}\right)$$

$$\text{On a donc : } c_{1 \rightarrow 2} = \frac{\alpha \gamma_0}{M_s (1 + \alpha^2)} \left(\mu_0 M_s H_k \left(1 + \frac{H}{H_k}\right) \right) \cdot \sqrt{1 - \frac{H^2}{H_k^2}} \cdot \sqrt{\frac{V \mu_0 M_s H_k}{2 \pi k_B T} \left(1 - \frac{H^2}{H_k^2}\right)}$$

Cette expression se factorise en :

$$\begin{cases} c_{1 \rightarrow 2} = \frac{\alpha \gamma_0}{1 + \alpha^2} \mu_0 \sqrt{H_k M_s} \sqrt{\frac{V \mu_0 H_k^2}{2 \pi k_B T}} \cdot \left(1 - \frac{H^2}{H_k^2}\right) \cdot \left(1 + \frac{H}{H_k}\right) \\ c_{2 \rightarrow 1} = \frac{\alpha \gamma_0}{1 + \alpha^2} \mu_0 \sqrt{H_k M_s} \sqrt{\frac{V \mu_0 H_k^2}{2 \pi k_B T}} \cdot \left(1 - \frac{H^2}{H_k^2}\right) \cdot \left(1 - \frac{H}{H_k}\right) \end{cases}$$

On exprime donc la vitesse pour atteindre l'équilibre entre les deux puits de potentiel :

$$p_1 = v_{1 \rightarrow 2} + v_{2 \rightarrow 1} = (c_{1 \rightarrow 2} + c_{2 \rightarrow 1}) \cdot e^{-\frac{\Delta E}{k_B T}}.$$

La probabilité qu'une particule n'ait pas changé de puit de potentiel pendant un temps t suit

donc la loi exponentielle suivante : $P(t) = e^{-p_1 t}$, elle s'écrit plus classiquement aussi :

$$\boxed{P(t) = e^{-t/\tau}} \quad \text{avec} \quad \boxed{\tau = \frac{1}{c_{1 \rightarrow 2} + c_{2 \rightarrow 1}} \cdot e^{+\frac{\Delta E}{k_B T}}}$$

Si on considère un puit symétrique, en l'absence de champ magnétique alors,

$$\tau_0 = \frac{1}{c_{1 \rightarrow 2} + c_{2 \rightarrow 1}} = \frac{(1 + \alpha^2) \sqrt{2 \pi k_B T}}{2 \alpha \gamma_0 \sqrt{\mu_0^3 H_k^3 M_s V}}.$$

Ce modèle démontre donc que le retournement de l'aimantation d'une particule magnétique mono-domaine d'anisotropie uniaxiale est thermiquement activé. La probabilité que l'aimantation de la particule ne se soit pas retournée pendant un temps t s'exprime :

$$\boxed{P(t) = e^{-t/\tau}} \text{ avec } \boxed{\tau = \tau_0 \cdot e^{+\frac{\Delta E}{k_B T}}}$$

ANNEXE B : Calcul du champ magnétique rayonné par une ligne de courant de section rectangulaire.

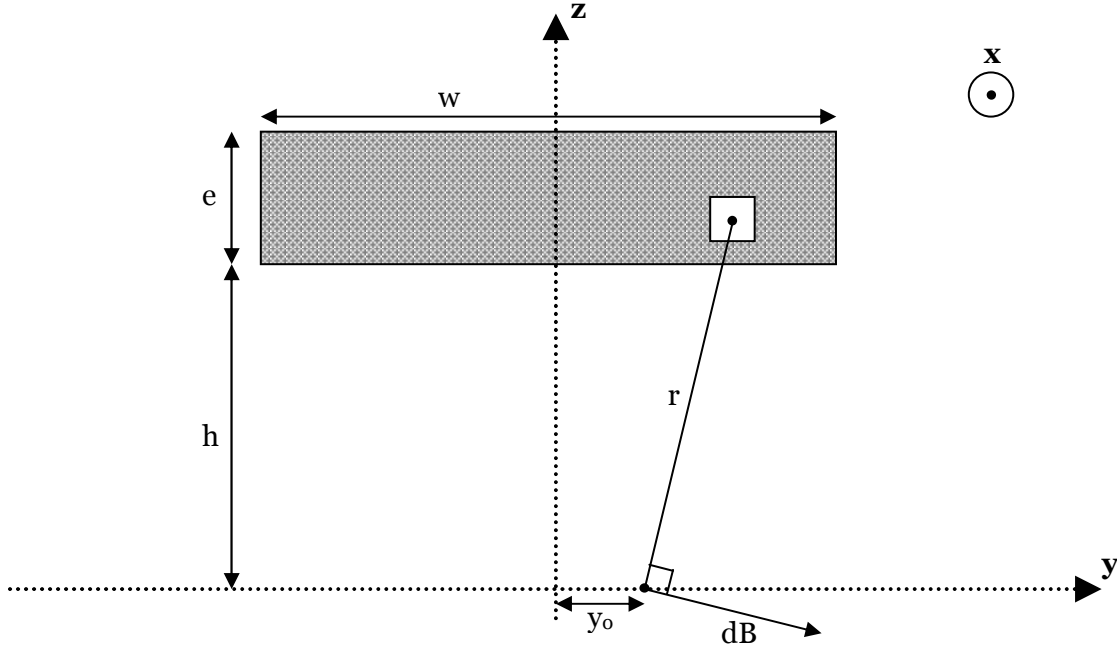


Figure B.1 : Conventions pour le calcul du champ magnétique rayonné par une ligne de courant de section rectangulaire. Le courant circule dans la ligne dans la direction x.

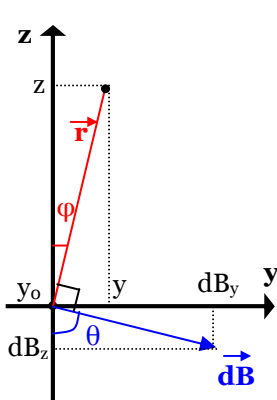
On se place en un point $(0, y_0, z_0)$. On découpe la ligne métallique de section rectangulaire en une assemblée de fils infinis dans la direction x et de section $dydz$.

Le théorème d'Ampère nous donne alors :

$$dB = \mu_0 \frac{j dydz}{2\pi \cdot r} \Rightarrow db = \frac{dB}{I} = \frac{\mu_0}{2\pi \cdot we} \cdot \frac{dydz}{r}$$

Avec I courant total tel que $I = jwe$, et r tel que : $r = \|\vec{r}\| = \sqrt{(y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}$.

On décompose suivant y et z le champ magnétique par unité de courant, on trouve :



$$\cos \varphi = \sin \theta = \frac{z - z_0}{\|\vec{r}\|} \text{ et } \sin \varphi = \cos \theta = \frac{y_0 - y}{\|\vec{r}\|}$$

$$\begin{cases} db_y = db \cdot \sin \theta = \frac{\mu_0}{2\pi \cdot we} \cdot \frac{(z - z_0)}{r} \cdot \frac{dydz}{r} = \frac{\mu_0}{2\pi \cdot we} \cdot \frac{z - z_0}{(y - y_0)^2 + (z - z_0)^2} dydz \\ db_z = db \cdot \cos \theta = \frac{\mu_0}{2\pi \cdot we} \cdot \frac{(y - y_0)}{r} \cdot \frac{dydz}{r} = \frac{\mu_0}{2\pi \cdot we} \cdot \frac{y - y_0}{(y - y_0)^2 + (z - z_0)^2} dydz \end{cases}$$

On intègre maintenant ces expressions suivant y et z :

$$\begin{cases} b_y = \int_h^{h+e} \int_{-w/2}^{w/2} db_y dy dz = \frac{\mu_0}{2\pi \cdot we} \int_h^{h+e} \int_{-w/2}^{w/2} \frac{z - z_0}{(y - y_0)^2 + (z - z_0)^2} dy dz = \frac{\mu_0}{2\pi \cdot we} \int_{-w/2-y_0}^{w/2-y_0} \int_{h-z_0}^{h+e-z_0} \frac{z}{z^2 + y^2} dz dy \\ b_z = \int_h^{h+e} \int_{-w/2}^{w/2} db_z dy dz = \frac{\mu_0}{2\pi \cdot we} \int_h^{h+e} \int_{-w/2}^{w/2} \frac{y - y_0}{(y - y_0)^2 + (z - z_0)^2} dy dz = \frac{\mu_0}{2\pi \cdot we} \int_{h-z_0}^{h+e-z_0} \int_{-w/2-y_0}^{w/2-y_0} \frac{y}{y^2 + z^2} dy dz \end{cases}$$

$$\text{Or, } \int_{h-z_0}^{h+e-z_0} \frac{z}{z^2 + y^2} dz = \frac{1}{2} \ln(y^2 + (h+e-z_0)^2) - \frac{1}{2} \ln(y^2 + (h-z_0)^2)$$

$$\text{Donc } b_y = \frac{\mu_0}{4\pi \cdot we} \int_{-w/2-y_0}^{w/2-y_0} (\ln(y^2 + (h+e-z_0)^2) - \ln(y^2 + (h-z_0)^2)) dy$$

$$\text{Et } b_z = \frac{\mu_0}{4\pi \cdot we} \int_{h-z_0}^{h+e-z_0} \left(\ln\left(z^2 + \left(\frac{w}{2} - y_0\right)^2\right) - \ln\left(z^2 + \left(\frac{w}{2} + y_0\right)^2\right) \right) dz$$

On trouve donc :

$$b_y = \frac{\mu_0}{4\pi \cdot we} \left[2 \cdot (h+e-z_0) \cdot \arctan\left(\frac{y}{h+e-z_0}\right) - 2 \cdot (h-z_0) \cdot \arctan\left(\frac{y}{h-z_0}\right) + y \cdot \ln(y^2 + (h+e-z_0)^2) - y \cdot \ln(y^2 + (h-z_0)^2) \right]_{-w/2-y_0}^{w/2-y_0}$$

$$b_z = \frac{\mu_0}{4\pi \cdot we} \left[2 \cdot \left(\frac{w}{2} - y_0\right) \cdot \arctan\left(\frac{z}{\frac{w}{2} - y_0}\right) - 2 \cdot \left(\frac{w}{2} + y_0\right) \cdot \arctan\left(\frac{z}{\frac{w}{2} + y_0}\right) + z \cdot \ln\left(z^2 + \left(\frac{w}{2} - y_0\right)^2\right) - z \cdot \ln\left(z^2 + \left(\frac{w}{2} + y_0\right)^2\right) \right]_{h-z_0}^{h+e-z_0}$$

Par conséquent, on peut écrire les composantes du champ magnétique rayonné par une ligne rectangulaire par unité de courant telles que :

$$b_y = \frac{\mu_0}{4\pi \cdot we} \cdot \left[2 \cdot (h+e-z_0) \cdot \left(\arctan\left(\frac{\frac{w}{2}-y_0}{h+e-z_0}\right) - \arctan\left(\frac{-\frac{w}{2}-y_0}{h+e-z_0}\right) \right) - 2 \cdot (h-z_0) \cdot \left(\arctan\left(\frac{\frac{w}{2}-y_0}{h-z_0}\right) - \arctan\left(\frac{-\frac{w}{2}-y_0}{h-z_0}\right) \right) \right. \\ \left. + \left(\frac{w}{2}-y_0\right) \cdot \left(\ln\left(\left(\frac{w}{2}-y_0\right)^2 + (h+e-z_0)^2\right) - \ln\left(\left(\frac{w}{2}-y_0\right)^2 + (h-z_0)^2\right) \right) \right. \\ \left. + \left(\frac{w}{2}+y_0\right) \cdot \left(\ln\left(\left(\frac{w}{2}+y_0\right)^2 + (h+e-z_0)^2\right) - \ln\left(\left(\frac{w}{2}+y_0\right)^2 + (h-z_0)^2\right) \right) \right]$$

Et

$$b_z = \frac{\mu_0}{4\pi \cdot we} \cdot \left[2 \cdot \left(\frac{w}{2}-y_0\right) \cdot \left(\arctan\left(\frac{h+e-z_0}{\frac{w}{2}-y_0}\right) - \arctan\left(\frac{h-z_0}{\frac{w}{2}-y_0}\right) \right) - 2 \cdot \left(\frac{w}{2}+y_0\right) \cdot \left(\arctan\left(\frac{h+e-z_0}{\frac{w}{2}+y_0}\right) - \arctan\left(\frac{h-z_0}{\frac{w}{2}+y_0}\right) \right) \right. \\ \left. + (h+e-z_0) \cdot \left(\ln\left(\left(\frac{w}{2}-y_0\right)^2 + (h+e-z_0)^2\right) - \ln\left(\left(\frac{w}{2}+y_0\right)^2 + (h+e-z_0)^2\right) \right) \right. \\ \left. + (h-z_0) \cdot \left(\ln\left(\left(\frac{w}{2}+y_0\right)^2 + (h-z_0)^2\right) - \ln\left(\left(\frac{w}{2}+y_0\right)^2 + (h-z_0)^2\right) \right) \right]$$

Dans une technologie MRAM classique 90nm, les paramètres géométriques sont de l'ordre de : $w = 140$ nm, $e = 325$ nm et $h = 150$ nm. La jonction tunnel se trouve en $(0, 0, 0)$, on trace les composantes du champ magnétique créé par la ligne par unité de courant le long de l'axe $z_0 = 0$ sur la Figure B.2, et l'ensemble des variations suivant les deux directions sur la Figure B.3.

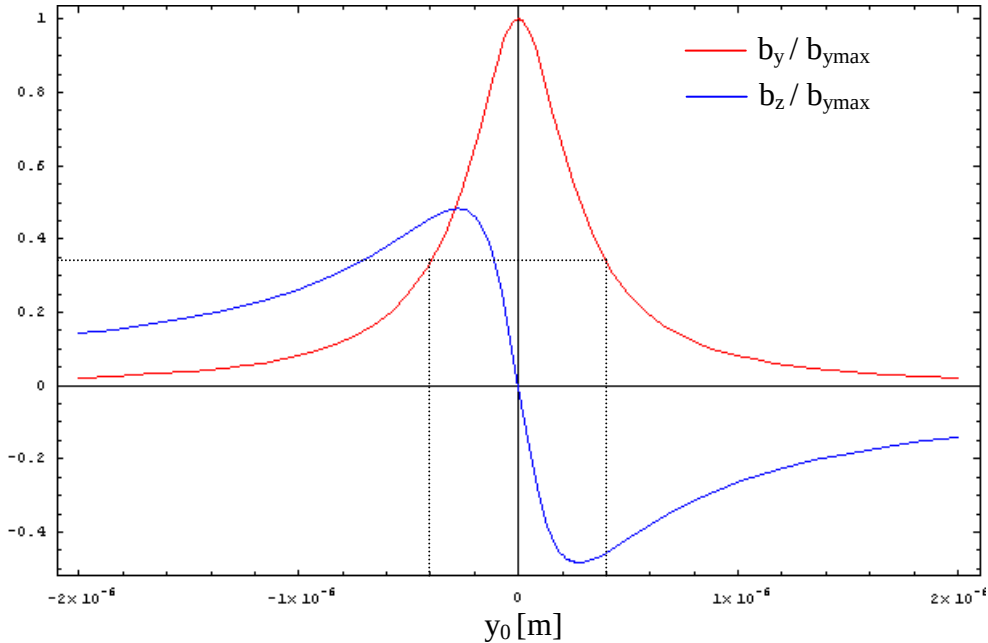


Figure B.2 : Représentation des composantes normalisées du champ magnétique rayonné par la ligne de courant pour des valeurs de $-2\mu\text{m}$ à $2\mu\text{m}$ le long de la ligne $z_0 = 0$ (à hauteur des jonctions tunnels magnétiques). Composante suivant y en rouge et composante suivant z en bleu.

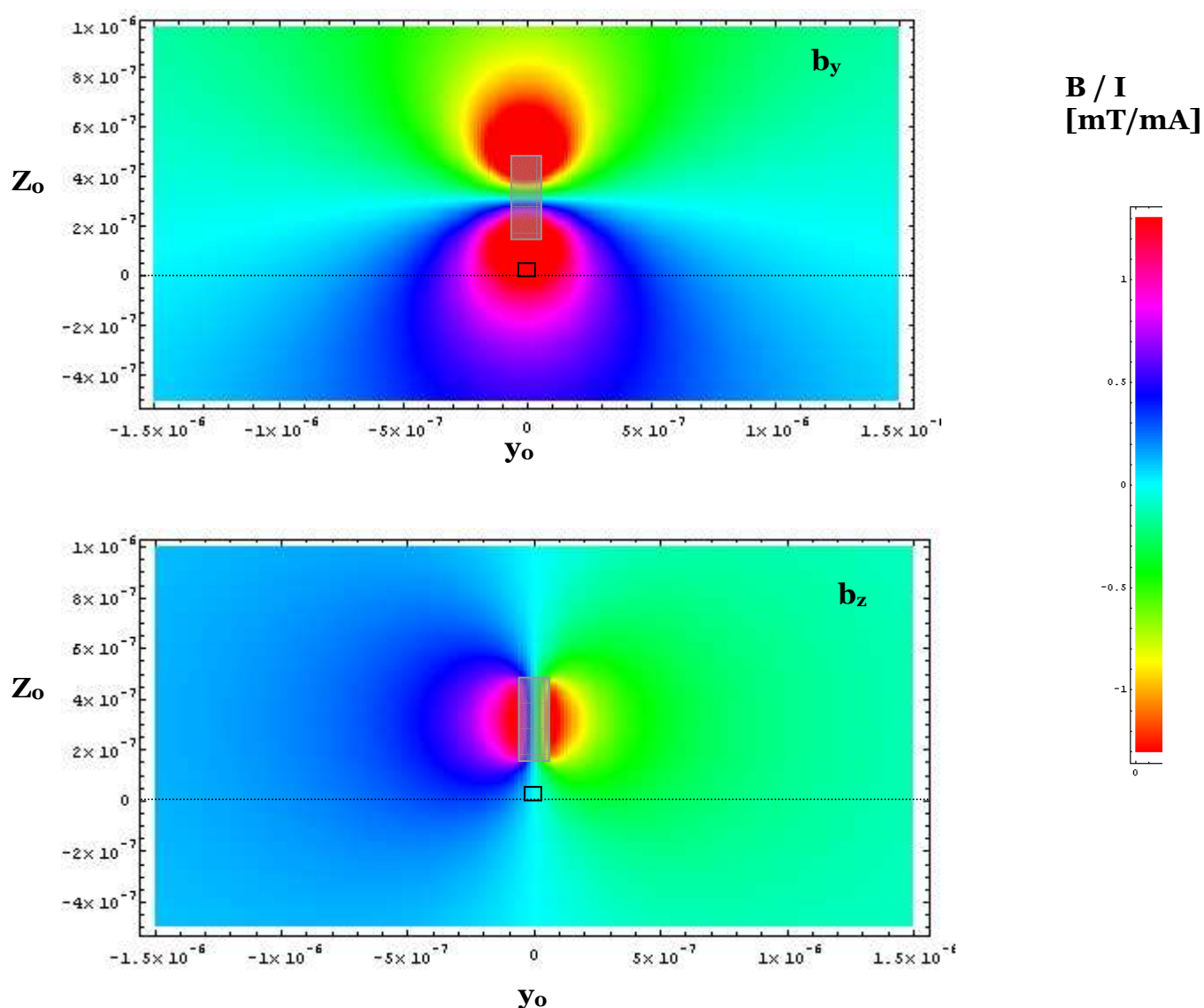


Figure B.3 : Variations du champ magnétique rayonné par une ligne par unité de courant, suivant les directions y et z . Le premier graphe correspond à la composante suivant y , et le second à la composante suivant z . Les dimensions et l'emplacement de la ligne métallique et de la jonction tunnel magnétique en regard sont représentés. L'échelle de couleur représente l'amplitude du champ par unité de courant en mT/mA.

ANNEXE C : Calcul du champ dipolaire perçu par une cellule magnétique d'une matrice.

Si on considère une matrice mémoire comme une assemblée de jonctions représentées par leurs couches libres uniquement, on obtient le modèle décrit par la Figure C.1. On se place dans l'hypothèse que chaque couche libre est mono-domaine, et, pour simplifier le calcul, on ne calcule le champ créé par les éléments voisins sur une cellule uniquement au centre de celle-ci et on ne considère que le plan (x, y). Cette approximation est légitime si les éléments magnétiques sont distants d'au moins deux fois leur dimension latérale [Bennett 2003]. Nous avons donc une assemblée de dipôles ponctuels séparés chacun par la distance $N_y p$

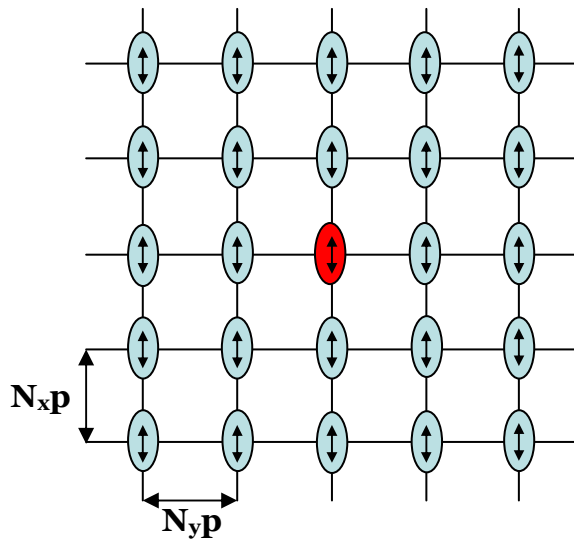


Figure C.1 : Convention pour le calcul du champ dipolaire s'exerçant sur la cellule en rouge. Le pas de réseau p est défini par la technologie CMOS, N_x et N_y sont des entiers.

horizontalement et $N_x p$ verticalement (l'axe x correspond à l'axe de facile aimantation).

Le champ magnétique créé par un dipôle ponctuel s'exprime sous la forme [Trémole de Lacheisserie 2000] :

$$\vec{H}_d = -\frac{1}{4\pi} \overrightarrow{\text{grad}} \left(\frac{\vec{\mu} \cdot \vec{r}}{\|\vec{r}\|^3} \right)$$

Avec μ : moment magnétique dipolaire et r : vecteur position entre le dipôle ponctuel et le point où l'on calcule le champ. Dans nos hypothèses, on peut écrire : $\vec{\mu} = \pm M_s V \cdot \vec{x}$ et

$r = \|\vec{r}\| = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}$. On peut donc détailler H_d suivant x et y tel que :

$$\vec{H}_d = -\frac{\pm M_s V}{4\pi} \overrightarrow{\text{grad}} \left(\frac{x - x_0}{((x - x_0)^2 + (y - y_0)^2)^{3/2}} \right) = -\frac{\pm M_s V}{4\pi \cdot ((x - x_0)^2 + (y - y_0)^2)^{5/2}} \begin{pmatrix} -2(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 \\ -3(x - x_0)(y - y_0) \\ 0 \end{pmatrix}$$

Si on considère la particule à étudier en (0,0), le champ dipolaire total au niveau de cette particule est la somme des champs créés par l'ensemble des particules voisines. On fait N tirages aléatoires de manière à obtenir les répartitions des moments magnétiques suivant $+x$ et $-x$. A l'aide de cette répartition, on calcule les champs dipolaires créés sur la particule en (0,0). Par exemple, on considère un réseau de 40 par 40 jonctions tunnels magnétiques, de pas p et tel que $N_x = N_y = 1$. Pour i et j variant de -20 à 20, on exprime le champ dipolaire de chaque particule (i,j) sur la particule placée en (0,0) :

$$\vec{H}_d(i, j) = -\frac{\delta_{ij} M_s V}{4\pi \cdot p^3 \cdot (i^2 + j^2)^{5/2}} \begin{pmatrix} -2i^2 + j^2 \\ -3ij \\ 0 \end{pmatrix} \text{ avec } \delta_{ij} = \pm 1 \text{ tiré aléatoirement.}$$

On exprime les champs H_{dx} et H_{dy} en (0,0) normalisés par unité de $\frac{\mu_0 M_s V}{4\pi \cdot p^3}$.

La distribution des champs dipolaires en (0,0) normalisés obtenus sur 10^6 tirages pour une matrice de 40 jonctions par 40 jonctions est donnée par la Figure C.1 [Maufront 2005].

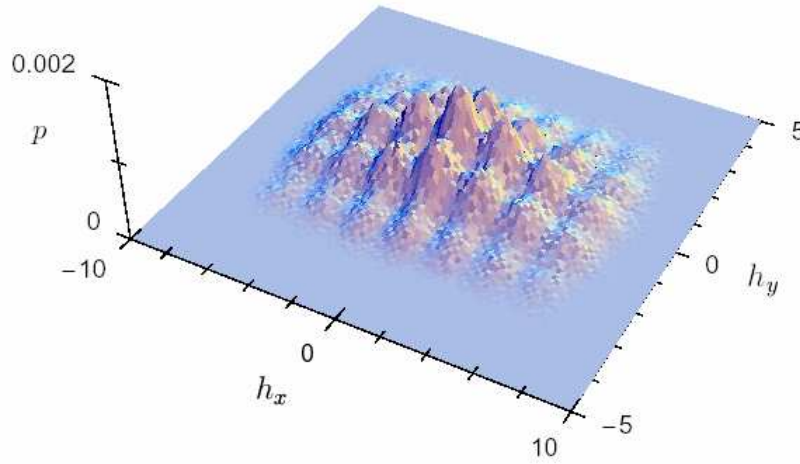


Figure C.2 : Distribution des champs dipolaires normalisés ressentis en (0,0) sur 10^6 tirages aléatoires pour une matrice de 40 par 40 jonctions tunnels magnétiques. Figure extraite d'une présentation de Joo-Von Kim.

On voit que le champ dipolaire le plus probable est $h_x = h_y = 0$, cependant, on voit qu'on peut obtenir au pire cas : $H_{x\max} = 6 \cdot \frac{\mu_0 M_s V}{4\pi \cdot p^3}$. Si on considère une cellule de forme elliptique, de

grand axe a , de petit axe b et d'épaisseur t , le volume V s'écrit : $V = \frac{\pi \cdot abt}{4}$. On choisit par

exemple $a = p/2$, un rapport de forme $a/b = 2$ et une épaisseur $t = 5$ nm. Si on considère une couche libre de CoFeB alors, $M_s = 1.5 \times 10^6$ A/m. On calcule donc le champ dipolaire maximum en fonction de p :

Nœud technologique [nm]	Pas du réseau p [nm]	$H_{dx\max}$ [Oe]
90	275	16
65	195	22.6
45	135	32.7

Characterizations and reliability of magnetic random access memories (MRAM).

Abstract :

The magnetic random access memories (or MRAM) are now entering the phase of mass production. This thesis aims at the evaluation and the characterization of the potential problems of reliability due to the introduction of the magnetic part into the MRAM memories.

First, I describe in detail the physical principles, both electric and magnetic, of the magnetic tunnel junctions which are the crucial component of magnetic memories. I identify at each stage the new factors likely to influence the reliability (compared to a traditional CMOS process), while giving a quantitative evaluation of their possible impact.

Along this line, I established and tested a process to characterize a critical feature of the MRAM, its non-volatility, which can then be used on isolated elements from a wafer in order to check the magnetic quality of the circuit. We chose to compare calculations of the energy barrier with real measurements of the barrier on samples provided by the Alliance Crolles 2.

Finally, I undertook a study on another type of structure of magnetic memories utilizing the motion of magnetic domain walls using a current. This study also aimed at estimating the energy barrier of these new structures. We showed that they would be an interesting alternative to the miniaturization of magnetic memories.

Caractérisations et fiabilité de mémoires magnétiques à accès aléatoires (MRAM).

Résumé :

Les mémoires magnétiques à accès aléatoires (ou MRAM) sont récemment entrées en production. Ce travail de thèse vise à évaluer et caractériser les problèmes potentiels de fiabilité dus à l'introduction de la partie magnétique dans les mémoires MRAM.

Je décris tout d'abord en détail les principes physiques à la base du fonctionnement aussi bien électrique que magnétique des jonctions tunnels magnétiques qui sont au cœur des mémoires magnétiques. Je me suis attachée à chaque étape à identifier les nouveaux facteurs susceptibles d'intervenir dans la fiabilité (par rapport à un processus CMOS classique), en essayant de donner une évaluation quantitative de leur impact éventuel.

Sur cette base, j'ai essayé d'établir et de tester un procédé de caractérisation d'un effet critique de la MRAM : la non-volatilité, qui puisse ensuite être utilisé sur des éléments isolés d'un wafer comme point de vérification de la qualité magnétique du circuit. Nous avons choisi de comparer des calculs de barrière d'énergie à une mesure réelle de la barrière sur des échantillons élaborés dans le cadre de l'Alliance Crolles 2.

Enfin, j'ai mené une étude sur un autre type de structure de mémoires magnétiques faisant intervenir un déplacement de parois magnétiques à l'aide d'un courant. Cette étude visait à estimer, une fois encore, la barrière énergétique de ces nouvelles structures. Nous avons essayé de démontrer qu'elles seraient une perspective intéressante pour la miniaturisation des mémoires magnétiques.