



Effet de filtre à spin dans les jonctions métal ferromagnétique / semi-conducteur : transport et effets d'interface

Driss Lamine

► To cite this version:

Driss Lamine. Effet de filtre à spin dans les jonctions métal ferromagnétique / semi-conducteur : transport et effets d'interface. Matière Condensée [cond-mat]. Ecole Polytechnique X, 2007. Français. NNT : . tel-00260976

HAL Id: tel-00260976

<https://pastel.hal.science/tel-00260976>

Submitted on 5 Mar 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 présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité : Physique des Solides

par

Driss LAMINE

Effet de filtre à spin dans les jonctions métal
ferromagnétique/semi-conducteur : transport et effets d'interface

Soutenue publiquement le 26 Octobre 2007 devant le jury composé de :

MM. F. Nguyen Van Dau
J. Peretti
Y. Lassailly
W. Weber
A. Schuhl
P. Beauvillain

Examineur
Examineur
Directeur de thèse
Rapporteur
Rapporteur
Président

DRISS LAMINE**Effet de filtre à spin dans les jonctions métal ferromagnétique/semi-conducteur : transport et effets d'interface**

Résumé : Nous avons étudié au cours de cette thèse le transport dépendant du spin d'électrons chauds injectés depuis le vide dans des structures hybrides métal ferromagnétique/interface/semi-conducteur. Cette configuration de mesure à trois terminaux est analogue à celle d'un transistor à vanne de spin à géométrie perpendiculaire mais dans lequel l'émetteur est physiquement découplé de la base et du collecteur. Cette configuration de mesure originale permet l'étude du transport d'électrons polarisés sur une large gamme d'énergie d'injection tout en contrôlant la polarisation des électrons injectés.

Sur des jonctions Fe/oxyde/GaAs réalisées au laboratoire, nous avons mis en évidence quatre régimes de fonctionnement du transistor à vanne de spin dans la gamme d'énergie 10 eV-3000 eV. Lorsque l'énergie d'injection augmente, le gain du transistor augmente sur plus de 6 ordres de grandeur, pour atteindre des valeurs aussi élevées que 300. Simultanément, la dépendance en spin du courant transmis augmente sur près de 5 ordres de grandeur pour atteindre un maximum aux alentours de 1500 eV qui représente environ 30% du courant incident (pour une polarisation incidente de 100%). Nous montrons également que l'ensemble de ces propriétés de transport est modulable en variant l'épaisseur totale de la base métallique, ainsi que la nature de l'interface entre la base et le collecteur.

Les quatre régimes de fonctionnement du transistor sont ensuite interprétés dans un modèle original qui décrit de façon quantitative les différents régimes observés. Ce modèle incorpore d'une part la multiplication qui a lieu dans la base métallique ainsi que dans le semi-conducteur (ionisation par impact), et d'autre part le coefficient de transmission à l'interface entre la base et le collecteur. Nous avons mis en évidence l'existence d'énergies seuil, liées à la nature de l'interface base/collecteur, à partir desquelles l'efficacité de collection augmente brutalement. En variant l'énergie d'injection, il est possible d'augmenter la largeur de la distribution électronique à l'interface base/collecteur jusqu'à environ 10 eV, et donc de sonder le profil d'interface. L'augmentation de la largeur de la distribution peut-être reliée à la variation particulière du libre parcours moyen inélastique dans la base métallique.

Ces résultats et leurs interprétations ouvrent de nouvelles perspectives en électronique de spin, et en particulier dans la réalisation d'un transistor à vanne de spin tout solide associant à la fois une grande sélectivité en spin, un gain élevé et un faible bruit de fonctionnement.

Mots clés : électronique de spin, électrons chauds, effet de filtre à spin, jonctions métal ferromagnétique/semi-conducteur, transmission d'électrons polarisés, libre parcours moyen inélastique, multiplication par impact.

DRISS LAMINE

**Spin filter effect in ferromagnetic/semiconductor junctions :
transport and interface effects**

Abstract : Spin dependent transport of hot electrons injected from vacuum into hybrid ferromagnetic layer/interface/semiconductor structures is studied. This 3-terminal configuration is analogous to a spin valve transistor in which the emitter is physically decoupled from the base and the collector. This original configuration allows one to study the spin polarized electron transport over a wide range of energies while still controlling their polarization.

Using ferromagnetic junctions Fe/oxide/GaAs designed in the laboratory, four operating regimes in the energy range 10 eV-3000 eV are observed. When increasing the injection energy, the gain of the transistor increases by 6 orders of magnitude, reaching value as high as 300 at 3000 eV, while the spin dependent transmitted current increases by 5 orders of magnitude reaching a maximum value around 1500 eV. The latter corresponds to 30 % of the incident current for a 100 % polarized electron beam. Finally, it is shown that the main transport properties can be modulated by changing the total thickness of the metallic base, or indeed the nature of the interface between the base and the collector.

The four transport regimes are analyzed using an original quantitative model that takes into account both the multiplication which occurs in the metallic base and in the semiconductor by impact ionization, and the transmission coefficient at the interface between the base and the collector. In particular, the model reproduces experimentally observed threshold energies, above which the transmission efficiency increases steeply. By changing experimentally the injection energy it is possible to increase the hot electron distribution width at the base/collector interface until 10 eV and thus to probe the interface profile. The increase of the distribution width is linked to the special dependence of the inelastic mean free path with energy.

These results and their interpretations pave the way for future research in the field of spintronics, and especially in the design of a novel solid-state spin valve transistor device that could combine high spin selectivity with high gain and low operating noise.

Keywords : spintronics, hot electrons, spin filter effect, ferromagnetic Schottky diode, transmission of hot electrons, inelastic mean free path, impact multiplication.

Remerciements

J'ai réalisé ma thèse à l'Ecole Polytechnique, au Laboratoire de Physique de la Matière Condensée (PMC) avec un financement BDI CNRS de Janvier 2004 à Octobre 2007. L'aboutissement de ce travail de thèse n'a été possible qu'avec le soutien et la contribution scientifique de nombreux collaborateurs internes ou externes au laboratoire et je tiens ici à les remercier dans leur ensemble.

Tout d'abord je voudrais remercier Michel Rosso, puis François Ozanam de m'avoir ouvert les portes de leur laboratoire en tant que directeurs successifs de l'unité.

Je tiens ensuite à exprimer ma reconnaissance envers les membres du jury qui m'ont fait l'honneur de juger ce travail. Le professeur Pierre Beauvillain, directeur de recherche à l'IEF (Orsay) pour avoir accepté de présider ce jury. Le professeur Wolfgang Weber de l'IPCMS (Strasbourg) ainsi que le professeur Alain Schuhl de Spintec (Grenoble) pour leur lecture attentive de mon manuscrit en tant que rapporteurs. Je suis également reconnaissant à Frédéric Nguyen Van Dau, directeur de l'unité mixte CNRS/Thalès, pour avoir examiné mon travail de thèse.

Mon projet de recherche a été encadré par Yves Lassailly et Jacques Peretti. Je souhaite ici les remercier chaleureusement pour leur expérience et leurs aides précieuses dès mon arrivée dans le groupe, mais aussi pour leur soutien et leur bonne humeur quotidienne. Je tiens également à les remercier pour la grande liberté scientifique ainsi que la confiance qu'ils m'ont accordée dans la gestion de mon travail de thèse. Leur rôle a cependant été décisif dans les « choix stratégiques » de ma thèse, notamment dans les périodes difficiles et de doute. Je leur dois également beaucoup de discussions stimulantes sur le modèle de transport qui est présenté dans ce travail de thèse. Un grand merci également à Yves pour avoir réactivé la manip d'évaporation pour la réalisation de membranes à aimantation parallèle ainsi que pour sa relecture attentive du manuscrit.

Je voudrais également remercier l'ensemble des membres (et anciens membres) du groupe EPS avec qui j'ai eu la chance de travailler: Georges Lampel, pour m'avoir initié aux joies du pompage optique dans le silicium ainsi qu'aux « mystères » du bruit, Claudine Hermann, Nicolas Rougemaille, Alistair Rowe et Daniel Paget.

Mes remerciements s'adressent également à l'ensemble des personnes extérieures au laboratoire avec qui j'ai pu collaborer : Guy Jézéquel et Philippe Schieffer de l'université de Rennes, Carol Hricovini et Christine Richter de l'université de Cergy-Pontoise, Alphonse Ly de PicoGiga, Eric Rivière pour ses mesures SQUID, Jacques Bonnet, et surtout Oleg Tereshchenko de l'université de Novosibirsk (Sibérie) avec qui j'ai travaillé intensément sur la réalisation d'échantillons.

J'aimerais également exprimer ma gratitude envers l'ensemble des chercheurs du laboratoire avec qui j'ai pu interagir, et plus particulièrement envers les électrochimistes. D'une part envers Philippe Allongue, directeur du groupe électrochimie et collègue de bureau, et d'autre part à Fouad Maroun, pour ses aides multiples - qui seraient trop long d'énumérer ici - et pour son sens aigu de l'esprit collectif. Je souhaite également remercier Patricia Prod'homme, pour la réalisation d'échantillons par voie électrochimique, Robert Cortès pour ses mesures en rayons X, Théodora Ignat et Gregory Savidand pour leurs mesures de rugosité en AFM.

Je tiens également à exprimer ma reconnaissance pour le travail considérable, et malheureusement trop souvent méconnu, des mécaniciens et des électroniciens. Un grand merci à Didier Lenoir pour

l'ensemble des réalisations électroniques qu'il a effectué très soigneusement avec les contraintes *légendaires* du groupe EPS, ainsi qu'aux mécaniciens pour leur contribution aux pièces de l'optique électronique : Philippe Bujard, Frédéric Da Costa, Bernard Mathon, Christian Vasseur et Dominique Clément.

Je voudrais également exprimer toute ma gratitude à l'ensemble des personnes incontournables qui font tourner avec efficacité le laboratoire : Anne-Marie Hernecq, Anne-Marie Jonquère, Eve Brunswick, Annie Stephan, Julien Monguillon, Denis Coupevent-Desgraviers, et Patrice Delaroque.

Enfin, un très grand merci à l'ensemble des doctorants du laboratoire que j'ai pu côtoyer pendant ma thèse, et que je salue pour leur participation active à l'organisation de la vie des thésards : séminaires, pots de thèse, sorties... Je tiens à féliciter notamment l'énergie et l'efficacité des « filles » du groupe chimie et irrégularité : Lauriane Pautrot, Domitille Giaume, Caroline Bertail, et tout particulièrement à Thi Hanh Nguyen et Anna Teyssot. Un grand merci également à Gregory Savidand, Frédéric Roux et Jesper Mellenthin avec qui j'ai pu participer à l'élaboration du site web des thésards, et avec qui j'ai noué depuis des vraies amitiés.

Je voudrais également souhaiter un bon courage ainsi que la plus grande réussite à l'ensemble des thésards, et aux Post-doc (bonne chance à Sébastien et à Nicolas pour vos futures candidatures).

Enfin, je souhaiterais remercier l'ensemble de ma famille pour leur soutien indéfectible tout au long de ces années de thèse, ainsi qu'à Aude pour son soutien lors de la rédaction du manuscrit.

TABLE DES MATIERES

Chapitre I – Préambule	01
Chapitre II - Concepts généraux autour de l'électronique de spin	05
<u>1. La physique du transport au niveau de Fermi</u>	07
1.A. Les fondements physiques de l'électronique de spin	07
1.A.1. L'asymétrie de spin au niveau de Fermi	07
1.A.1.1 Origine	07
1.A.1.2 Mise en évidence expérimentale	08
1.A.2. L'accumulation de spin	09
1.A.2.1 Origine physique	09
1.A.2.2 Ordres de grandeur	10
1.B. Effet des interfaces	11
1.B.1. Critère imposé à l'interface pour injecter un courant polarisé d'un MF vers un SC	11
1.B.2. Critères imposés à l'interface pour injecter et détecter un courant polarisé de spin dans une structure MF/I/SC/I/MF	13
<u>2. La physique du transport au-dessus du niveau de Fermi</u>	15
2.A. Concepts généraux autour des filtres à spin	15
2.A.1. Filtres à spin agissant sur les variables spatiales	16
2.A.2. Filtres à spin agissant sur la variable « temps »	17
2.A.3. Comparaison du transport à E_F et au-dessus de E_F	18
2.B. Filtres à spin élastiques : dispositifs et formalismes	18
2.B.1. Dispositifs expérimentaux	18
2.B.2. Formalisme des filtres à spin élastiques	20
2.B.2.1. Formalisme macroscopique	20
2.B.2.2. Calcul microscopique de S et T	23
2.B.2.3. Extractions expérimentales des paramètres de transport et d'interface $\lambda(E)$, $\eta(E)$ et α	24
2.C. Filtres à spin inélastiques : présentation et formalisme	26
2.C.1. Présentation	26
2.C.2. Résultats expérimentaux dans la gamme 3-80 eV	27
2.C.2.1. Résultats sur la transmission (faisceau incident non polarisé)	27
2.C.2.2. Résultats sur la l'asymétrie (faisceau incident polarisé)	29
2.C.3. Formalisme macroscopique des filtres à spin inélastiques	29
2.C.3.1. Calcul macroscopique de T^σ , P_C^σ et A	29
<u>3. Problématique de la thèse</u>	33
3.A. Equations microscopiques des filtres à spin inélastiques	33
3.B. Approche expérimentale	35
Chapitre III - Réalisation et caractérisations d'un filtre à spin MF/SC	37
<u>1. Systèmes étudiés pour la réalisation d'un filtre à spin</u>	39
1.A. Choix du système	39
1.B. Cahier des charges pour la réalisation d'un filtre à spin	39
<u>2. Réalisation d'échantillons Fe/GaAs par dépôt sous ultra vide</u>	40
2.A. Etat de l'art sur le système Fe/GaAs	40
2.A.1. Métallurgie de l'interface	40
2.A.2. Propriétés magnétiques	41
2.B. Protocole expérimental	42
2.B.1. Fabrication des échantillons	42

2.B.1.1. Préparation ex-situ des échantillons	42
2.B.1.2. Préparation in-situ des échantillons	43
2.B.2. Caractérisation des échantillons	44
3. Résultats sur les propriétés électriques	44
3.A. Mécanismes de transport dominant à l'interface métal/SC	44
3.B. Détermination pratique des paramètres de la jonction	45
3.C. Résultats avec les échantillons oxydés (passivation à l'UVOCS)	47
3.C.1. Echantillons non recuits	47
3.C.2. Influence de la température de recuit	48
3.D. Influence du traitement de surface	52
3.D.1. Influence de la température de recuit et de la surface	52
3.D.2. Interprétation des courbes I-V et C-V en fonction du type de passivation	54
4. Résultats sur les propriétés magnétiques	58
4.A. Influence de la passivation	58
4.B. Etude en fonction de l'épaisseur et du recuit	61
5. Récapitulatif	62
6. Etudes complémentaires	62
Chapitre IV- Réalisation d'un transistor à vanne de spin sous ultra-vide. Régimes de fonctionnement et performances	65
1. Présentation du transistor à vanne de spin sous ultra-vide	67
2. Description du transistor à vanne de spin	69
2.A. Réalisation d'un « émetteur » à électrons polarisés	69
2.A.1. Pompage optique	69
2.A.2. L'activation en état d'affinité électronique négative	70
2.A.3. Préparation des sources d'électrons polarisés	71
2.B. Transport électronique vers l'échantillon	73
2.B.1. Les lentilles électrostatiques	74
2.B.2. Le spectromètre électrostatique	75
2.B.3. L'optique de sortie et le porte échantillon	76
2.B.4. Les bobines d'aimantation in-situ	77
2.B.5. Performances de l'ensemble de l'optique électronique	77
2.B.5.1. Rendement de l'optique électronique	78
2.B.5.2. Propriétés de focalisation	78
2.B.5.2.1. Caractérisation optique	78
2.B.5.2.2. Caractérisation électrostatique	78
2.B.5.3. Asymétries instrumentales	83
3. Régimes de fonctionnement du transistor à vanne de spin	84
3.A. Principe de la mesure et procédure d'acquisition	84
3.A.1. Conditions de mesure	85
3.A.2. Procédure d'optimisation	85
3.A.3. Procédure d'acquisition	85
3.A.4. Notations	86
3.B. Régimes de transmission du transistor	87
3.C. Dépendance en spin de la transmission	89
3.D. Asymétrie de spin du gain	91
3.D.1. Asymétrie de spin mesurée sur la base	91
3.D.2. Asymétrie de spin mesurée sur le collecteur	91
3.E. Influence des épaisseurs. Comparaison du mode de fonctionnement de notre transistor avec celui des MTT	92
4. Performances du transistor en terme de rapport signal sur bruit. Limites des performances	94

4.A. Notion de rapport signal sur bruit	94
4.B. Sources de bruit dans notre transistor	95
4.B.1. Bruits de la source	95
4.B.2. Bruits de la jonction	96
4.B.2.1. Bruit sans courant injecté	96
4.B.2.2. Bruits liés au courant injecté I_0	96
4.B.2.2.1. Bruit constant lié à la résistante d'accès	96
4.B.2.2.2. Bruits aléatoires liés au courant injecté I_0	97
4.B.3. Bruits liés à la mesure	98
4.B.4. Bilan des sources de bruit. Comparaison avec les mesures expérimentales de bruit	99
4.C Figures de mérite du transistor à vanne de spin	101
4.C.1. Expression de la figure de mérite	101
4.C.2. Evolution de $F_1^{B,C}$ avec l'énergie d'injection E_0 et le courant incident I_0	102
4.C.3. Comparaison du SNR avec celui des MTT et des vannes de spin commerciales. Discussion	104
4.C.3.1. Comparaison avec les MTT	104
4.C.3.2. Limites ultimes des performances en terme de SNR	105
4.C.3.3. Comparaison avec des éléments vannes de spin reposant sur la GMR	106
 Chapitre V- Modélisation du transport d'électrons chauds polarisés de spin dans les structures métal/semi-conducteur	 109
<u>1. Position du problème</u>	111
<u>2. Présentation du modèle</u>	112
2.A. Hypothèses concernant les mécanismes de transport dans la base du filtre à spin	112
2.A.1. Hypothèses sur la relaxation de l'énergie	112
2.A.2. Hypothèses sur la distribution en énergie des électrons secondaires	113
2.A.3. Hypothèses sur le transport dépendant du spin	113
2.A.4. Hypothèses concernant les propriétés de l'interface	114
2.B. Expression de T et ΔT	116
<u>3. Etude de la transmission</u>	116
3.A. Expression de T pour les trois types de barrières	117
3.A.1. Expression de F pour une barrière non multiplicative	118
3.A.2. Expression de F pour une barrière multiplicative	118
3.B. Interprétation des régimes de transmission en fonction de l'énergie incidente	119
3.B.1. Justification expérimentale du profil d'interface	119
3.B.2. Extraction de l'énergie moyenne de la distribution et des paramètres du profil d'interface à partir des données expérimentales	121
3.B.3. Interprétation des trois premiers régimes de transmission	123
3.C. Calcul théorique de l'énergie moyenne $\mathcal{E}_M(E_0)$	125
3.C.1. Présentation du modèle	125
3.C.2. Etapes du calcul	127
3.C.2.1. Analyse d'une collision	127
3.C.2.2. Calcul de z_{ball} et E_{ball} : régime balistique	127
3.C.2.3. Calcul de z_{diff} et ϵ_M : régime diffusif	128
3.C.2.4. Choix du libre parcours moyen	128
3.C.3. Courbe de l'énergie moyenne calculée en fonction de l'énergie E_0 . Interprétation du premier régime	129
3.C.4. Limites du modèle. Vers une courbe $\mathcal{E}_M(E_0)$ universelle ?	130
3.C.5. Détermination pseudo-expérimentale du libre parcours moyen à basse énergie	133
<u>4. Etude de la transmission dépendante du spin</u>	134
4.A. Calcul de $f_p(\mathcal{E})$, $S(\mathcal{E})$ et $A_M(\mathcal{E})$	134
4.A.1. Calcul de $f_p(\mathcal{E})$ (distribution des électrons primaires)	135

4.A.2. Calcul de $S(\mathcal{E})$ (polarisation des électrons primaires)	135
4.A.3. Calcul de A_M (asymétrie de la multiplication)	136
4.B. Dépendance en spin de la transmission pour une barrière non multiplicative et multiplicative en fonction de l'énergie moyenne	137
4.B.1. Représentation de ΔT_0 pour une barrière non multiplicative de gain 1 : effet de filtre à spin	137
4.B.2. Représentation de ΔT pour une barrière non multiplicative de gain 1. Prise en compte du terme de multiplication dépendant du spin	139
4.B.3. Représentation de l'asymétrie de spin de la transmission dans le cas où $\kappa < \phi$	140
4.B.4. Représentation de ΔT en prenant en compte l'ionisation par impact (barrière multiplicative)	141
4.C. Comparaison avec les résultats expérimentaux	142
4.C.1. Choix de la dépendance en spin de l'IMFP	142
4.C.2. Interprétation des trois premiers régimes de ΔT	142
4.C.3. Interprétation du régime de saturation ΔT . Discussion	144
4.C.4. Limites du modèle. Perspectives	146
<u>5. Sensibilité aux défauts de l'interface</u>	146
<u>6. Origine de la deuxième barrière : influence de l'interface métal/semi-conducteur</u>	148
Chapitre VI – Conclusion et perspectives	153
Bibliographie	157
Annexe 1	165

Chapitre I

Préambule

L'un des objectifs fixé par l'électronique de spin est de comprendre et d'exploiter au mieux le couplage entre une population de spins et son milieu environnant afin d'imaginer de nouveaux dispositifs qui apporteront des performances ou des fonctionnalités innovantes par rapport à ceux utilisés en microélectronique classique. Ces dispositifs doivent transformer une information véhiculée par un spin en un large signal détectable (électrique, optique...). Pour parvenir à cet objectif, plusieurs questions, d'ordre fondamental ou technologique, ont été soulevées [Zutic04] : comment polariser et détecter efficacement un courant de charges ? Combien de temps ces charges peuvent-elles garder la mémoire de leur spin ? Quels matériaux et structures choisir ?

La réponse à ces interrogations exige une compréhension fine des principaux mécanismes de transport dépendants du spin dans les systèmes hybrides mêlant matériaux magnétiques et non magnétiques. Pour l'instant, la plupart des efforts a été consacrée à la réalisation de dispositifs reposant sur le transport qui dépend du spin *au niveau de Fermi*. Ces derniers se classent très généralement en deux catégories :

- **Les dispositifs à deux terminaux.** Ils reposent principalement sur des effets magnétorésistifs (GMR [Baibich88], TMR [Jullière75]) dans des structures hybrides impliquant au moins deux matériaux magnétiques, et dont la principale fonction est de réaliser un effet de vanne de spin, c'est-à-dire provoquer un changement de résistance de la structure lorsque l'aimantation relative des deux couches magnétiques est renversée.
- **Les dispositifs à trois terminaux** dont l'objectif plus ambitieux, est le transport et la manipulation du spin ; un exemple célèbre est le transistor à spin où spin-Fet proposé par Datta et Das [Datta89]. Leur réalisation constitue une étape essentielle dans le développement futur d'une « électronique logique » de spin et peut-être d'un ordinateur quantique.

Au cours de cette thèse nous nous sommes intéressés à des dispositifs à trois terminaux, mais dans lesquels le transport électronique est réalisé par des électrons possédant une énergie *au-dessus* du niveau de Fermi (électrons chauds). Ces dispositifs se composent très généralement d'un émetteur à électrons chauds (éventuellement polarisés de spin), d'une base qui contient au moins une couche magnétique (MF), et d'un collecteur (en général un semi-conducteur (SC)). Le transport dans la base est régi selon une atténuation qui a pour longueur caractéristique *le libre parcours moyen inélastique (dépendant du spin)* à l'énergie de transport. Un tel dispositif, que l'on appelle transistor à vanne de spin à électrons chauds, a été proposé et réalisé pour la première fois par Monsma [Monsma95, Jansen03] en 1995 et, quelques années plus tard, a été étendu au cas des transistors tunnels magnétiques (MTT) [Mizushima97, VanDijken02] dans lesquels l'émetteur et la base sont séparés par un oxyde. Ces dispositifs fonctionnent à température ambiante et présentent une grande sélectivité en spin (proche de 70%), mais souffrent d'un faible gain. Ils sont toutefois des outils particulièrement adaptés à l'étude du transport dépendant du spin à basse énergie dans les métaux ferromagnétiques et dans les structures hybrides. L'étude de ces dispositifs permet par exemple de remonter au libre parcours moyen inélastique dépendant du spin sur une gamme d'énergie en général difficilement accessible par l'expérience (0.8 eV-2 eV).

Cependant, par nature, ces dispositifs sont limités à une gamme en énergie *très étroite*, et l'étude du transport à plus haute énergie reste, à ce jour, un domaine très peu exploré.

L'objectif de cette thèse, est d'étudier le transport d'électrons polarisés de spin dans des couches minces magnétiques pour des énergies d'injection bien supérieures (comprises entre 10 eV et 3000

eV). En augmentant l'énergie d'injection, nous avons montré qu'il est possible de *sonder* les propriétés de transport (dépendantes ou non du spin) sur une gamme d'énergie étendue.

Dans le second chapitre de la thèse, nous faisons une synthèse des principaux mécanismes de transport dépendants du spin au niveau de Fermi et au-dessus du niveau de Fermi. En particulier, sont présentées les potentialités qu'offre le transport d'électrons chauds par rapport aux dispositifs usuels de l'électronique de spin. Dans un second temps, nous développons un formalisme du transport d'électrons de basse énergie que nous généralisons au cas plus général où le transport d'électrons s'effectue à plus haute énergie. Ce formalisme nous servira alors de cadre général à l'étude du transport dépendant du spin qui sera abordé en détail au chapitre V.

Dans ce travail de thèse, l'étude du transport est faite dans des jonctions métal ferromagnétique/semi-conducteur (GaAs) composées d'une seule couche magnétique (Fe). Ces jonctions ont été préparées au laboratoire et leur réalisation est décrite au **chapitre III**. Des études complémentaires ont également été effectuées sur des jonctions Au/Co/Au/Si préparées par voie électrochimique.

L'étude expérimentale du transport est faite au **chapitre IV**. L'originalité de notre expérience, par rapport aux MTT, est que l'émetteur est découplé physiquement de la base [Filipe97, Rougemaille03]. Cette géométrie de mesure, nous permet ainsi d'injecter depuis le vide des électrons incidents sur une large gamme d'énergie tout en contrôlant leur polarisation. Un tel transistor à *vanne de spin* fonctionne sous ultra-vide et ses régimes de fonctionnement sont décrits en détail au **chapitre IV**. Nous montrons dans ce chapitre, que le gain du transistor augmente sur plus de 6 ordres de grandeurs entre 10 et 3000 eV, et dans le même temps, la dépendance en spin de ce gain varie sur 5 ordres de grandeur, pour passer vers un maximum qui représente environ 30% du courant injecté (pour un faisceau polarisé à 100 %) autour de 1500 eV. Les performances en terme de rapport signal sur bruit de ce transistor à vanne de spin sont ensuite examinées et comparées à celles des MTT.

Enfin, l'ensemble des régimes de fonctionnement du transistor sur cette large gamme d'énergie est interprété au **chapitre V** dans un modèle original qui traite *distinctement* les mécanismes de transport dans la base magnétique d'une part, et les effets de l'interface métal/semi-conducteur d'autre part. Nous avons développé au cours de cette thèse une approche *globale* et *quantitative* du transport dépendant du spin dans les jonctions métal/semi-conducteur. Ce modèle nous a permis d'obtenir une loi de variation du libre parcours moyen inélastique à basse énergie, ainsi que les propriétés de l'interface métal/semi-conducteur. La forte sélectivité en spin à des énergies d'injection aussi élevées que 3000 eV s'explique très bien par un transport des électrons dans le métal ferromagnétique voyageant à une dizaine d'eV au-dessus du niveau de Fermi.

Bibliographie :

Baibich88 : Baibich M.N et al, PRL 61, 2472, *Giant Magnetoresistance of (001)/Fe/(001)Cr magnetic superlattices* (1988)

Datta89 : Datta S. et al, APL 56,665, *Electronic analog of the electro-optic modulator* (1989)

Filipe98 : Filipe A. et al, PRL 80, 2425, *Spin-dependent transmission of electrons through the ferromagnetic metal base of a hot-electron transistorlike system* (1998)

Jansen03 : Jansen R, J.Phys.D : Appl.Phys. 36 R289-R308, *The spin-valve transistor: a review and outlook* (2003)

Jullière75 : Jullière M., Phys.Lett. 54 A, 225-226, *Tunneling between ferromagnetic films* (1975)

Mizushima97 : Mizushima K. et al, IEEE, trans.magn 33,3500, *Energy-dependent hot electron transport across a spin-valve* (1997)

Monsma95 : Monsma D.J. et al, PRL 74, 5260, *Perpendicular Hot Electron Spin-Valve Effect in a New Magnetic Field Sensor: The Spin-Valve Transistor* (1995)

Rougemaille03 : Rougemaille N., Transmission d'électrons chauds, polarisés de spin, dans les jonctions Schottky métal ferromagnétique/semiconducteur, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (2003)

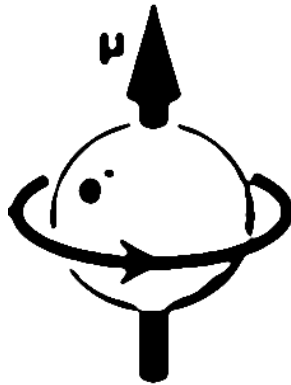
VanDijken02 : Van Dijken S. et al, PRB 66, 094417, *Spin-dependent hot electron transport in $Ni_{81}Fe_{19}$ and $Co_{84}Fe_{16}$ films on GaAs(001)* (2002)

Zutic04 : Zutic I. et al, Review of modern Physics, Vol 76, April 2004, *Spintronics: fundamentals and applications*

Chapitre II

Concepts généraux autour de l'électronique de spin

Ce second chapitre introduit le transport électronique dépendant du spin dans les structures hybrides mettant en jeu des couches minces magnétiques. Une étude comparative est menée sur le fonctionnement des dispositifs de l'électronique de spin basés sur le transport d'électrons au niveau de Fermi et au-dessus du niveau de Fermi (électrons chauds). En particulier, les limites de l'injection et de la détection de spin à cette énergie dans les structures métal ferromagnétique/semi-conducteur sont discutées en lien avec les effets d'interface. Pour s'affranchir de ces contraintes inhérentes au transport au niveau de Fermi, les potentialités qu'offre le transport d'électrons « chauds » sont examinées. Nous présentons successivement un formalisme qui décrit le transport polarisé de spin dans les filtres à spin fonctionnant à basse énergie (*filtres à spin élastiques*), puis nous l'étendons au cas des filtres à spin où la multiplication doit être prise en compte (*filtres à spin inélastiques*). Ce formalisme nous permet de dériver les équations microscopiques des filtres à spin inélastiques. Enfin, nous terminons ce chapitre par la problématique générale de la thèse.



1. La physique du transport au niveau de Fermi

Cette section s'organise en deux parties. Dans un premier temps nous rappelons les principes physiques qui servent de fondement à l'électronique de spin au niveau de Fermi. Dans un second temps, nous nous appuyerons sur ces principes pour exposer le rôle des interfaces dans les problèmes fondamentaux liés à l'injection et à la détection de spin.

1.A. Les fondements physiques de l'électronique de spin

Le transport dépendant du spin au niveau de Fermi (E_F) repose essentiellement sur deux concepts : l'asymétrie de spin à cette énergie, et la notion d'accumulation de spin. L'asymétrie de spin permet la génération d'un courant polarisé de spin alors que le phénomène d'accumulation de spin traduit l'injection d'un courant polarisé de spin d'un matériau magnétique vers un matériau non magnétique.

1.A.1. L'asymétrie de spin au niveau de Fermi

1.A.1.1. Origine

Du fait de l'interaction d'échange, la densité électronique au niveau de Fermi dans les métaux de transition 3d est différente pour les deux populations de spin (**Fig.II.1**). Ce déséquilibre des

populations ($D_{E_F}^{\uparrow} \neq D_{E_F}^{\downarrow}$) induit une polarisation de spin au niveau de Fermi ($P = \frac{D_{E_F}^{\uparrow} - D_{E_F}^{\downarrow}}{D_{E_F}^{\uparrow} + D_{E_F}^{\downarrow}}$)

qui est responsable du moment magnétique permanent observé dans ces matériaux. Ces électrons, qui à travers leur spin portent l'information « magnétique » du matériau, sont également à la base des propriétés du transport électronique. Dans ces conditions, le transport électronique est susceptible de dépendre du spin. Pour décrire un tel transport, il est commode de travailler dans le cadre du modèle de Mott [Mott36], qui stipule qu'il est possible, en première approximation, de traiter séparément les deux canaux de spin (spin $\uparrow$ et spin $\downarrow$). Cette hypothèse revient à supposer que les renversements de spins sont négligeables à l'échelle des phénomènes étudiés.

Dans cette hypothèse, le courant total (J) est la somme du courant des électrons de spin $\uparrow$ ($J^{\uparrow}$), et ceux de spin $\downarrow$ ($J^{\downarrow}$). On peut alors, en plus du courant total (J), définir un courant de spin $\Delta J = J^{\uparrow} - J^{\downarrow}$.

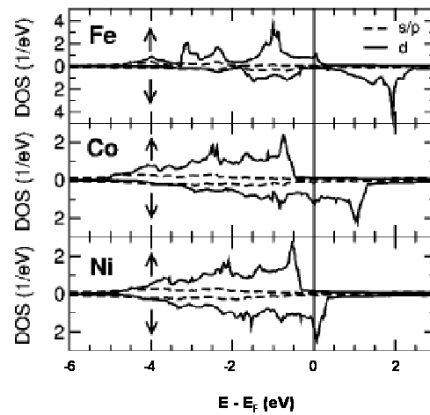


Fig.II.1 : d'après [Knorren95]. Densités d'états calculées du Fe, du Cobalt, et du Nickel. Les différences de densité d'états au niveau de Fermi imposent un moment magnétique permanent. Ce moment (défini à E_F) est positif dans le cas du Fer et négatif dans le Cobalt et le Nickel.

D'un point de vue du transport, on peut associer à ces deux canaux de spin des résistivités différentes données par :

$$\rho^{\uparrow\downarrow} = \frac{m^{\uparrow\downarrow}}{n^{\uparrow\downarrow} e^2 \tau^{\uparrow\downarrow}} \quad \text{avec} \quad \frac{1}{\tau^{\uparrow\downarrow}} \propto |V^{\uparrow\downarrow}|^2 D_{E_F}^{\uparrow\downarrow}$$

où $n^{\uparrow\downarrow}$, $m^{\uparrow\downarrow}$, $\tau^{\uparrow\downarrow}$, $V^{\uparrow\downarrow}$ et $D_{E_F}^{\uparrow\downarrow}$ désignent respectivement le nombre d'électrons par unité de volume, la masse effective, le temps de relaxation, le potentiel diffuseur (impuretés), et la densité d'états au niveau de Fermi. L'ensemble de ces grandeurs dépend éventuellement du spin.

Il est commode d'introduire l'asymétrie de spin η de la résistivité :

$$\eta = \frac{\rho^{\uparrow} - \rho^{\downarrow}}{\rho^{\uparrow} + \rho^{\downarrow}}$$

En pratique, l'asymétrie en spin de la résistivité provient essentiellement de la dépendance en spin de la densité d'état, ou, de façon équivalente, de la dépendance en spin du libre parcours moyen au niveau de Fermi. Par exemple, du fait de la grande différence des densités d'état à E_F ($D_{E_F}^{\uparrow} \ll D_{E_F}^{\downarrow}$), les systèmes à base de Co ou Ni ont une résistivité $\rho_{\uparrow} < \rho_{\downarrow}$.

Une conséquence importante est qu'un courant d'électrons circulant dans un métal ferromagnétique est polarisé de spin alors qu'il ne l'est pas dans un métal non ferromagnétique (que nous qualifierons par abus de langage de non magnétique). Cette polarisation est donnée par l'asymétrie des résistivités et en première approximation par celle des densités d'états au niveau de Fermi :

$$P = \frac{D_{E_F}^{\uparrow} - D_{E_F}^{\downarrow}}{D_{E_F}^{\uparrow} + D_{E_F}^{\downarrow}} \quad (\text{II.1})$$

Nous appellerons dorénavant cette quantité, la **polarisation de volume de l'électrode**.

1.A.1.2. Mise en évidence expérimentale

Ce résultat a été mis en évidence expérimentalement dans les jonctions Fe/Ge/Co par Jullière en 1975 (où Ge est du Germanium amorphe qui joue ici le rôle d'une barrière tunnel) [Jullière75]. Dans ce travail pionnier, Jullière développe un modèle simple où il relie les changements de résistances mesurées entre les configurations P (*parallèle*) et AP (*antiparallèle*) des deux aimantations des couches magnétiques aux asymétries de spin des densités d'états des deux métaux ferromagnétiques. Il définit cet effet de magnétorésistance tunnel (TMR) comme :

$$TMR = \frac{\Delta R}{R^P} = \frac{R^{AP} - R^P}{R^P}$$

où $R^{P,AP}$ désignent respectivement la résistance de la jonction respectivement en configuration P et AP. Pour relier la magnéto-résistance tunnel (TMR) à la polarisation des électrodes magnétiques, Jullière se place dans le cadre du modèle de Mott à deux courants et néglige le retournement de spin entre les deux métaux ferromagnétiques. En supposant que la conductivité pour chaque configuration est le produit des densités d'état au niveau de Fermi, il obtient comme expression de la TMR :

$$TMR = \frac{2P_1 P_2}{1 - P_1 P_2} \quad (\text{II.2})$$

Où P_i représente la polarisation de l'électrode magnétique i (Fe ou Co ici).

Il est parfois plus commode d'employer l'asymétrie (comprise entre 0 et 1) de résistivité, définie par :

$$A = \frac{R^{AP} - R^P}{R^P + R^{AP}} = P_1 P_2 \quad (\text{II.2b})$$

Dans ce modèle simplifié, où l'on néglige le renversement de spin lors de la transmission tunnel et les pertes de polarisation à l'interface, la valeur de la TMR est une expression très simple, qui ne fait intervenir que le produit des polarisations dans les deux métaux magnétiques. En pratique, ce résultat est plus nuancé, car l'asymétrie dépend également de la qualité cristalline de l'oxyde ainsi que des règles de transitions entre les deux métaux. Cependant, l'équation (II.2) montre que pour réaliser des dispositifs à *vanne de spin* performants et à base de TMR (deux couches magnétiques séparées par un oxyde), il est nécessaire de disposer d'électrodes fortement polarisées. Avec les progrès réalisés dans les techniques d'ultra-vide et d'épitaxie par jets moléculaires, des recherches intenses ont été menées pour réaliser de telles électrodes. Les demi métaux ferromagnétiques découverts « numériquement » au début des années 80 [Groot83] et présentant théoriquement des polarisations de 100%, ainsi que leurs variantes les semi-conducteurs ferromagnétiques [Braden03, Panguluri03] ont suscité à cet égard beaucoup d'intérêt.

1.A.2. L'accumulation de spin

1.A.2.1. Origine physique

La nécessité de disposer d'électrodes magnétiques pour polariser en spin un courant est un prérequis essentiel en électronique de spin. Mais pour réaliser un effet de vanne de spin ou un effet transistor, il est également nécessaire de pouvoir injecter un courant de spin depuis le métal ferromagnétique vers un matériau non magnétique puis le transporter sur une longueur finie dans le matériau non magnétique. En électronique de spin, ces phénomènes sont décrits par la notion **d'accumulation de spin** qui correspond au déséquilibre, $\delta n = \Delta n - \Delta n_0$, de la différence de population entre spin $\uparrow$ et spin $\downarrow$ proche de l'interface (Δn) et loin de l'interface (Δn_0). A l'équilibre, l'accumulation de spin est alors un compromis entre les spins accumulés par le courant polarisé (issu de l'électrode magnétique), et les renversements des spins qui ont lieu dans le matériau non magnétique. Il en résulte un décalage du potentiel électrochimique des deux canaux de spin $\Delta\mu = \mu^\uparrow - \mu^\downarrow = \frac{\delta n}{D_{E_F}}$ proche de l'interface, et,

qui dans le matériau non magnétique est la source d'un courant polarisé de spin hors équilibre.

En écrivant dans le matériau non magnétique la loi d'Ohm et une équation de continuité du courant pour chacun des deux canaux de spin, on montre que l'accumulation de spin obéit à une équation de diffusion [Valet93] :

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{\partial \Delta\mu}{\partial z^2} &= \frac{1}{\lambda_{DS}} \Delta\mu \\ \Delta\mu &= 2er\Delta J \end{aligned}} \quad \begin{aligned} & \text{(II.3)} \\ & \text{(II.3b)} \end{aligned}$$

où $r = \rho\lambda_{DS}$ est ce qu'on appelle la résistance de contact du matériau non magnétique (exprimée en $\Omega.m^2$) et relie l'accumulation de spin ($\Delta\mu$) au courant de spin (ΔJ) via une loi d'Ohm, valable dans un régime diffusif. L'accumulation de spin décroît (exponentiellement) à partir de l'interface ($\Delta\mu = \Delta\mu_0 \exp(-\frac{z}{\lambda_{DS}})$), sur une longueur de cohérence λ_{DS} appelée la **longueur de diffusion de spin**.

Physiquement, cette longueur correspond à la distance moyenne parcourue, dans un régime diffusif, par un électron au niveau de Fermi entre deux collisions renversant son spin.

Si l'on appelle $\lambda_S = v_F \tau_S$ (avec τ_S le temps de vie du spin, et v_F la vitesse au niveau de Fermi) la distance moyenne parcourue par l'électron entre deux renversements de spin (**Fig.II.2**) et λ le libre parcours moyen, on montre que :

$$\lambda_{DS} = \sqrt{\frac{\lambda_S \lambda}{3}} \quad \text{(II.4)}$$

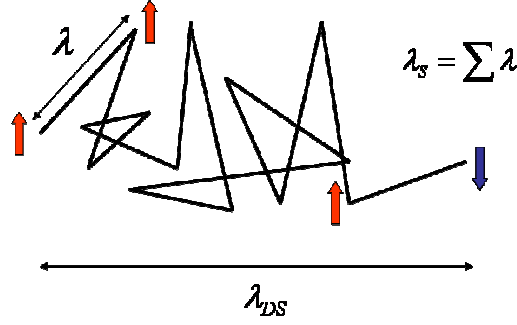


Fig II.2 : Représentation des trois longueurs caractéristiques du transport dépendant du spin au niveau de Fermi : longueur de diffusion de spin λ_{DS} , longueur de spin λ_s et libre parcours moyen λ . Ces trois grandeurs sont liées par la relation II.4.

1.A.2.2. Ordres de grandeur

Les longueurs de diffusion de spin ont été mesurées dans les métaux [Yang94] et donnent des valeurs dans le cuivre comprises entre plusieurs dizaines de nanomètres et quelques microns pour du cuivre très pur ($\lambda_s \approx 10^{-5} - 10^{-4}$ m). C'est à dire que dans un régime diffusif le transport dépendant du spin s'établit sur une longueur caractéristique beaucoup plus faible que la longueur de spin. Dans les semi-conducteurs cette longueur est plus grande, et vaut typiquement plusieurs microns. Cette grandeur est importante pour la réalisation de dispositifs en électronique de spin, car elle indique la distance *maximale* qui doit séparer deux électrodes magnétiques avant que l'information portée par le spin soit perdue.

Une autre quantité intéressante à évaluer est l'ordre de grandeur de l'accumulation de spin ($\Delta\mu_0$ ou $\delta n_0 = \Delta\mu_0 D_{E_F}$). Cette quantité peut facilement être évaluée en effectuant, à l'équilibre, un bilan de flux dans la zone non magnétique pour une jonction d'aire unité:

$$0 = \frac{Pj}{e} - \frac{1}{\tau_s} \int_0^\infty \delta n dx$$

avec P la polarisation de l'électrode magnétique, j le courant entrant et τ_s le temps de vie de spin. On a par ailleurs (compte tenu de la décroissance exponentielle de δn) :

$$\frac{1}{\tau_s} \int_0^\infty \delta n dx = \frac{n_0}{\tau_s} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{x}{\lambda_{DS}}\right) dx = \frac{n_0 \lambda_{DS}}{\tau_s} = \frac{n_0 \lambda_{DS} v_F}{\lambda_s}$$

On déduit alors :

$$n_0 = \frac{3Pj\lambda_{DS}}{ev_F\lambda}$$

Pour des valeurs typiques ($j = 1000 \text{ A/cm}^2$, $P = 1$, $v_F = 10^6 \text{ m/s}$, $\lambda = 10 \text{ nm}$, $\lambda_{DS} = 100 \text{ nm}$) on obtient n_0 de l'ordre de 10^{22} m^{-3} . Compte tenu d'une densité d'électrons de 10^{28} m^{-3} , seul un électron pour un million est polarisé de spin !

Ce fait peut sembler paradoxal compte tenu des effets spectaculaires observés en GMR. En réalité, ce résultat est une illustration du principe de Pauli dont tire profit les dispositifs de l'électronique de spin. En effet, seuls les électrons proches du niveau de Fermi participent à la conduction. Ainsi, si ces électrons sont fortement polarisés de spin un effet de GMR important est attendu.

Le principe de Pauli agit en quelque sorte dans les propriétés de transport comme un filtre passe bande de largeur kT qui ne laisse passer que les électrons appartenant à la surface de Fermi.

L'asymétrie de spin sur (ou sur une partie) de cette surface est donc essentielle.

1.B. Effet des interfaces

Au paragraphe précédent, pour calculer l'ordre de grandeur de l'accumulation de spin, nous avons supposé qu'à l'interface, la polarisation P du courant était proche de un. De façon générale, lorsque le matériau non magnétique n'est pas un métal, ce résultat n'est plus vrai, et dépend de la nature du matériau non magnétique, ainsi que de l'interface [Schmidt00, Raschba00, Fert01]. Ce problème a été longuement abordé ces dernières années tant d'un point de vue théorique qu'expérimental et a montré que le transport dépendant du spin dans des structures hybrides est également très sensible aux effets d'interface.

L'objectif de cette section est de préciser le rôle des celles-ci lorsque le transport (dépendant du spin) s'effectue au niveau de Fermi. Nous avons décidé de l'illustrer dans le cas du problème de l'injection de spin vers un matériau non magnétique lorsque celui-ci est un SC. Nous rappelons alors les conditions imposées à l'interface [Fert06] pour avoir une injection et une détection efficaces dans une structure type spin-FET : MF/I/SC/I/MF, où MF désigne un métal ferromagnétique, I l'interface et SC le semi-conducteur.

1.B.1. Critère imposé à l'interface pour injecter un courant polarisé d'un MF vers un SC

L'accumulation de spin introduit au paragraphe précédent nous a permis de mettre en évidence une longueur caractéristique de décroissance du courant de spin des porteurs dans la matériau non magnétique. Cette décroissance a pour origine, le renversement des spins qui s'opère sur un temps τ_s (temps de vie de spin).

La polarisation à l'interface est liée à la proportion relative de renversements de spin qui a eu lieu dans le MF et dans le SC. Intuitivement, on s'attend à avoir une polarisation à l'interface faible si le matériau non magnétique a une densité d'état négligeable par rapport au matériau magnétique car alors, sur un laps de temps donné, il renversera moins de spin que le MF. Ceci est le cas dans une jonction MF/SC qui présente un désaccord ou « mismatch » des conductivités.

On peut calculer un ordre de grandeur du nombre de renversements R de spins qui a lieu dans chaque zone par unité de temps (et par unité de surface) :

$$\text{Dans MF : } R^{MF} = \frac{\delta n^{MF} \lambda_{DS}^{MF}}{\tau_s^{MF}} = \frac{\Delta \mu_0^{MF} D_{E_F}^{MF} \lambda_{DS}^{MF}}{\tau_s^{MF}} = \frac{\Delta \mu_0^{MF}}{e^2 \rho^{MF} \lambda_{DS}^{MF}} \quad (\text{II.5a})$$

$$\text{Dans SC : } R^{SC} = \frac{\delta n^{SC} \lambda_{DS}^{SC}}{\tau_s^{SC}} = \frac{\Delta \mu_0^{SC}}{e^2 \rho^{SC} \lambda_{DS}^{SC}} = \frac{\Delta J_0}{e} \quad (\text{II.5b})$$

On définit alors pour chaque zone la « résistance » de contact précédemment introduite, $r_{MF} = \rho^{MF} \lambda_{DS}^{MF}$ et $r_{SC} = \rho^{SC} \lambda_{DS}^{SC}$. Lorsque l'on néglige les effets de diffusion d'interface, il y a continuité du potentiel chimique et donc : $\Delta \mu_0^{MF} = \Delta \mu_0^{SC}$. Ainsi, lorsque les résistances de contact sont différentes, le nombre de renversement de spin dans chaque zone n'est pas le même. Ces résistances peuvent être comparées pour un métal comme le cobalt et un SC tel que le GaAs :

$$r_{Co} \approx 4.5 * 10^{-15} \Omega m^2 \ll r_{GaAs} \approx 4.5 * 10^{-9} \Omega m^2$$

Le nombre de renversement de spin sera donc très supérieur dans le MF par rapport au SC, et donc on peut prévoir que le courant sera très peu polarisé dans le SC.

L'idée de rajouter une interface résistive et dépendante du spin est alors de créer une discontinuité du potentiel chimique à l'interface (encaissée par celle-ci) afin d'égaliser le nombre de renversements qui a lieu dans chaque zone. L'effet d'une telle interface sur la polarisation du courant injecté dans le SC, peut se modéliser simplement à partir d'un schéma de résistances effectives en parallèle (modèle de

Mott) (**Fig. II.3**). Pour modéliser l'interface, nous introduisons une résistance d'interface $r^{\uparrow\downarrow}$ (homogène à une résistance de contact) dépendante du spin¹ et définit par :

$$r^{\uparrow\downarrow} = 2r_I[1 \mp \gamma]$$

avec γ l'asymétrie de spin de la résistance d'interface (ou **polarisation de l'interface**).

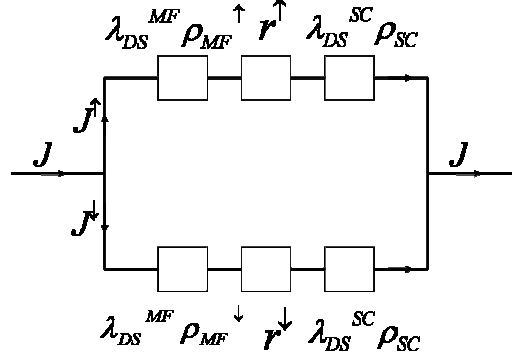


Fig.II.3: Schéma des résistances effectives illustrant le rôle d'une interface résistive et dépendante du spin sur la polarisation du courant injecté dans le SC.

Dans ce modèle phénoménologique, on peut calculer la polarisation du courant $P = \frac{J^{\uparrow} - J^{\downarrow}}{J^{\uparrow} + J^{\downarrow}}$ en considérant le montage comme un simple diviseur de courant :

$$P = \frac{\lambda_{DS}^{MF} (\rho_{MF}^{\downarrow} - \rho_{MF}^{\uparrow}) + r^{\uparrow} - r^{\downarrow}}{\lambda_{DS}^{MF} (\rho_{MF}^{\downarrow} + \rho_{MF}^{\uparrow}) + r^{\uparrow} + r^{\downarrow} + 2\lambda_{DS}^{SC} \rho_{SC}}$$

Soit en introduisant les asymétries de spin des résistivités de volume du MF (η) et de l'interface (γ):

$$P = \frac{\eta r_{MF} + \gamma r_I}{r_{MF} + r_I + r_{SC}} \quad (\text{II.6})$$

Cette formule est exactement celle obtenue par Rashba [Rashba00] dans l'hypothèse des faibles courants et dans des conditions de bandes plates du SC. Elle montre que dans le cas où l'interface n'est pas résistive ($r_I \ll r_{SC}$) la polarisation s'exprime sous la forme $P \approx \eta \frac{r_{MF}}{r_{SC}} \ll \eta$, c'est-à-dire

qu'elle est très inférieure à la **polarisation de volume de l'électrode magnétique**. Au contraire, lorsque $r_I \geq r_{SC}$, on a $P \approx \gamma$. La polarisation du courant injecté est alors entièrement dominée par la **polarisation de l'interface** (effets d'interface).

Pour avoir une injection de spin efficace, il est donc nécessaire d'avoir soit des résistances dans F et N comparables (« matching » des résistivités, c'est le cas de la GMR, où le matériau non magnétique est un métal), ou bien de disposer d'une interface résistive et dépendante du spin (c'est la cas de la TMR). Cette dernière condition peut être réalisée en insérant entre le métal ferromagnétique et le SC un oxyde, comme Al_2O_3 [Motsnyi03] ($\text{CoFe}/\text{AlO}_x/\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$) ou un oxyde cristallin comme MgO [Jiang05] ($\text{CoFe}/\text{MgO}(001)/\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$). Les auteurs obtiennent respectivement des polarisations du courant injecté de 9% (80 K) et de 32 % (290 K).

Une autre façon de faire est de se servir directement de la barrière de Schottky entre le métal et le SC. En imposant un fort dopage à la surface du SC (effectué pendant la croissance par MBE) il est possible d'obtenir une zone de déplétion d'une dizaine d'angströms qui joue le rôle d'une barrière d'oxyde.

¹ Précisons que la dépendance en spin n'implique pas que l'interface soit magnétique. Elle traduit simplement le fait qu'elle laisse passer avec des probabilités différentes des électrons de spin opposés.

Avec ce type de procédure, Hanbicki *et al* [Hanbicki03] ont mesuré par luminescence des polarisations électroniques injectées dans le SC de 32 % (4.5 K), en utilisant comme hétérostructures Fe/AlGaAs/GaAs.

En insérant une interface résistive entre le métal et le SC, il est donc possible d'injecter un courant polarisé de spin d'un MF vers un SC.

1.B.2. Critères imposés à l'interface pour injecter et détecter un courant polarisé de spin dans une structure MF/I/SC/I/MF.

Le problème de la détection de spin est un problème similaire à celui de l'injection. Cependant, le problème important qui se pose en électronique de spin n'est pas tellement celui de l'injection ou indépendamment celui de la détection d'un courant polarisé de spin, mais plutôt la capacité à détecter un **changement de résistance** (ou de tension) entre deux configurations P et AP de la source et du

drain, c'est-à-dire à maximiser la quantité $\frac{R^{AP} - R^P}{R^P}$. Cette condition est équivalente à injecter un

courant polarisé de spin vers un SC, tout en conservant cette polarisation jusqu'au détecteur, autrement dit, maintenir tout au long du transport une accumulation de spin ($\Delta\mu$) proche de la différence de tension (V) imposée entre la source et le drain. Il a été établi ces dernières années, par différents groupes, que ces conditions imposent un compromis sur la résistance d'interface r_I entre le métal et le SC. L'objectif de ce paragraphe est d'expliquer brièvement l'origine physique de ce compromis.

On peut exprimer dans un régime diffusif et dans la limite des faibles courants, une inégalité sur la résistance d'interface pour avoir une valeur optimale de $\frac{\Delta R}{R^P}$ [Fert01] :

$$r_I = \rho_{SC} t_{SC} \ll r_I \ll \rho_{SC} \frac{\lambda_{DS}^{2SC}}{t_{SC}} = r_2 \quad (\text{II.7})$$

où t_{SC} représente la distance séparant la source et le drain.

Cette expression peut également s'écrire sous la forme :

$$\frac{t_{SC}}{\lambda_{DS}^{SC}} \ll \frac{r_I}{r_{SC}} \ll \frac{\lambda_{DS}^{SC}}{t_{SC}} \quad (\text{II.7b})$$

Les auteurs montrent alors que, lorsque ces conditions sont vérifiées, la valeur optimale de $\frac{\Delta R}{R^P}$ est

$\left[\frac{\Delta R}{R^P} \right]^{\max} = \frac{P^2}{1 - P^2}$ où P est la polarisation des électrodes magnétiques, c'est-à-dire la valeur obtenue en TMR (équation II.2).

L'inégalité supérieure de II.6 ($r_I \gg r_1$) correspond à la **condition d'injection de spin vers le SC** et a été discutée plus haut (la longueur de diffusion de spin est ici remplacée par la distance séparant la source et le drain). L'inégalité inférieure ($r_I \ll r_2$) est une condition pour **conserver la polarisation tout au long du SC**. En effet, pour conserver cette polarisation il faut que le nombre de renversement de spin dans celui-ci soit faible devant le nombre total d'électrons injectés j/e , soit (d'après II.5) :

$$\frac{\Delta\mu t_{SC}}{e^2 \rho_{SC} \lambda_{DS}^2} \ll \frac{j}{e} \quad (\text{II.8})$$

Pour une valeur optimale de $\frac{\Delta R}{R^P}$, la perte de tension ΔV entre le drain et la source doit être égale à celle engendrée par l'accumulation de spin, c'est-à-dire : $\Delta\mu \approx Pe\Delta V \approx Per_I j$, ce qui nous permet de réécrire II.8 sous la forme : $r_I \ll \rho_{SC} \frac{\lambda_{DS}^2}{t_{SC}} = r_2$.

La relation II.7b montre que, plus t_{SC} est faible devant la longueur de diffusion de spin, plus la fenêtre imposée à la résistance d'interface pour avoir une injection et une détection efficaces est grande. Au fur et à mesure que t_{SC} se rapproche de λ_{DS}^{SC} , la fenêtre de fonctionnement rétrécit et l'amplitude maximale $\frac{\Delta R}{R^P}$ diminue en $\exp(-\frac{t_{SC}}{\lambda_{DS}^{SC}})$ (Fig.II.4).

Lorsque la première inégalité est réalisée (injection de spin), on peut montrer [Fert06] que le rapport $\frac{\Delta R}{R^P}$ s'exprime sous la forme :

$$\frac{\Delta R}{R^P} = \frac{P^2}{1-P^2} \frac{1}{1 + \tau_{SC}/\tau_s} \quad (\text{II.9})$$

où $\frac{\tau_{SC}}{\tau_s} = \frac{r_I}{2r_2}$. Nous avons introduit ici une nouvelle quantité τ_{SC} qui s'apparente au temps de séjour (ou « dwell time ») dans l'interface et le SC. Ce temps de séjour est relié à la résistance d'interface via l'équation de Landauer : $\tau_{SC} \propto \frac{4t_{SC}}{v_{SC}} r_I$, où v_{SC} représente la vitesse des électrons dans le SC.

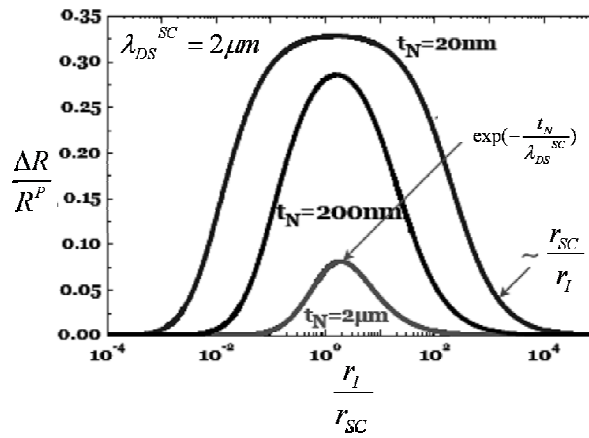


Fig.II.4 : d'après [Fert06]. $\frac{\Delta R}{R^P}$ en fonction du rapport $\frac{r_I}{r_{SC}}$ pour une structure MF/I/SC/I/MF pour différentes épaisseurs $t_N=t_{SC}$ du SC ; $P = 0.5$ ici. Quand l'épaisseur du SC s'approche de la longueur de diffusion $\frac{\Delta R}{R^P}$ tend vers zéro et la fenêtre imposée à la résistance d'interface se rétrécit.

L'équation II.9 illustre simplement le fait que pour maintenir dans le SC une polarisation constante, le temps de séjour à travers l'interface et dans le SC ne doit pas excéder le temps de vie de spin, autrement dit l'interface ne doit pas être trop « résistive ».

En pratique, cette condition est la plus difficile à remplir, en particulier pour des dispositifs à géométrie latérale (où le t_{SC} est grand) et constitue une des raisons fondamentales pour laquelle aujourd'hui aucun spin-FET n'a vu le jour. En effet, à cause de la faible vitesse des électrons dans le SC, le temps de séjour est souvent plus long que le temps de vie de spin (de l'ordre de la nanoseconde à température ambiante dans le GaAs). Récemment, des dispositifs ont été proposés fonctionnant avec

des nanotubes de carbone (NC) [Hueso07], à très basse température. Dans ce cas, le transport dans les NC est balistique (les électrons se propagent à une vitesse proche de celle de Fermi). Le temps de séjour, qui est inversement proportionnel à la vitesse des électrons, est alors considérablement diminué par rapport au temps de séjour dans un SC (un facteur environ 100).

Indépendamment des critères imposés à l'interface, l'utilisation d'un transport balistique, où la vitesse des électrons est grande, semble donc être une situation favorable pour une injection et une détection de spin efficaces.

En conclusion, les inégalités II.7 montrent que le contrôle exact de l'interface est un prérequis essentiel à la réalisation de dispositifs de l'électronique de spin. Les paramètres physiques importants pour décrire leur fonctionnement sont alors la longueur de diffusion de spin (qui est un terme de volume à comparer à la distance entre la source et le drain) et le temps de séjour (qui est un terme d'interface à comparer avec le temps de vie du spin).

2. La physique du transport au-dessus du niveau de Fermi

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à l'étude des filtres à spin à électrons chauds. Ces dispositifs ajoutent un nouveau degré de liberté par rapport à ceux fonctionnant à l'énergie de Fermi : **l'énergie à laquelle le transport a lieu**. Dans ce type de dispositifs, le transport électronique est assuré par des électrons chauds. Nous appellerons par la suite, **électron chaud**, tout électron qui n'est pas en équilibre avec les électrons de conduction. Ces électrons possèdent une énergie cinétique supérieure à celle de Fermi.

L'objectif de cette partie est de présenter les processus physiques qui décrivent le transport dépendant du spin dans ces dispositifs. Nous verrons que leur fonctionnement est très différent de celui des dispositifs usuels de l'électronique de spin. Nous présentons dans un premier temps les filtres à spin élastiques. Dans ces filtres à spin, le transport des électrons qui traversent la couche magnétique est balistique et est caractérisé par un libre parcours moyen inélastique qui dépend du spin. Ils fonctionnent à *température ambiante* et présentent une très grande sélectivité en spin (de l'ordre de 70%), mais souffrent d'une faible collection dans le SC, ce qui limite en pratique leurs performances en tant que vannes de spin.

Dans un second temps, nous présentons les filtres à spin « inélastiques », qui sont une extension des filtres à spin élastiques dans le cas où la relaxation des électrons incidents (*injectés à une énergie plus élevée*) n'est plus négligeable.

2.A. Concepts généraux autour des filtres à spin

L'injection et la détection d'un courant polarisé de spin supposent de pouvoir d'une manière ou d'une autre discriminer les électrons en fonction de leur spin. De façon générale, il est possible de discriminer un courant d'électrons polarisés de spin en agissant soit sur les variables d'espace de l'électron (*sélection des spins dans l'espace*), soit en agissant sur la variable « temps » (*sélection des spins dans le temps*) (**Fig.II.5**).

Il existe alors deux types de filtres à spin : ceux qui agissent sur les variables spatiales, et ceux qui agissent sur la variable temps (ou énergie).

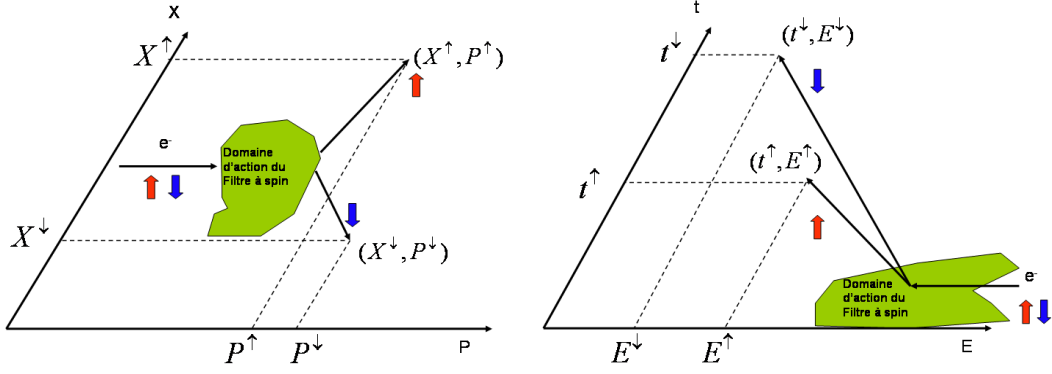


Fig.II.5 : Action des filtres à spin sur les variables spatiales (gauche) et temporelle (droite) des électrons. Pour un filtre « spatial », après traversée du filtre à spin, les électrons de spin opposés n'occupent pas la même zone de l'espace des phases (X,P). Pour un filtre « temporel », les électrons de spin opposés sortent du filtre à spin à des instants et à des énergies différents.

2.A.1. Filtres à spin agissant sur les variables spatiales

L'une des premières expériences qui a mis en évidence l'existence et la quantification du spin électronique, l'expérience de Stern et Gerlach (1921), est un exemple célèbre de filtre à spin qui agit sur les variables spatiales. Dans cette expérience, réalisée avec des atomes d'argent, un champ magnétique inhomogène intense produit une force qui dévie les atomes selon deux directions. Il est alors possible de discriminer en spin quasi parfaitement un flux d'atomes. Dans ce cas, la polarisation de spin est $P = 100\%$ pour une efficacité de collection proche de 0.5. Malheureusement, cette expérience de filtre à spin n'est pas transposable au cas des électrons, car ceux-ci subissent également la force de Lorentz qui, en vertu du principe d'incertitude de Heisenberg, interdit toute discrimination des électrons en fonction de leur spin [Kessler85]. A notre connaissance, personne n'a pu à l'heure actuelle réaliser de filtre à spin électronique utilisant le principe de Stern et Gerlach. Pour filtrer un courant d'électrons polarisés de spin, une solution consiste à tirer profit des interactions dépendantes du spin dans les solides : l'interaction spin-orbite et l'interaction d'échange en sont des exemples.

L'interaction spin-orbite est à la base du fonctionnement des détecteurs de Mott, et permet de séparer les spins spatialement. En effet, pour un courant d'électrons polarisés normalement au plan d'incidence, la section efficace de diffusion dans un métal comme l'or dépend à la fois de l'orientation du spin et de l'angle de diffusion [Mott65].

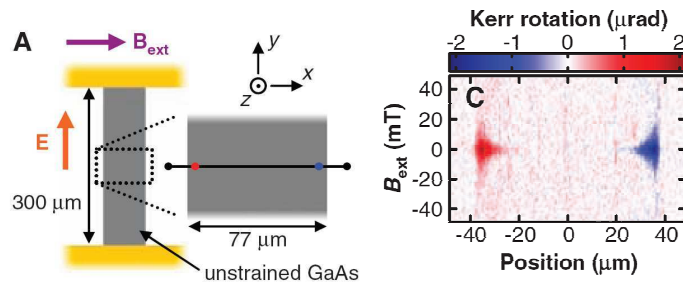


Fig.II.6 : d'après [Kato04]. A gauche : schéma de l'expérience et de l'échantillon de GaAs. A droite : rotation Kerr (RK) en fonction de la position et du champ magnétique extérieur (effet Hanle).

L'interaction spin-orbite est également à l'origine d'un autre effet spectaculaire prédit par D'Yakonov et Perel en 1971 : l'effet Hall de spin (**Fig.II.6**). Cet effet a été observé en 2004 par l'équipe d'Awschalom dans un système tout solide [Kato04]. En présence d'un courant électrique circulant dans le plan d'une couche mince d'un semi-conducteur non contraint (GaAs), l'interaction spin-orbite

diffuse les électrons de spin opposés dans deux directions, donnant naissance à un courant pur de spin, sans courant de charge associé. Les auteurs ont ainsi mesuré en microscopie Kerr une accumulation de spin aux bords de l'échantillon. Cet effet peut être annulé en présence d'un champ magnétique extérieur (effet Hanle).

Cette expérience est la première montrant un effet de filtre à spin sur un système tout solide basé sur la séparation spatiale des spins.

2.A.2. Filtres à spin agissant sur la variable « temps »

L'autre classe importante de filtres à spin est basée sur la séparation dans le temps ou en énergie d'un faisceau d'électrons polarisés. En général, le fonctionnement de ces filtres à spin repose sur l'interaction d'échange. L'interaction d'échange est responsable dans les métaux ferromagnétiques de l'existence d'un libre parcours moyen inélastique qui dépend du spin [Pierce74, Pappas91, Gröbli95, Drouhin96, Oberli98, Weber01]. L'ensemble de ces expériences a montré que le libre parcours moyen inélastique est plus grand pour les spins majoritaires que pour les spins minoritaires. La raison est que le nombre d'états vacants vers lequel un électron de spin minoritaire peut être diffusé est plus grand que pour un électron majoritaire [Penn85].

Le fonctionnement de ces filtres à spin consiste alors dans un premier temps à **séparer en énergie** des électrons en fonction de leur spin (via un libre parcours moyen inélastique dépendant du spin) et dans un second temps, à les **sélectionner en énergie** par une barrière de potentiel (comme la barrière de Schottky dans une jonction métal/SC, ou le niveau du vide dans une feuille auto-supportée).

Ce résultat peut-être vu comme la conséquence de la séparation en temps des spins. En effet, le nombre de collisions inélastiques, ou de façon équivalente l'énergie perdue au cours des processus de relaxation, croît avec le temps passé dans la structure magnétique.

Si le temps de vie des électrons dépend du spin on pourra alors définir très généralement des temps de traversée du filtre à spin différents pour les deux orientations de spin : $\tau^\uparrow$ et $\tau^\downarrow$. Le rôle de l'interface (via la barrière de potentiel) est d'introduire un temps de discrimination τ_D qui agit en quelque sorte comme un « filtre passe bas » en temps.

Le fonctionnement du filtre à spin est alors schématiquement le suivant : tous les électrons qui mettent un temps $\tau < \tau_D$ à franchir le filtre à spin, seront collectés et mesurés en dehors du filtre à spin.

Inversement, tous les électrons qui mettent un temps $\tau > \tau_D$ à le traverser auront perdu trop d'énergie et ne seront pas collectés (ils seront mesurés dans le filtre à spin).

Il s'agit donc par nature d'un dispositif à trois terminaux.

En conclusion, le filtre à spin a une double fonction : d'une part discriminer en spin un courant d'électrons et d'autre part sélectionner dans le temps les électrons rapides qui ont par conséquent peu séjourné dans le filtre à spin (et donc peu relaxé leur spin).

2.A.3. Comparaison du transport à E_F et au-dessus de E_F .

Les filtres à spin que nous venons de présenter et les dispositifs usuels de l'électronique de spin se différencient donc par un mode de fonctionnement différent, mais la physique qui les gouverne est également très différente. Le fonctionnement des dispositifs au niveau de Fermi est dicté par des processus essentiellement diffusifs et proche de l'équilibre. Les difficultés rencontrées (de nature technologique et théorique) sont alors multiples : polarisation des électrodes, temps de séjour longs, problèmes d'interfaces et de désaccord de conductivité entre matériaux magnétiques et non magnétiques.

Pour comprendre les dispositifs à spin à électrons chauds, il est souvent plus simple d'oublier ce que l'on sait sur la physique « au niveau de Fermi », car les contraintes imposées par les processus proches de l'équilibre disparaissent pour des électrons loin de l'équilibre. En particulier, le flux d'électrons, ou le courant de spin, ne provient pas d'un gradient de potentiel électrochimique, mais uniquement de leur énergie cinétique. Par ailleurs, ces filtres à spin reposent sur le transport

d'électrons chauds qui vont d'une part sonder des portions de la structure de bande des métaux *inaccessibles* pour des électrons de Fermi, et d'autre part subir des collisions de nature *à priori* différentes. Une caractéristique importante de ces filtres à spin est que la sélection en spin s'effectue sur la base de l'énergie. En d'autres termes, parmi l'ensemble des processus de diffusion, seuls ceux de *nature inélastique et dépendante du spin* auront un rôle important dans la sélectivité du filtre à spin. **L'existence d'un libre parcours moyen inélastique (IMEFP) dépendant du spin est donc un prérequis essentiel à leur fonctionnement, et sa connaissance est importante.** Les processus élastiques et dépendants du spin auront un rôle indirect : en redistribuant le vecteur d'onde, ils augmentent le temps passé dans le métal, et donc la probabilité qu'un électron subisse une autre collision inélastique².

Ceci est donc une différence notable avec les dispositifs fonctionnant au niveau de Fermi, où l'ensemble des diffusions dépendantes du spin, qu'elles soient élastiques et inélastiques, participe également aux performances de ces dispositifs.

Une autre remarque importante est que les problèmes liés à l'interface exposés plus haut entre un métal et un SC ne se posent *à priori* plus pour les filtres à spin à électrons chauds. **Il est par exemple possible d'injecter un courant polarisé (40%) d'un MF vers un SC [Huang07, Appelbaum07].**

De façon générale, l'ensemble des « contraintes » et notions introduites par le transport au niveau de Fermi, comme la longueur de diffusion de spin, ou l'accumulation de spin n'aura donc plus à être considéré dans le cas des filtres à spin à électrons chauds.

2.B. Filtres à spin élastiques : dispositifs et formalismes

Nous appelons filtres à spin élastiques, un filtre à spin dans lequel le transport (injection et analyse) s'effectue à énergie constante.

2.B.1. Dispositifs expérimentaux

Au milieu des années 90, l'effet de filtre à spin commence à être utilisé pour réaliser des vannes de spin à électrons chauds de très basse énergie dans des dispositifs tout solides : le transistor à vanne de spin SVT, ou transistor de Monsma [Monsma95, Jansen03].

Par analogie avec la TMR, on définit pour ces dispositifs le magnéto-courant par :

$$MC = \frac{I_C^P - I_C^{AP}}{I_C^{AP}} \quad (\text{II.10})$$

où $I_C^{P,AP}$ représente le courant collecté dans le SC en configuration parallèle (P) et antiparallèle (AP).

Ce magnéto-courant est relié à l'asymétrie de spin du courant collecté par :

$$A = \frac{I_C^P - I_C^{AP}}{I_C^P + I_C^{AP}} = \frac{MC}{MC + 2} \quad (\text{II.10b})$$

Ces SVT présentent des magnéto-courants très élevés, de plus de 300 % à température ambiante (**Fig. II.7**). Il existe une autre variante des SVT : les transistors tunnel magnétiques ou MTT [Mizushima97, VanDijken02] (**Fig.II.8**).

² Ce type de diffusion joue également un rôle lorsque l'efficacité de collection à travers la barrière de potentiel dépend également du vecteur d'onde de l'électron.

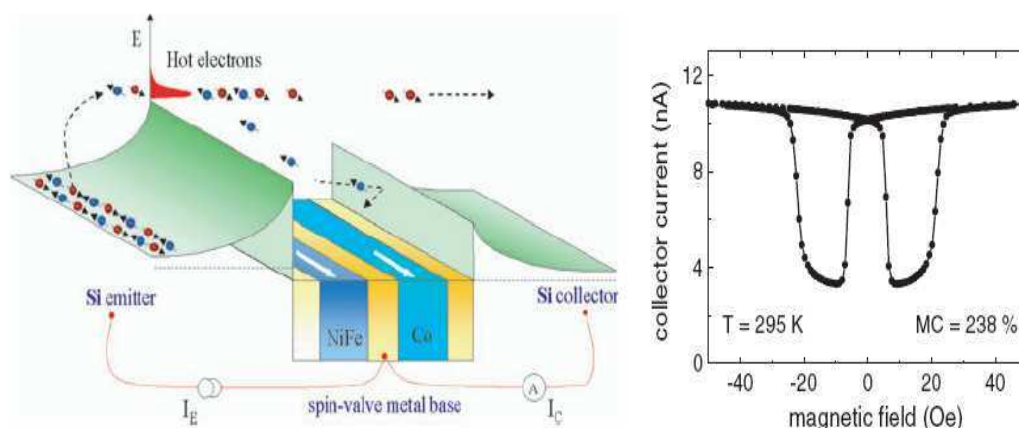


Fig.II.7 : d'après [Jansen03]. A gauche : Diagramme d'énergie d'un SVT. A droite : Courant collecté I_C en fonction du champ magnétique appliqué avec une source Si(100), un collecteur Si(111) et une base Pt(2nm)/NiFe(3nm)/Au(3.5nm)/Co(3nm)/Au(4nm) ; $I_E = 2$ mA, $V_{BC} = 0$ et $T = 295$ K. I_E désigne le courant injecté.

Ces MTT existent sous deux versions légèrement différentes : soit l'émetteur est non magnétique, et dans ce cas la base est constituée d'une bicouche magnétique (**Fig.II.8**), soit l'émetteur est magnétique, et dans ce cas la base est formée d'une seule couche magnétique. Les deux présentant des performances similaires.

L'étude des MTT s'est avérée plus riche et plus prometteuse que celle des SVT pour plusieurs raisons. Tout d'abord, leur fabrication est plus aisée. En effet, les SVT sont réalisés en fabricant séparément deux diodes Schottky, et en collant sous vide les deux métaux par une technique appelée collage moléculaire (« vacuum metal bonding ») [Shimatsu98], alors que les MTT peuvent être entièrement réalisés par évaporation de la structure sous vide et leur fabrication est compatible avec les techniques de lithographie optique. L'oxyde est en général formé par oxydation d'une couche de 2 nm d'aluminium. D'autre part, dans un MTT, il est possible de varier l'énergie d'injection des électrons incidents en polarisant l'émetteur par rapport à la base. Ceci est un grand avantage par rapport aux SVT où l'énergie des électrons incidents est fixée par la hauteur de la barrière de Schottky formée entre l'émetteur et la base (**Fig.II.7**).

Cette possibilité permet ainsi une étude spectroscopique et dépendante du spin du transport d'électrons sur une gamme d'énergie allant de 0.8 à 2 eV (au-delà l'oxyde est susceptible de claquer). Cette gamme d'énergie est en général très peu connue et difficilement accessible par les techniques classiques de spectroscopie. En effet, les libres parcours moyen à ces énergies étant de l'ordre de grandeur des épaisseurs déposées, les électrons transmis et donc ceux qui sont *analysés*, ont perdu peu d'énergie. Il est par conséquent raisonnable d'admettre que les électrons transmis sont essentiellement des électrons élastiques. C'est pour cette raison que nous les avons baptisés « *filtres à spin élastiques* » (i.e. les électrons transmis n'ont subi que des diffusions élastiques). Par ailleurs, il a été mesuré dans ces MTT, des magnéto-courants (MC) de plus de 3000% (**Fig.II.8**). C'est un résultat important, car il démontre à nouveau la possibilité de réaliser des vannes de spin à électrons chauds tout solides extrêmement efficaces et fonctionnant à température ambiante avec des métaux ferromagnétiques usuels. A l'heure actuelle, le principal inconvénient de ces dispositifs demeure dans leur faible efficacité de collection. En effet, bien que le filtre à spin atténue en soit modestement le courant (libre parcours moyen grands à des énergies de l'ordre de l'eV), l'efficacité de collection dans le SC est faible car le nombre d'états accessibles dans le SC à basse énergie est beaucoup plus faible que dans un métal. C'est en quelque sorte l'effet revers du désaccord des conductivités, qui cette fois-ci nuit à l'efficacité de collection³.

³ Ce problème n'est pas nouveau. Ce fut en effet, l'un des principaux obstacles au développement des transistors à base métallique au cours des années 60-70 [Sze66].

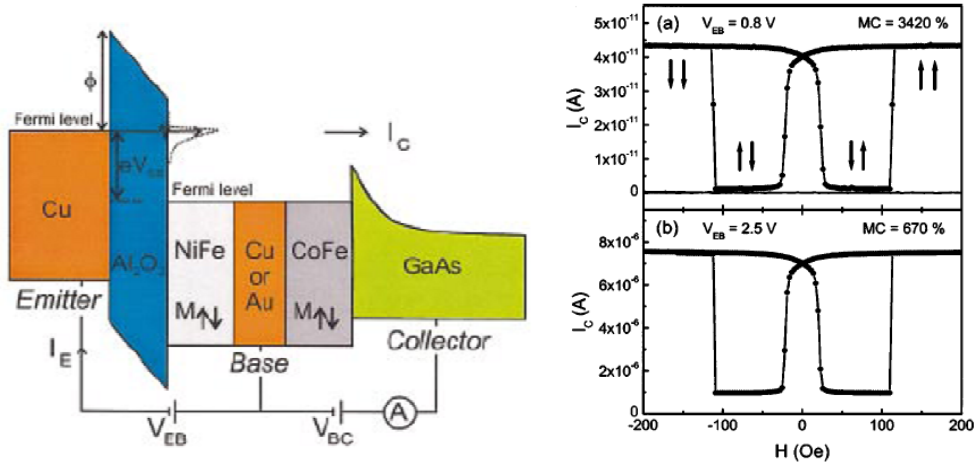


Fig.II.8 : d'après [VanDijken03]. (gauche) Schéma d'un MTT. (droite) Courant collecté en fonction du champ magnétique appliqué pour (a) $V_{EB} = 0.8$ V et (b) $V_{EB} = 2.5$ V à 77K (courant de fuite ≈ 0.5 pA) pour une épaisseur du MTT de 5 nm.

Ces effets spectaculaires de filtre à spin ont été par ailleurs récemment utilisés dans la variante magnétique du BEEM (« Ballistic Electron Emission Microscopy »): le BEMM (« Ballistic Electron magnetic Microscopy »), qui permet d'aborder l'imagerie magnétique de structures type vanne de spin avec une résolution nanométrique [Rippard99, Rippard00]. Cette technique apparaît alors comme l'extension d'un système d'imagerie magnétique à deux terminaux (STM à pointe magnétique) à un système à trois terminaux (BEMM).

2.B.2. Formalisme des filtres à spin élastiques

Nous décrivons ici un formalisme simple, adapté pour comprendre le fonctionnement des filtres à spin élastiques. Nous rappelons que le terme élastique désigne un transport d'électrons chauds se faisant à énergie constante dans le filtre à spin. Expérimentalement cela correspondrait à la situation « idéale » où l'on injecterait une distribution d'électrons libres d'énergie E_0 , et où l'analyse des électrons sortants se ferait à la même énergie E_0 . L'objectif de ce paragraphe n'est pas de décrire la physique détaillée du transport dans le filtre à spin, **mais de dégager les notions importantes caractéristiques des filtres à spin en lien avec les mesures expérimentales associées**. Ce formalisme nous sera utile au prochain paragraphe car nous l'étendrons au cas d'un transport avec relaxation de l'énergie, et création d'électrons secondaires.

2.B.2.1. Formalisme macroscopique

Considérons un filtre à spin portant une aimantation pouvant prendre deux directions (orientée selon l'axe z) notées respectivement σ et $\bar{\sigma}$. On va considérer par la suite la transmission à travers ce filtre à spin d'un courant incident monocinétique d'électrons polarisés de spin.

Ce courant est caractérisé par son énergie E_0 , son intensité I_0 et sa polarisation P_0 orientée selon l'axe z. On peut montrer [Kessler85] que ce courant se décompose en un faisceau d'électrons totalement polarisés de vecteur de spin $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ (noté $\uparrow$) et d'intensité $\frac{1+P_0}{2}$, et d'un faisceau totalement polarisé

de vecteur de spin $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ (noté $\downarrow$) et d'intensité $\frac{1-P_0}{2}$. Ainsi, pour un courant incident I_0 normalisé à 1

(ce que l'on supposera par la suite), on a :

$$\begin{pmatrix} I_0^{\uparrow} \\ I_0^{\downarrow} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1+P_0}{2} \\ \frac{1-P_0}{2} \end{pmatrix}$$

avec $I_0 = I_0^{\uparrow} + I_0^{\downarrow} = 1$. Par la suite on désignera par $\uparrow$ et $\downarrow$, les deux directions de spin des électrons injectés. Par définition, le filtre à spin transmet différemment les électrons $\uparrow$ et les électrons $\downarrow$ ⁴. Appelons respectivement $t_p^{\uparrow\sigma}$ et $t_p^{\downarrow\sigma}$ la transmissivité des électrons respectivement $\uparrow$ et $\downarrow$ dans la configuration magnétique σ . Comme nous le verrons plus loin, ces coefficients font intervenir à la fois les propriétés de volume du filtre à spin, c'est-à-dire, sa capacité à discriminer en énergie un faisceau d'électrons polarisés, et d'autre part celles de son interface (la transmission à l'interface dépend de l'énergie, du vecteur d'onde $\mathbf{k}$, et éventuellement du spin des électrons).

Enfin, on désigne par $I_C^{\uparrow\sigma}$ et $I_C^{\downarrow\sigma}$ les courants d'électrons transmis de polarisation $\uparrow$ (resp. $\downarrow$) dans la configuration magnétique σ . On peut remarquer que par symétrie, on a :

$$t_p^{\uparrow\sigma} = t_p^{\downarrow\bar{\sigma}}$$

De sorte que l'on pourra par la suite simplifier les notations en appelant t_p^{σ} la transmission du filtre à spin, avec $\sigma = 1$ lorsque la polarisation du spin incident est parallèle à l'aimantation et $\sigma = -1$ lorsqu'elle est antiparallèle. Nous allons de plus supposer que **les renversements de spin qui peuvent avoir lieu dans le filtre à spin sont négligeables**. Cette hypothèse est très raisonnable, car le temps de séjour dans la structure (~ 10 fs) est très faible devant le temps de vie du spin dans le métal (~ 1 ns [Zutic04]).

On a alors :

$$\begin{pmatrix} I_C^{\uparrow\sigma} \\ I_C^{\downarrow\sigma} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_p^{\sigma} & 0 \\ 0 & t_p^{-\sigma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_0^{\uparrow} \\ I_0^{\downarrow} \end{pmatrix}$$

On associe à un filtre à spin **trois grandeurs, mesurables expérimentalement** : la transmission T^{σ} pour les deux configurations magnétiques, la polarisation P_C^{σ} des électrons transmis, et enfin l'asymétrie A du courant transmis obtenue lorsque l'on renverse l'aimantation.

On définit ces grandeurs comme :

$$\begin{cases} T^{\sigma} = I_C^{\uparrow\sigma} + I_C^{\downarrow\sigma} \\ 2T = T^{\sigma} + T^{\bar{\sigma}} \\ A = \frac{T^{\sigma} - T^{\bar{\sigma}}}{T^{\sigma} + T^{\bar{\sigma}}} = \frac{\Delta T}{2T} \\ P_C^{\sigma} = \frac{I_C^{\uparrow\sigma} - I_C^{\downarrow\sigma}}{I_C^{\uparrow\sigma} + I_C^{\downarrow\sigma}} \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

Nous allons maintenant donner une expression de T^{σ} et de P_C^{σ} ; l'asymétrie s'exprimant elle à partir de T^{σ} . Pour cela nous utiliserons un formalisme matriciel, qui va nous permettre de relier simplement le courant et la polarisation des électrons transmis au courant et à la polarisation incidente. Ce formalisme est particulièrement adapté aux filtres à spin élastiques car l'énergie étant conservée, le formalisme pourra être appliqué au cas où l'on met plusieurs filtres à spin en série.

On a alors d'après II.11 :

⁴ Dans le cas plus général où la polarisation des électrons n'est pas colinéaire à l'aimantation, le filtre à spin agit également sur l'orientation du vecteur polarisation par un effet de précession que nous n'aborderons pas ici [Weber01, Joly06].

$$\begin{pmatrix} T^\sigma \\ T^\sigma P_C^\sigma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_C^{\uparrow\sigma} \\ I_C^{\downarrow\sigma} \end{pmatrix}$$

et :

$$\begin{pmatrix} I_0^{\uparrow} \\ I_0^{\downarrow} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ P_0 \end{pmatrix}$$

soit :

$$\begin{pmatrix} T^\sigma \\ P_C^\sigma T^\sigma \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_p^\sigma & 0 \\ 0 & t_p^{-\sigma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ P_0 \end{pmatrix}$$

On obtient après simplification :

$$\begin{pmatrix} T^\sigma \\ P_C^\sigma T^\sigma \end{pmatrix} = t_p \begin{pmatrix} 1 & \sigma.S \\ \sigma.S & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ P_0 \end{pmatrix} = \mathfrak{S}^\sigma \begin{pmatrix} 1 \\ P_0 \end{pmatrix} \quad (\text{II.12})$$

Avec :

$$t_p = \frac{t_p^\sigma + t_p^{\bar{\sigma}}}{2} \text{ et } S = \frac{t_p^\sigma - t_p^{\bar{\sigma}}}{t_p^\sigma + t_p^{\bar{\sigma}}} . \quad (\text{II.13})$$

t_p s'appelle **la transmissivité du filtre à spin** et S la **fonction de Sherman**. On désigne par $\mathfrak{S}^\sigma$, la matrice « filtre à spin ». On obtient donc, comme expression pour les trois grandeurs introduites plus haut :

$$\begin{cases} T^\sigma = t_p (1 + \sigma.S P_0) \\ P_C^\sigma = \frac{\sigma.S + P_0}{1 + \sigma.S P_0} \\ A = S P_0 \end{cases} \quad (\text{II.14})$$

Aux trois grandeurs mesurables expérimentalement correspond donc deux grandeurs plus intrinsèques au filtre à spin : sa **transmissivité t_p** et sa **fonction de Sherman S** .

La transmissivité t_p , traduit la capacité du filtre à spin à diminuer ou à amplifier un courant incident. Cette grandeur est donc liée au **gain du filtre à spin**, et dans le cas d'un filtre élastique cette quantité reste *toujours inférieure à 1*.

Pour interpréter la fonction de Sherman, nous allons nous placer dans le cas où la polarisation des électrons incidents est nulle, on a alors d'après (II.14) $P_C^\sigma = \sigma S$.

Cette expression nous permet de donner une signification physique à S : la fonction de Sherman du filtre à spin correspond à la polarisation des électrons transmis, lorsque le faisceau incident est non polarisé. En électronique de spin, cette quantité est exactement la polarisation P de l'électrode. Cette grandeur, intrinsèque au filtre à spin, traduit ainsi sa **capacité à polariser en spin un faisceau d'électron**. D'autre part, une mesure d'asymétrie est proportionnelle à la polarisation des électrons incidents et à S . Autrement dit, la fonction de Sherman traduit également **la capacité du filtre à spin à analyser la polarisation d'un faisceau d'électrons. Dans le cas des filtres à spin élastiques, ces deux propriétés trouvent leur fondement dans la fonction de Sherman S** .

Cette vision est cependant à nuancer en pratique. En effet, l'égalité de l'asymétrie et de la polarisation dépend des conditions expérimentales de collecte. Si le collecteur possède une résolution supérieure au volt, le courant collecté pourra également inclure des électrons inélastiques provenant d'excitations de Stoner. La différence entre P et A renseigne ainsi sur l'importance du transfert de spin au cours de la propagation. Oberli *et al* ont ainsi montré que la différence entre ces deux quantités est inférieure à 5% [Oberli99].

Il faut enfin signaler que si les mesures, effectuées sous *ultra-vide*, de polarisation et d'asymétrie donnent toutes les deux accès à la fonction de Sherman, les techniques expérimentales associées sont néanmoins très différentes :

- dans le premier cas, pour un courant d'électrons non polarisés, la mesure de la polarisation du faisceau transmis s'effectue à l'aide d'un détecteur de spin, qui est une technique délicate à mettre en œuvre.
- dans l'autre cas, il faut disposer d'une source à électrons de polarisation connue (technique aujourd'hui bien maîtrisée) et mesurer une asymétrie de courant transmis.

Ces études peuvent être grandement simplifiées expérimentalement si l'on fabrique deux filtres à spin en série. Avec une telle structure on réalise en effet un dispositif à vanne de spin. Le premier filtre à spin agit alors comme un polariseur et le second comme un analyseur⁵. Il devient ainsi superflu de disposer d'une source d'électrons polarisés, ou d'un dispositif d'analyse en spin. Une mesure d'asymétrie de courant dans les différentes configurations permet en principe d'étudier ce dispositif. Nous allons préciser ce point en généralisant le formalisme matriciel introduit ci-dessus au cas d'une structure à vanne de spin.

Pour deux filtres à spin en série, la matrice « filtre à spin » du SVT $\mathfrak{S}_{SVT}$ est simplement donnée par le produit des matrices « filtre à spin » des deux couches magnétiques ($\mathfrak{S}_2^\sigma$ et $\mathfrak{S}_1^\mu$). On a ainsi :

$$\mathfrak{S}_{SVT} = \mathfrak{S}_2^\sigma \mathfrak{S}_1^\mu = T_{S1} T_{S2} \begin{pmatrix} 1 + S_1 S_2 & \sigma S_1 + \mu S_2 \\ \sigma S_1 + \mu S_2 & 1 + S_1 S_2 \end{pmatrix} \quad (\text{II.15})$$

Dans le cas général il y a 4 états possibles du système, correspondant chacun à une aimantation donnée des couches 1 et 2. Pour un faisceau incident non polarisé, les configurations « $\sigma\mu$ » et « $\bar{\sigma}\bar{\mu}$ » sont équivalentes, ainsi que les configurations « $\sigma\bar{\mu}$ » et « $\bar{\sigma}\mu$ ». On peut alors définir sans ambiguïté deux états : **l'état parallèle P** et **l'état antiparallèle AP**. L'asymétrie de courant (dédue de (II.12) et (II.15)) pour ces deux états donne alors :

$$A_{SVT} = S_1 S_2 \quad (\text{II.16})$$

C'est-à-dire que l'asymétrie de courant est le produit des deux fonctions de Sherman. Cette expression est analogue à celle obtenue en TMR (II.2b).

2.B.2.2. Calcul microscopique de t_p et S

Les grandeurs propres au filtre à spin peuvent être évaluées en supposant un transport balistique dans le filtre à spin (c'est-à-dire en supposant que l'électron n'a subi aucune collision de nature élastique ou inélastique). Pour un courant d'électrons incidents $I_0^{\uparrow\downarrow}$ d'énergie $\mathcal{E}$, si l'on analyse les électrons collectés à l'énergie $\mathcal{E}$, le courant transmis dépendant du spin est donné par⁶ :

$$I_C^\sigma = \alpha^\sigma \exp\left(-\frac{d}{\lambda^\sigma}\right) I_0$$

où α^σ correspond aux coefficients de transmission (éventuellement dépendants du spin) à l'interface et à l'énergie $\mathcal{E}$, et λ^σ aux libres parcours moyen inélastiques pour les deux états de spin. On a alors :

$$t_p = \exp\left(-\frac{d}{\lambda}\right) \cosh\left(\frac{d}{\delta}\right) \left[\alpha + s \tanh\left(\frac{d}{\delta}\right) \right]$$

$$S = \frac{s + \alpha \tanh\left(\frac{d}{\delta}\right)}{\alpha + s \tanh\left(\frac{d}{\delta}\right)}$$

⁵ Cette situation est très similaire avec l'optique, où l'on peut caractériser un polariseur par sa transmissivité et sa sélectivité S . L'étude du système {Polariseur-Analyseur} (identiques) permet de caractériser les deux éléments.

⁶ Les contributions des diffusions élastiques et inélastiques qui ne dépendent pas du spin, ont pour effet de multiplier par un même facteur les deux courants transmis, et donc n'affecte pas la fonction de Sherman du filtre à spin. En revanche, les contributions élastiques et dépendantes du spin compliquent l'expression des courants transmis; ici nous les négligeons.

avec : $\alpha = \alpha^\sigma + \alpha^{-\sigma}$, $s = \frac{\alpha^\sigma - \alpha^{-\sigma}}{\alpha^\sigma + \alpha^{-\sigma}}$ et $\frac{1}{\lambda^\sigma} = \frac{1}{\lambda} - \sigma \frac{1}{\delta} = \frac{1}{\lambda} (1 - \sigma \frac{\lambda}{\delta})$

Nous avons introduit ici deux grandeurs caractéristiques du filtre à spin : δ et λ .

δ correspond physiquement à une longueur caractéristique de discrimination de spin, tandis que $1/\lambda$ correspond à la section efficace de collision moyenne. On définit également la quantité $\eta = \frac{\lambda}{\delta}$ qui représente l'asymétrie de spin du libre parcours moyen inélastique. Dans le cas où le coefficient de transmission ne dépend pas du spin, on obtient les équations microscopiques des filtres à spin élastiques à l'énergie d'analyse $\mathcal{E}$:

$$\begin{aligned} t_p &= \alpha \exp\left(-\frac{d}{\lambda}\right) \cosh\left(\frac{d}{\delta}\right) \\ S &= \tanh\left(\frac{d}{\delta}\right) \end{aligned} \quad (\text{II.17})$$

Les paramètres physiques qui déterminent les propriétés de transport dépendantes du spin dans un filtre à spin élastique sont donc donnés par le libre parcours moyen inélastique $\lambda(\mathcal{E})$ à l'énergie d'analyse $\mathcal{E}$, et par la longueur de discrimination de spin $\delta(\mathcal{E})$ de l'IMFP à cette même énergie.

2.B.2.3. Extractions expérimentales des paramètres de transport et d'interface $\lambda(E)$, $\eta(E)$ et α .

Les expériences réalisées avec des MTT (où l'émetteur est magnétique) [VanDijken02] en variant l'épaisseur de la base magnétique ont permis une détermination expérimentale et originale du libre parcours moyen inélastique ainsi que de sa dépendance en spin à très basse énergie d'injection.

La figure (**Fig.II.9**) représente la transmission et le magnéto-courant (MC) d'un MTT pour différentes épaisseurs du filtre à spin, à une énergie d'injection de 1.4 eV. Ces courbes montrent que la décroissance de la transmission est exponentielle, ce qui est compatible avec la formule **II.17**. **L'évolution de la transmission est donc avant tout un effet de volume.**

D'autre part le MC croît puis sature à partir de 4 nm, ce qui laisse penser que **la transmission dépendante du spin est également un effet de volume**. La valeur de saturation de l'asymétrie est alors donnée par la polarisation de l'émetteur, c'est à dire pour une asymétrie $A \approx S_1$ (équation **II.16**). VanDijken *et al* ont ainsi déterminé une polarisation de l'émetteur (CoFe) de 27%, valeur comparable à ce qu'ils obtiennent en GMR.

Par ailleurs à partir des équations **II.15** et des données expérimentales ($I_C^{AP} = I_C^{\bar{\sigma}}$ et $I_C^P = I_C^{\sigma}$) il est possible de déterminer le libre parcours moyen, ainsi que la longueur de discrimination de spin à une énergie donnée. En particulier pour une énergie de 1.4 eV, les auteurs déduisent $\lambda^\uparrow = 7$ nm et $\lambda^\downarrow = 1.1$ nm, soit $\lambda = 22$ Å et $\delta = 32$ Å ($\eta = 0.69$). Nous représentons sur la figure (**Fig.II.10**), le libre parcours moyen pour les deux directions de spin sur la gamme 1eV-1.8eV.

Nous remarquons que le libre parcours inélastique des électrons de spin majoritaire augmente lorsque l'énergie diminue. En revanche, le libre parcours inélastique des électrons de spin minoritaire est quasiment constant sur cette gamme d'énergie à cause de la grande densité d'états de la bande d'électrons de spin minoritaire.

Ces résultats montrent que l'IMFP moyen à basse énergie est essentiellement dominé par le libre parcours moyen des électrons de spin minoritaires. Par ailleurs, l'IMFP est très dépendant du spin. La conséquence majeure est que la longueur de discrimination de spin est du même ordre de grandeur que le libre parcours moyen inélastique. Autrement dit, un filtre à spin opérant à basse énergie associe à la fois une forte transmissivité dans la base métallique et une très grande sélectivité en spin (S grand).

En pratique, c'est le faible coefficient de collecte α (estimé ici à épaisseur nulle à partir de l'équation II.13, $\alpha = 4.10^{-4}$) à l'interface entre le métal et le semi-conducteur qui limite la transmission à de faibles valeurs⁷ et non un faible libre parcours moyen.

Enfin, il est intéressant de noter que la sélectivité en spin d'un filtre à spin élastique est déterminée par son épaisseur : sans changer la nature du matériau, on peut *ajuster* la polarisation de l'électrode en augmentant simplement l'épaisseur de la couche magnétique.

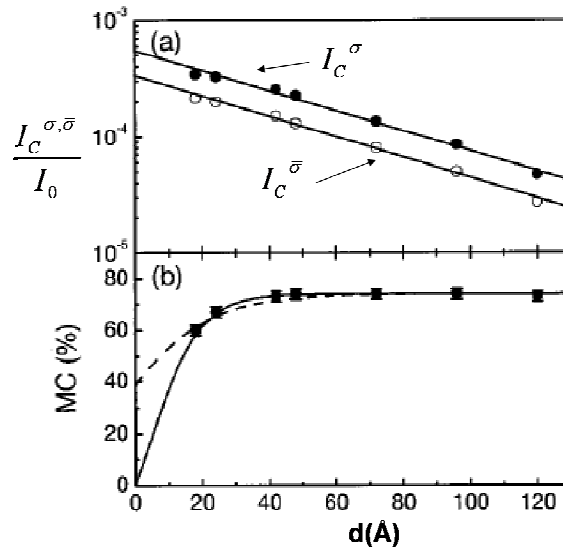


Fig.II.9 : d'après [VanDijken02]. (a) Transmission I_C/I_0 et (b) magnéto courant MC (équation II.10) en fonction de l'épaisseur d du métal ferromagnétique ($\text{Co}_{84}\text{Fe}_{16}$) à $V_{EB}=1.4$ V (77 K). Les cercles pleins correspondent à la transmission en configuration (P) ou σ , et les cercles vides à la configuration (AP) ou $\bar{\sigma}$.

⁷ La transmission peut également dépendre des interfaces entre le métal ferromagnétique et le(s) métal(ux) non magnétique(s). Cependant, ces pertes à l'interface peuvent être considérablement réduites en utilisant un métal adapté, comme le cuivre [Dijken02b].

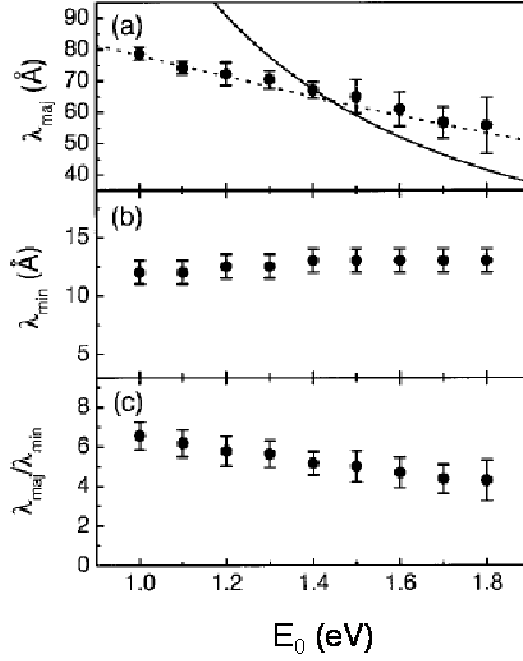


Fig.II.10 : d'après [VanDijken02]. Libres parcours moyen inélastiques des électrons majoritaires et minoritaires ($\text{Co}_{84}\text{Fe}_{16}$) en fonction de l'énergie d'injection E_0 .

2.C. Filtres à spin inélastiques : présentation et formalisme

2.C.1. Présentation.

Les filtres à spin que nous venons de présenter reposent sur un transport balistique défini à une énergie donnée. Ces dispositifs permettent alors une étude spectroscopique et dépendante du spin du transport, mais sur une gamme très étroite en énergie. Une question qu'il est intéressant de se poser, est comment évoluent les propriétés de transport lorsque l'énergie des électrons incidents est supérieure à quelques eV ? En particulier, que se passe-t-il lorsqu'un électron primaire de haute énergie est injecté à la surface d'un métal magnétique ? Le transport est-il toujours dépendant du spin ? A quelle énergie s'effectue le transport ?

C'est autour de ces questions que s'est construite une partie des activités expérimentales du groupe il y a une quinzaine d'années. L'approche que nous avons retenue est avant tout héritée des techniques de spectroscopies d'électrons polarisés, et elle se différencie donc de l'approche plus « dispositif » présentée plus haut avec les filtres à spin élastiques.

Dans cette dernière approche, l'objectif est de jouer sur les matériaux, dans lesquels s'effectue le transport électronique, afin de traiter efficacement une information portée par le spin des électrons.

L'approche que nous avons retenue a pour objectif d'extraire des informations sur les propriétés de transport dépendantes du spin et éventuellement sur les matériaux et/ou interfaces.

Nous pensons que, travailler avec des électrons libres injectés depuis le vide sur un filtre à spin est une technique à la fois originale et efficace pour l'étude du transport dépendant du spin.

Cette approche présente certains avantages par rapport aux MTT. D'une part on peut contrôler l'énergie incidente sur une large gamme, d'autre part il est possible de contrôler à la fois la forme et la polarisation de la distribution électronique injectée dans le filtre à spin. La source à électrons polarisés est obtenue à partir d'une cathode de GaAs mise en affinité électronégative et excitée en condition de pompage optique (**chapitre IV**).

L'étude en géométrie de transmission, peut alors s'effectuer soit en mesurant le courant transmis à travers le filtre à spin (feuille auto supportée) à l'aide d'une technique de comptage (channeltron), soit intégrer le collecteur au filtre à spin (diode Schottky MF/SC). Cette dernière approche est celle qui a été retenue pour cette thèse.

Les résultats pionniers obtenus au laboratoire dans ce domaine datent du milieu des années 90. Nous connaissons par ailleurs très peu d'expériences de transport d'électrons chauds polarisés de spin et fonctionnant dans une géométrie de transmission.

2.C.2. Résultats expérimentaux dans la gamme 3-80 eV.

Nous rappelons les résultats du groupe obtenus dans la gamme 3-80 eV lorsque le filtre à spin est une feuille auto supportée Au/Co/Au d'épaisseur totale 25 nm. Des résultats similaires ont été obtenus pour d'autres types de structures, comme des bicouches magnétiques [Cacho02], ou des jonctions Pd/Fe/Ox/GaAs [Filipe98].

2.C.2.1. Résultats sur la transmission (faisceau incident non polarisé).

Le principe de la mesure consiste à injecter un courant d'électrons polarisés de spin sur une feuille autosupportée Au(22nm)/Co(1nm)/Au(2nm) et à analyser en énergie le courant transmis pour différentes orientations de l'aimantation perpendiculaire (*mesure d'asymétrie*).

Dans ce cas, les plus basses énergies d'injection et d'analyse sont déterminées respectivement par le travail de sortie du métal E_v en face avant et en face arrière E_s (de l'ordre de 4 eV pour une surface propre d'Au).

Les filtres à spin Au/Co/Au [VanDerSluijs96] ont été étudiés avec des surfaces propres et césiées pour des énergies d'injection E_0 (référéncées par rapport au niveau de Fermi du métal) allant de 4 eV à 70 eV. Dans cette gamme d'énergie, les électrons subissent dans le métal des collisions qui sont principalement de nature inélastique. L'utilisation de grilles retardatrices permet par différenciation de remonter à la distribution d'électrons transmis pour des énergies comprises entre E_0 et E_s . Cette distribution se compose d'électrons primaires élastiques qui n'ont presque pas perdu d'énergie lors de leur traversée du filtre à spin (électrons de haute énergie), et d'électrons secondaires de faible énergie. Ces électrons secondaires ou « inélastiques » sont formés d'une part d'électrons primaires qui ont relaxé leur énergie, et d'autre part de « vrais » électrons secondaires excités par ces mêmes électrons primaires à partir d'états en dessous du niveau de Fermi.

Nous avons représenté sur la figure (Fig.II.11) un spectre en énergie typique de transmission. Lorsqu'un collecteur analyse la distribution à l'énergie $\mathcal{E}$, le courant collecté inclut à la fois la contribution des primaires relaxés et celle des « vrais » électrons secondaires, contributions qu'il est impossible de distinguer expérimentalement.

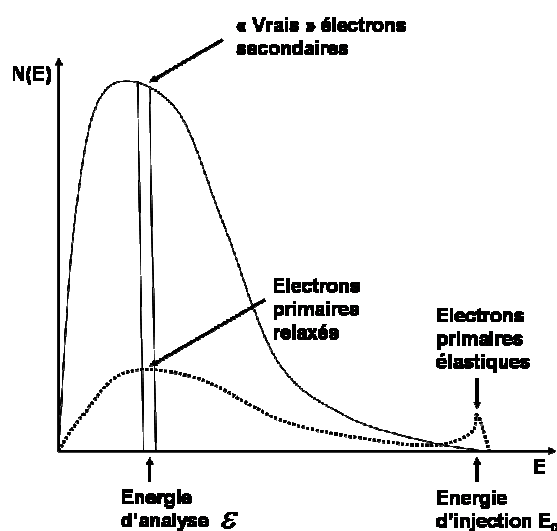


Fig.II.11 : Représentation d'une courbe typique de distribution en énergie des électrons sortant en géométrie de transmission. En pointillé, distribution des primaires (électrons primaires relaxés et électrons primaires élastiques), et en continue, distribution des « vrais » électrons secondaires.

Nous présentons en figure (**Fig.II.12 gauche**) une courbe de transmission pour un tel échantillon en fonction de l'énergie d'injection E_0 . Les contributions des transmissions d'électrons élastiques et secondaires sont également incluses.

On constate expérimentalement que la transmission « élastique » décroît avec l'énergie d'injection jusqu'à une valeur limite de l'ordre de 10^{-5} pour des énergies d'environ 30 eV. La diminution de la transmission élastique est attribuée à la décroissance prononcée du libre parcours moyen inélastique avec l'énergie et est comparable aux résultats obtenus par d'autres groupes [Oberli98]. La saturation à partir de 30 eV est très certainement liée à une transmission aux travers des trous⁸. **Le deuxième point important est la variation linéaire de la transmission inélastique avec l'énergie primaire. Pour des énergies supérieures à 30 eV, la contribution des secondaires devient même prédominante par rapport aux élastiques. La transmission totale varie alors linéairement avec l'énergie.**

Il est possible de varier le travail de sortie de la face arrière par une procédure de césiation. Sur la **Fig.II.12 (droite)**, nous présentons les distributions en énergie pour une énergie d'injection de 5.4 eV dans le cas d'une surface propre et césiée. En abaissant le travail de sortie, il est alors possible d'extraire notablement plus d'électrons secondaires. Dans ce cas la transmission totale est principalement dominée par la transmission inélastique.

Dans ces conditions, les mesures effectuées par A. Van Der Sluijs à différentes énergies d'injection (jusqu'à 70 eV) montrent que l'amplitude de la distribution des inélastiques varie de façon linéaire et que d'autre part la forme (ou la largeur) de la distribution ne change pas avec l'énergie primaire. La forme de la distribution des secondaires est alors bien décrite par une loi exponentielle dont la largeur ne dépend pas de l'énergie et est de l'ordre de 400 meV.

Cette dernière remarque nous sera utile pour formuler les hypothèses du modèle que nous présenterons au chapitre V.

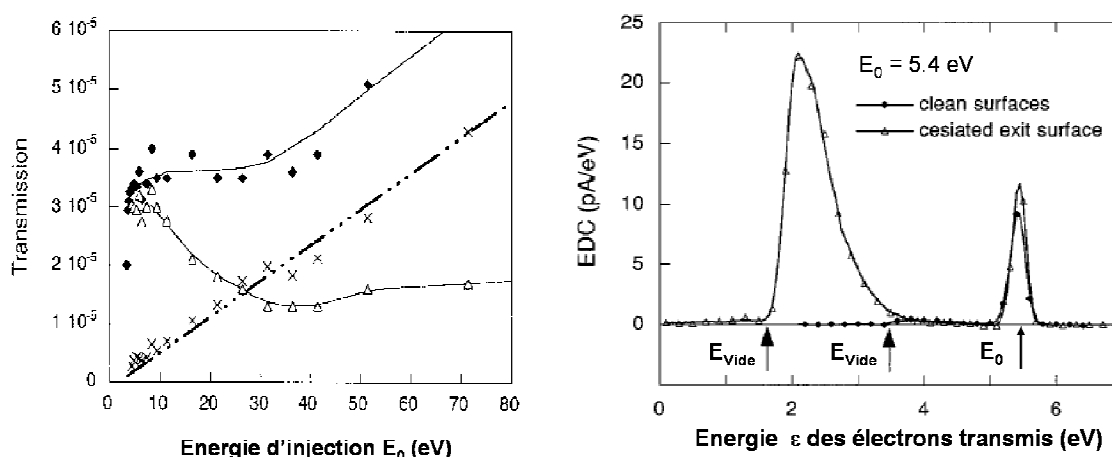


Fig.II.12 : d'après [VanDerSluijs96]. (gauche) (losanges pleins) Transmission totale d'un échantillon Au(22nm)/Co(1)/Au(2nm) ; (triangles ouverts) transmission élastique, et (croix) transmission inélastique. (droite) Distribution en énergie des électrons transmis à $E_0 = 5.4$ eV pour une surface arrière césiée et propre. Dans le cas d'une surface césiée la transmission inélastique domine la transmission des élastiques (centrée à E_0). Les énergies sont référencées par rapport au niveau de Fermi.

⁸ En effet, la fabrication de feuilles autosupportées présentant très peu de micro trous est une technique très délicate à réaliser. Dans la pratique, les valeurs absolues des transmissions élastiques peuvent varier sensiblement en fonction des échantillons ou de la zone de l'échantillon qui est analysée.

2.C.2.2. Résultats sur l'asymétrie (faisceau incident polarisé).

Les asymétries élastiques et inélastiques ont également été mesurées sur des feuilles Au/Co/Au pour différentes énergies incidentes. Nous présentons en figure (Fig.II.13) les résultats obtenus pour l'asymétrie inélastique, c'est-à-dire l'asymétrie des électrons secondaires.

Le résultat marquant est la décroissance de l'asymétrie inélastique avec l'énergie des électrons incidents. **Sur la gamme d'énergie étudiée (4-70 eV), l'asymétrie est inversement proportionnelle à l'énergie incidente. La partie dépendante du spin de la transmission, que nous avons appelée plus haut $\Delta T = 2AT$, est elle quasi constante sur cette même gamme d'énergie.**

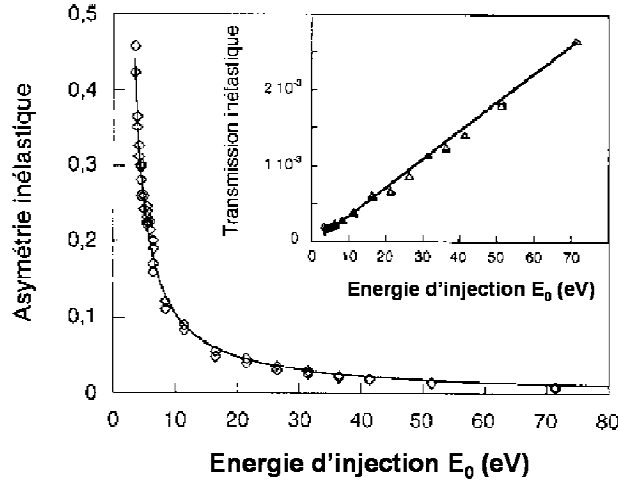


Fig. II.13 : d'après [VanDersluijs96]. Asymétrie (renormalisée à $P_0=1$) des électrons inélastiques en fonction de l'énergie primaire d'injection, pour une surface arrière césivée. En encart transmission inélastique.

2.C.3. Formalisme macroscopique des filtres à spin inélastiques.

2.C.3.1. Calcul macroscopique de T^σ , P_C^σ et A .

Nous proposons dans ce paragraphe une extension du formalisme du filtre à spin présenté plus haut lorsque l'analyse s'effectue à des énergies inférieures à celle d'injection. Dans ce cas, il est nécessaire de tenir compte de la cascade d'électrons secondaires qui se forme dans le filtre à spin. **L'objectif de ce paragraphe est de présenter les principales différences que l'on obtient pour une mesure de transmission, de polarisation et d'asymétrie.**

Pour un filtre à spin élastique, la matrice de transmission est diagonale, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de mélange des populations de spin. Ceci n'est plus vrai dans le cas où la multiplication joue un rôle. En effet, au cours du processus de thermalisation, les électrons primaires peuvent exciter des électrons des deux directions de spin, avec par exemple une éventuelle préférence pour un spin dans le cas d'un métal ferromagnétique. Les termes $t_p^{\uparrow\sigma}$ et $t_p^{\downarrow\sigma}$ introduits plus haut ne suffisent donc plus à décrire la transmission à travers le filtre à spin. Par ailleurs, il est nécessaire de distinguer les électrons primaires des électrons secondaires. En effet, les électrons primaires portent leur polarisation de spin initiale, que nous supposons constante au cours du processus de relaxation. Il nous faut également, *a priori*, distinguer les électrons secondaires en fonction de leur spin. Nous désignons respectivement par t_p^σ la transmissivité des électrons primaires, et $M_\uparrow^{\uparrow\sigma}$ et $M_\downarrow^{\uparrow\sigma}$ la transmission des « vrais » électrons secondaires à travers le filtre à spin.

Ces quantités dépendent à la fois de l'énergie incidente E_0 (car le transport dans le filtre à spin dépend de cette énergie) mais aussi des propriétés de l'interface (hauteur de barrière, coefficients de transmission...).

Nous supposons ces quantités définies à une énergie d'analyse donnée $\mathcal{E}$. Les indices supérieurs font référence respectivement à la polarisation des électrons transmis (ici $\uparrow$ pour alléger l'écriture) et à l'aimantation de la couche magnétique (σ). Dans les termes de transmission d'électrons secondaires, l'indice inférieur fait référence à la polarisation des électrons incidents qui ont engendré la cascade d'électrons secondaires. Ces termes incluent également la multiplication qui a eut lieu dans le filtre à spin, et donc contrairement aux termes t_p^σ , ces derniers peuvent être supérieurs à 1.

Nous obtenons ainsi :

$$\begin{pmatrix} I_C^{\uparrow\sigma} \\ I_C^{\downarrow\sigma} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{\uparrow}^{\uparrow\sigma} + t_p^\sigma & M_{\downarrow}^{\uparrow\sigma} \\ M_{\uparrow}^{\downarrow\sigma} & M_{\downarrow}^{\downarrow\sigma} + t_p^\sigma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_0^{\uparrow} \\ I_0^{\downarrow} \end{pmatrix}$$

Soit :

$$\begin{pmatrix} T^\sigma \\ P_C^\sigma T^\sigma \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_{\uparrow}^{\uparrow\sigma} + t_p^\sigma & M_{\downarrow}^{\uparrow\sigma} \\ M_{\uparrow}^{\downarrow\sigma} & M_{\downarrow}^{\downarrow\sigma} + t_p^\sigma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ P_0 \end{pmatrix}$$

Ce qui donne après calcul :

$$\begin{pmatrix} T^\sigma \\ P_C^\sigma T^\sigma \end{pmatrix} = \mathfrak{S}^{in} \begin{pmatrix} 1 \\ P_0 \end{pmatrix} \quad (\text{II.18})$$

$$\text{avec } \mathfrak{S}^{in} = \begin{pmatrix} t_p + M & \pm(t_p S + M A_M) \\ \pm(t_p S + M P_S) & t_p + M P_{PE} \end{pmatrix} \quad (\text{II.19a})$$

$$\begin{aligned} &\text{et} \\ &\begin{pmatrix} M = \frac{M_{\uparrow}^{\uparrow\sigma} + M_{\uparrow}^{\downarrow\sigma} + M_{\downarrow}^{\uparrow\sigma} + M_{\downarrow}^{\downarrow\sigma}}{2} \\ \sigma \cdot 2 M P_S = M_{\uparrow}^{\uparrow\sigma} - M_{\uparrow}^{\downarrow\sigma} + M_{\downarrow}^{\uparrow\sigma} - M_{\downarrow}^{\downarrow\sigma} \\ \sigma \cdot 2 M A_M = M_{\uparrow}^{\uparrow\sigma} - M_{\downarrow}^{\uparrow\sigma} + M_{\uparrow}^{\downarrow\sigma} - M_{\downarrow}^{\downarrow\sigma} \\ 2 M P_{PE} = M_{\uparrow}^{\uparrow\sigma} - M_{\downarrow}^{\uparrow\sigma} + M_{\downarrow}^{\downarrow\sigma} - M_{\uparrow}^{\downarrow\sigma} \end{pmatrix} \quad (\text{II.19b}) \end{aligned}$$

t_p et S sont définis comme dans le cas du filtre à spin élastique (équations (II.12)). On appelle **M la transmission totale des secondaires** pour les deux orientations de spin. On définit en suite trois nouvelles quantités P_S , A_M , P_{PE} , quantités comprises entre 0 et 1, analogues à des « polarisations ».

Le terme P_S est relié à la polarisation des secondaires lorsqu'on envoie un faisceau incident non polarisé.

Le terme A_M est lié à l'asymétrie de transmission des électrons secondaires (multiplication totale dépendante du spin de l'électron primaire incident).

Le terme P_{PE} est un terme d'asymétrie lié à d'éventuels effets de « pompage électronique ». Ce terme traduit le fait qu'un électron de spin majoritaire excite davantage d'électrons secondaires de spin majoritaire que de spin minoritaire, et dont l'origine pourrait être liée à un terme d'échange, c'est-à-dire à une asymétrie de spin de l'interaction coulombienne.

L'expression de la transmission et de la polarisation des électrons transmis est alors donnée par :

$$\begin{pmatrix} T^\sigma \\ P_C^\sigma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_p + M + \sigma \cdot P_0 (t_p S + M A_M) \\ \frac{\sigma \cdot (t_p S + M P_S) + P_0 (t_p + M P_{PE})}{t_p + M + \sigma \cdot P_0 (t_p S + M A_M)} \end{pmatrix} \quad (\text{II.20})$$

Nous rappelons que ces expressions sont définies pour une **énergie d'analyse** ε comprise entre 0 et E_0 . Expérimentalement, si l'on dispose d'un analyseur en énergie, ces mesures seront faites autour de ε , avec une résolution donnée par celle de l'analyseur.

Puisque la distribution en énergie des électrons élastiques se distingue nettement de celle des inélastiques (**Fig.II.12**), il est possible d'appliquer ces relations aux électrons élastiques ($M = 0$) et inélastiques.

Pour les électrons élastiques ($\varepsilon \approx E_0$), nous retrouvons les formules (II.14) obtenues dans le cas du filtre à spin élastique ($M=0$).

Pour les électrons inélastiques ($\varepsilon \approx \text{qq eV} < E_0$), nous remarquons plusieurs différences sur la transmission, la polarisation et l'asymétrie.

Analyse de la transmission (faisceau non polarisé)

La principale différence avec les filtres à spin élastiques réside dans la multiplication par les électrons secondaires. Comme nous le montrerons au **chapitre V**, il existe une relation simple entre M et

$t_p : \frac{M}{t_p} \approx \frac{E_0}{\varepsilon}$ ⁹, c'est-à-dire que :

$$T(\varepsilon, E_0) \approx \frac{E_0}{\varepsilon} t_p(\varepsilon, E_0)$$

Lorsque l'énergie d'injection est supérieure à l'énergie d'analyse (ce qui est le cas lorsque l'on analyse des électrons inélastiques), le terme de multiplication M domine le terme de transmission des primaires t_p . De sorte que la transmission, pour une énergie d'analyse donnée, est proportionnelle à l'énergie incidente E_0 et au terme t_p .

Autrement dit, la transmission totale est simplement pilotée par le terme t_p qui représente la transmission des électrons primaires (ou transmissivité du filtre à spin). Insistons sur le fait que ce terme n'est pas accessible expérimentalement car il est en pratique masqué par la contribution des secondaires. Si l'on est capable de calculer le terme de multiplication, une mesure de transmission résolue en énergie nous donne donc accès à la distribution des primaires. En particulier, une transmission qui évolue linéairement avec l'énergie incidente (ce qui est le cas à basse énergie d'injection dans les expériences présentées plus haut), implique que le terme t_p est constant avec l'énergie d'injection.

Analyse de la polarisation

Il est intéressant de distinguer les cas où le faisceau incident est polarisé ou non de spin. Si l'on dispose d'un faisceau non polarisé, on déduit une expression de la polarisation transmise :

$$P_C^\sigma = \sigma \frac{t_p S + M P_S}{M + t_p}$$

Ainsi dans le cas où $E_0 \gg \varepsilon$, la polarisation se simplifie en : $P_C^\pm \approx \pm P_S$. Une mesure de la polarisation donne ainsi accès à la polarisation des électrons secondaires transmis. Cette polarisation est liée d'une part à la polarisation de volume du matériau ferromagnétique, mais inclus également certains effets de filtre à spin agissant sur ces électrons [Penn85].

Si l'on dispose d'un faisceau polarisé, une mesure différentielle de polarisation transmise lorsque la polarisation incidente est modulée entre $+P_0$ et $-P_0$, donne :

⁹ En effet, au cours du processus de génération d'électrons secondaires, un électron primaire d'énergie E_0 va produire, par conservation de l'énergie, $\frac{E_0}{\varepsilon}$ électrons secondaires d'énergie ε .

$$P_C^\sigma \approx P_0 \frac{t_p + MP_{PE}}{M + t_p}$$

Dans le cas où $P_{PE} > \frac{\mathcal{E}}{E_0}$ (qui correspond au cas où $t_p \ll MP_{PE}$), on déduit : $P_C^\sigma \approx P_0 P_{PE}$.

Une telle mesure permettrait de quantifier d'éventuels effets de pompage électronique pouvant avoir lieu dans un métal ferromagnétique. Pour l'instant aucune mesure de polarisation dans ces conditions n'a été effectuée dans le groupe.

Analyse de l'asymétrie

En présence d'un faisceau incident polarisé, une mesure d'asymétrie de courant donne :

$$A = P_0 \frac{t_p S + MA_M}{t_p + M} \quad (\text{II.21})$$

Au cours de ce travail de thèse, nous avons étudié des filtres à spin essentiellement via **des mesures d'asymétrie**. Celles-ci exigent donc de disposer d'une **source d'électrons polarisés**. Qualitativement (équation II.21), une mesure d'asymétrie sur les inélastiques nous renseigne sur la fonction de Sherman S du filtre à spin, la multiplication M , et éventuellement sur l'asymétrie de multiplication des électrons secondaires A_M .

Toutes ces quantités, nous le rappelons, sont pour l'instant définies à une énergie d'analyse donnée.

Nous pouvons simplifier l'équation (II.21) dans le cas où $E_0 \gg \mathcal{E}$ et $A_M \ll 1$ et, compte tenu de la relation entre t_p et M on obtient :

$$A = P_0 \frac{t_p}{M} S \approx P_0 \frac{\mathcal{E}}{E_0} S(\mathcal{E}, E_0) \quad (\text{II.22})$$

Cette relation relie très simplement l'asymétrie via la fonction de Sherman du filtre à spin S , à l'énergie d'analyse $\mathcal{E}$ et à l'énergie d'injection E_0 . En particulier, le résultat différent par rapport au filtre à spin élastique est que l'asymétrie est atténuée par le terme $\frac{\mathcal{E}}{E_0}$ qui traduit le fait que

l'asymétrie du spin est « diluée » par des électrons secondaires qui n'ont aucune mémoire du spin des électrons primaires.

Par ailleurs, la relation (II.22) montre qu'une mesure d'asymétrie, à haute énergie d'injection, nous donne la polarisation de la distribution des électrons primaires ($S(\mathcal{E}, E_0)$) à la sortie du filtre à spin, indépendamment de celle des secondaires. Ceci est également un résultat intéressant pour la spectroscopie polarisée de spin.

La relation (II.22) peut-être comparée avec les résultats obtenus sur l'asymétrie présentés au paragraphe 2.C.2.2. Lorsque que l'analyse est effectuée sur les électrons inélastiques, l'asymétrie décroît linéairement avec l'énergie d'injection. Ceci est valable, d'après (II.22) si la fonction de Sherman $S(\mathcal{E}, E_0)$ peut être considérée comme constante avec l'énergie d'injection.

En conclusion, les filtres à spin inélastiques sont à la fois plus riches et plus compliqués à étudier. En particulier, une mesure de polarisation ne donne pas accès aux mêmes informations sur le transport qu'une mesure d'asymétrie, ce qui était le cas pour le filtre à spin élastique. Par ailleurs la fonction de Sherman n'est plus définie de façon univoque. Pour une énergie incidente donnée, elle dépend également de l'énergie d'analyse.

L'ensemble des résultats obtenus à basse énergie sur la transmission et sur sa dépendance en spin s'explique simplement en tenant compte d'un terme de multiplication $\frac{M}{t_p} \approx \frac{E_0}{\mathcal{E}}$ et en supposant les termes $t_p(\mathcal{E}, E_0)$ et $S(\mathcal{E}, E_0)$ indépendants de l'énergie incidente E_0 .

Nous résumons dans le tableau (**Tab.II.1**), les principales différences entre filtres à spin élastiques et inélastiques.

Filtre à spin élastique	Filtre à spin inélastique $0 < E_0 < 80$ eV
Electrons analysés $\varepsilon = E_0$	Electrons analysés $\varepsilon < E_0$
Transmission $T = t_p < 1$	Transmissivité $t_p < 1$ <u>indépendante de E_0</u> $T \propto \frac{E_0}{\varepsilon} t_p$ Multiplication $\frac{M}{t_p} > 1$
Fonction de Sherman S $0 < S < 1$	Fonction de Sherman et de polarisation définies à ε : S, A_M, P_{PE}, P_S <u>S indépendante de E_0</u>
Mesure d'asymétrie $A \longrightarrow S$	Mesure d'asymétrie $A \longrightarrow S, M, A_M$
Mesure de polarisation $P \longrightarrow S$	Mesure de polarisation $P \longrightarrow P_S, P_{PE}, S$

Tab.II.1: Récapitulatif des principales différences entre filtres à spin élastiques et filtres à spin inélastiques.

3. Problématique de la thèse

Il ressort de l'analyse précédente que les grandeurs intrinsèques d'un filtre à spin (S et t_p) sont indépendantes de l'énergie incidente, dans la gamme d'énergie 4-70 eV. Le fonctionnement du filtre à spin se trouve donc autour d'un point stationnaire. Autrement dit, l'énergie ε à laquelle s'opère le transport dans le filtre à spin est indépendante de E_0 . Or, pour caractériser les propriétés du filtre à spin, et donc les propriétés de transport, il serait souhaitable de sonder les paramètres du filtre à spin à différentes énergies. La question qu'il est alors naturelle de se poser est la suivante : est-il possible de changer ε en variant l'énergie des électrons incidents ? Si oui, quelle est la relation entre l'énergie incidente E_0 et l'énergie ε ? Comment évoluent les paramètres S et t_p avec l'énergie incidente ?

Ces questions ont guidé l'ensemble des réflexions et expériences que nous avons menées au cours de cette thèse. Cette étude fait suite aux travaux de thèse de Nicolas Rougemaille [Rougemaille03] qui a montré, pour la première fois, pour des énergies supérieures à 100 eV, des déviations importantes par rapport aux résultats présentés au paragraphe précédent.

3.A Equations microscopiques des filtres à spin inélastiques

Avant de terminer ce chapitre, nous allons dériver une expression simplifiée de ces deux quantités dans le cas où le filtre à spin est une jonction métal/semi-conducteur.

Pour calculer les grandeurs caractéristiques d'un tel filtre à spin inélastique (S et t_p), nous ne pouvons pas appliquer l'approche microscopique développée dans le cadre du filtre à spin élastique (équation (II.17)). Il devient en effet difficile, sans modèle, de relier simplement le libre parcours moyen inélastique (dépendant du spin) à S et t_p . En effet, dans le cas « élastique », l'effet de filtre à spin s'applique pour des électrons qui voyagent toujours à *la même énergie*. Ceci est *a priori* inexact dans le cas où l'analyse s'effectue à une énergie différente de celle d'injection, car les électrons qui sont analysés à une énergie ε ont eu en général des « parcours » différents, et en particulier, ont sondé le filtre à spin à différentes énergies.

Une façon d'aborder le problème est de séparer les contributions de volume des contributions de l'interface MF/SC. De façon générale, le coefficient de transmission t_p des primaires et la fonction de Sherman S s'expriment sous la forme :

$$t_p^\sigma = \int_0^{+\infty} t_p^\sigma(\varepsilon) d\varepsilon = \int_0^{+\infty} \alpha(\varepsilon) f_p^\sigma(\varepsilon) d\varepsilon \quad (\text{II.23a})$$

$$\text{et } S = \frac{t_p^\sigma - t_p^{\bar{\sigma}}}{t_p^\sigma + t_p^{\bar{\sigma}}} \quad (\text{II.23b})$$

où $\alpha(\mathcal{E})$ désigne le coefficient de transmission à l'interface MF/SC à l'énergie $\mathcal{E}$, et $f_p^\sigma(\mathcal{E})$ la distribution des électrons primaires (σ et $\bar{\sigma}$) à cette même énergie.

Ecrit sous cette forme, $\alpha(\mathcal{E})$ correspond à la *contribution de l'interface*, et $f_p^\sigma(\mathcal{E})$ à la *contribution de volume*. En principe, si l'on connaît l'ensemble de ces paramètres ($f_p^\sigma(\mathcal{E})$ et $\alpha(\mathcal{E})$), il est possible de caractériser entièrement le filtre à spin.

Le calcul ou l'estimation de ces quantités est l'objet du **chapitre V**. Notre objectif ici est uniquement de donner une expression de S et t_p lorsque ces quantités sont connues.

Nous allons pour le moment supposer¹⁰ qu'on peut caractériser les distributions $f_p^\sigma(\mathcal{E})$ par une largeur (énergie moyenne) qui dépend de l'énergie incidente (E_0). De plus, compte tenu des remarques du paragraphe 2.C.2.1, nous allons également supposer, par commodité, que la forme de la distribution est exponentielle afin d'illustrer le fait que l'accumulation des électrons est avant tout à basse énergie (électrons primaires relaxés).

Comme l'effet de filtre à spin atténue davantage les électrons minoritaires par rapport aux électrons majoritaires, la distribution des électrons majoritaires ($f_p^\sigma(\mathcal{E})$) possède une largeur $\mathcal{E}_p^\sigma$ supérieure à celle des électrons minoritaires ($f_p^{\bar{\sigma}}(\mathcal{E})$) de largeur $\mathcal{E}_p^{\bar{\sigma}}$. Dans ces conditions, nous pouvons écrire la distribution des primaires sous la forme :

$$f^\sigma(\mathcal{E}) = \frac{1}{\mathcal{E}_p^\sigma} e^{-\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_p^\sigma}} \quad (\text{II.24})$$

Il est également avantageux d'écrire les énergies moyennes sous la forme :

$$\frac{1}{\mathcal{E}_p^\sigma} = \frac{1}{\mathcal{E}_p} - \sigma \frac{1}{\delta \mathcal{E}_p} \quad (\text{II.25})$$

En introduisant, par analogie avec les filtres à spin élastiques, l'asymétrie de spin des énergies moyennes $\beta = \frac{\mathcal{E}_p}{\delta \mathcal{E}_p}$, et en supposant que la barrière de Schottky ϕ agit comme un filtre passe haut

d'énergie seuil ϕ , c'est-à-dire que $\alpha(\mathcal{E})$ est nulle si $\mathcal{E} < \phi$, et égal à 1 sinon, on obtient donc, compte tenu de (II.24) et (II.25) :

$$t_p^\sigma = e^{-\frac{\phi}{\mathcal{E}_p^\sigma}} \quad (\text{II.26})$$

On en déduit donc une expression de S et t_p qui peuvent être considérées comme les équations microscopiques des filtres à spin inélastiques :

$$\begin{aligned} t_p(\mathcal{E}_p) &= \exp\left(-\frac{\phi}{\mathcal{E}_p}\right) \cosh\left(\frac{\phi\beta}{\mathcal{E}_p}\right) \\ S(\mathcal{E}_p) &= \tanh\left(\frac{\phi\beta}{\mathcal{E}_p}\right) \end{aligned}$$

(II.27)

¹⁰ Nous reviendrons sur cette hypothèse au **chapitre V**.

Cette formulation appelle quelques commentaires.

La fonction de Sherman et la transmissivité du filtre à spin inélastique sont déterminées par le rapport de deux énergies :

- **Le premier est un terme d'interface ϕ ; il est lié à l'énergie de seuil, c'est-à-dire l'énergie à partir de laquelle l'interface laisse passer les électrons.**
- **l'autre est un terme de volume $\frac{\varepsilon_p}{\beta}$, lié au transport dépendant du spin dans le filtre à spin : il incorpore l'énergie moyenne ε_p de la distribution d'électrons primaires non polarisés, et l'asymétrie de spin β des énergies moyennes de deux distributions d'électrons primaires polarisés.**

Ceci est une différence notable avec les filtres à spin élastiques où les propriétés de l'interface métal/semi-conducteur n'interviennent pas explicitement dans le calcul de ces fonctions (excepté pour la transmission avec le coefficient α). Ceci est simplement la conséquence que dans un filtre à spin élastique, la distribution à l'interface est piquée sur l'énergie d'injection [Jiang04], autrement dit l'énergie d'analyse est donnée en première approximation par l'énergie d'injection.

Les équations microscopiques des filtres à spin inélastiques (II.27) sont néanmoins mathématiquement très similaires à celles que nous avons obtenues dans le cas des filtres à spin élastiques (équation II.17). En général, les performances de ces filtres à spin, vont dépendre du rapport entre l'épaisseur totale du filtre à spin, et des quantités d'intérêt que sont le libre parcours moyen inélastique λ et la longueur de discrimination de spin δ . L'optimisation d'un tel dispositif va donc dépendre du choix de l'épaisseur du filtre à spin ainsi que du choix des métaux ferromagnétiques.

Dans le cas d'un filtre à spin inélastique, les performances sont déterminées par le rapport entre l'énergie seuil de la barrière et l'énergie moyenne de la distribution des primaires, ainsi que du coefficient β . En pratique, il est possible de *piloter* l'énergie moyenne grâce à l'énergie des électrons incidents.

3.B Approche expérimentale

L'approche que nous avons suivie au cours de cette thèse a par conséquent consisté à faire varier l'énergie moyenne ε_p de la distribution à l'interface *via l'énergie d'injection* d'une part (**chapitre IV**) et d'autre part, les propriétés de l'interface (énergies de seuil) en jouant sur les traitements de l'interface MF/SC (**chapitre V**).

Pour un dispositif type vanne de spin, la quantité à optimiser est $\frac{I_C^\sigma - I_C^{\bar{\sigma}}}{I_0} = \Delta T$, où I_0 désigne le courant total injecté dans le filtre à spin. Cette quantité peut être évaluée à partir des équations (II.27) (pour $P_0 = 1$) :

$$\Delta T(\varepsilon_p) = 2 \exp\left(-\frac{\phi}{\varepsilon_p}\right) \sinh\left(\frac{\phi}{\varepsilon_p} \beta\right) = 2t_p S \quad (\text{II.28})$$

Nous avons représenté sur la figure (**Fig.II.14**) la quantité ΔT en fonction du rapport $\kappa = \frac{\phi}{\varepsilon_p}$.

Nous remarquons que cette quantité présente un maximum lorsque l'énergie moyenne ε_p des primaires est égale à la hauteur de barrière.

Autrement dit, en variant l'énergie moyenne de la distribution des électrons primaires, il est possible de varier continûment la quantité ΔT jusqu'à sa valeur optimale (point B). Comme nous le montrerons au **chapitre V**, jusqu'à environ 80 eV, l'énergie moyenne de la distribution n'évolue pas avec l'énergie d'injection, de sorte que le point de fonctionnement du filtre à spin est *stationnaire* avec E_0 ,

et se situe typiquement autour du point A de la figure (Fig.II.14) (pour une énergie moyenne $\varepsilon_p = 100$ meV et une hauteur de barrière de 0.7 eV).

Au-delà l'énergie moyenne augmente et il devient possible de sonder les propriétés du filtre à spin.

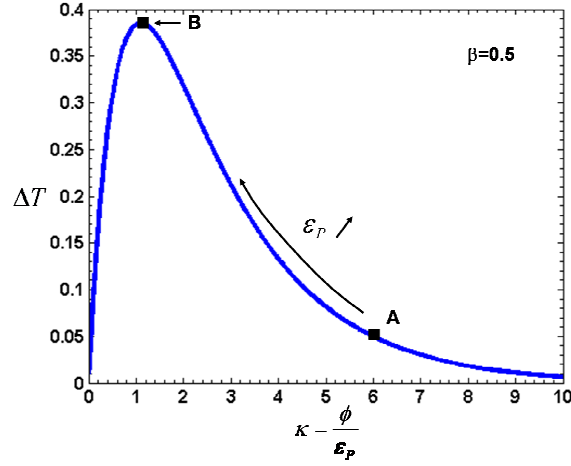
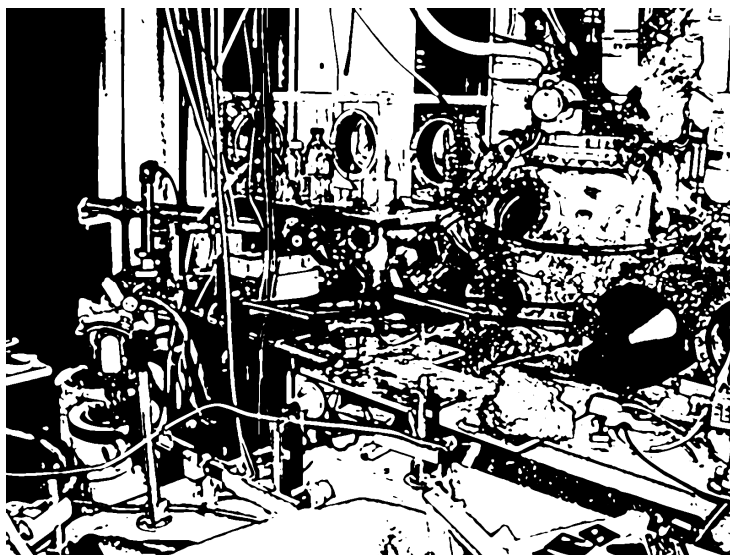


Fig.II.14 : Représentation de ΔT en fonction du rapport des énergies κ . La point A est un point typique de fonctionnement du filtre à spin à basse énergie d'injection (<100 eV). Le point B représente la valeur maximale de ΔT autour du régime de saturation. Nous avons pris ici un terme β constant égal à 0.5.

Chapitre III

Réalisation et caractérisations d'un filtre à spin MF/SC

Dans ce troisième chapitre sont décrites les méthodes d'élaboration et de caractérisations (électriques et magnétiques) des différentes jonctions métal ferromagnétique / semi-conducteur dans lesquelles le transport d'électrons polarisés a été étudié. Dans les structures du type Pd/Fe/oxyde/GaAs, la couche de fer est le filtre à spin, la couche de palladium sert à protéger le fer contre l'oxydation. La couche d'oxyde, obtenue par oxydation du GaAs confère à la jonction d'excellentes propriétés électriques. Le substrat semi-conducteur de GaAs joue le rôle de collecteur du courant transmis. Pour mettre en évidence les effets d'interface, des échantillons sans couche d'oxyde ont été préparés : des jonctions Pd/Fe/GaAs et Au/Co/Au/Si. Du point de vue du transport d'électrons chauds, ces jonctions sont caractérisées par la barrière de Schottky à l'interface métal/semi-conducteur (de hauteur typique 0.70 eV). La préparation des échantillons Pd/Fe/GaAs a nécessité la mise au point d'une procédure spécifique de passivation de la surface de GaAs préalable au dépôt métallique. Les jonctions Au/Co/Au/Si ont été obtenues par dépôt électrochimique.



1. Systèmes étudiés pour la réalisation d'un filtre à spin

1.A. Choix du système

Nous avons étudié deux types de systèmes pour la réalisation de nos filtres à spin.

1) Fe/GaAs

Le premier est le système Fe/GaAs. Ces échantillons ont été réalisés au laboratoire par évaporation sous ultra-vide. Nous avons choisi ce système pour sa « simplicité » et parce qu'il a été largement étudié ces vingt dernières années. En particulier, l'étude des mécanismes d'injection de spin d'un métal ferromagnétique vers un SC, a suscité un regain d'intérêt ces dix dernières années pour ce type de systèmes. C'est également avec cette structure que les premiers résultats sur les filtres à spin MF/SC ont été obtenus au laboratoire [Filipe98]. Le choix de GaAs comme semi conducteur de collecte est également un atout si l'on souhaite à terme mesurer par photoluminescence la polarisation des électrons transmis dans le SC.

Nous avons réalisé des échantillons avec trois types de traitement de surface.

- Surface oxydée Pd/Fe/Ox/GaAs. L'oxyde est formé sous atmosphère d'ozone obtenue par irradiation avec un rayonnement ultraviolet (procédé UVOCS). Cet oxyde rajoute alors dans le profil d'interface une barrière d'oxyde en plus de la barrière de Schottky.
- Surface propre Pd/Fe/GaAs. La surface est désoxydée par une attaque chimique HCl/iso-Propanol (iPA) préalable au dépôt du métal [Tereshchenko99].
- Surface passivée à l'azote Pd/Fe/N-GaAs par un traitement chimique à l'hydrazine (N_2H_4). Ce type de traitement passive la surface du GaAs en éliminant son oxyde natif [Berkovits02].

2) Au/Co/Au/Si

Le deuxième type d'échantillon testé comme filtre à spin est le système Au(2nm)/Co(3nm)/Au(7nm)/Si. Ces échantillons ont été élaborés au laboratoire par voie électrochimique par Patricia Prod'homme. Nous avons profité de l'expertise du groupe électrochimie pour réaliser ce type de structures. La principale différence avec le système Fe/I/GaAs est qu'ici le métal ferromagnétique est séparé du SC par un métal non ferromagnétique. Une étude détaillée de ce type de système peut se trouver dans [Prod'homme07].

1.B. Cahier des charges pour la réalisation d'un filtre à spin

La réalisation d'un filtre à spin exige de réunir un certains nombres de conditions :

- Faible rugosité. En effet, lorsque les épaisseurs déposées sont faibles, il est important que les électrons traversent effectivement une épaisseur suffisante du métal ferromagnétique sans passer par des trous ou des zones non magnétiques.
- Bonnes propriétés ferromagnétiques pour des épaisseurs de quelques nanomètres (l'expérience sur les filtres à spin est en effet conduite sans champ magnétique appliqué, cf. **chapitre IV**). Cette condition est nécessaire pour filtrer convenablement en spin les électrons. Nous tenons à préciser que dans le cas où le métal ferromagnétique est directement déposé sur le SC, l'existence d'une couche magnétiquement morte à l'interface (faible devant l'épaisseur totale du MF) n'est *a priori* pas rédhibitoire. Cette hypothèse vient du fonctionnement même d'un filtre à spin : l'effet de filtrage en spin est un effet de volume et non d'interface. En effet, lorsque les électrons parviennent à cette couche « magnétiquement morte » ils ont déjà été filtrés en énergie.

- Excellentes propriétés électriques de l'interface métal/SC. En effet, la sélection en énergie des électrons repose sur la qualité de la jonction Schottky. La jonction doit laisser passer au mieux les électrons au dessus de cette énergie seuil, et ne pas laisser passer ceux d'énergie inférieure, afin d'avoir une excellente discrimination. La présence de trous ou de défauts à l'interface donne en général naissance à des courants de fuite qui viendront s'additionner, voire même dominer le « vrai » courant d'électrons qui passent au dessus de la barrière de Schottky. En pratique, c'est ce point qui nous a posé le plus de difficulté, en particulier à basse énergie d'injection.

Il faut par ailleurs préciser que nos conditions de travail imposent d'autres contraintes sur la réalisation des filtres à spin. Tout d'abord la taille de nos filtres à spin est « grande ». En effet, compte tenu de la géométrie de notre expérience (**chapitre IV**) nos échantillons ont des surfaces actives d'environ 5x5 mm². Cette contrainte impose donc d'avoir une interface entre le métal et le SC avec un minimum de défauts afin de limiter au maximum les courants de fuite.

Par ailleurs, les échantillons étant préparés dans une enceinte différente de celle où les expériences sur les filtres à spin sont effectuées, ils doivent être encapsulés par un métal noble afin d'éviter toute oxydation du métal magnétique. Enfin, suite à leur introduction dans l'enceinte d'analyse, ils doivent subir un recuit de 24 h à 150 °C à une pression de 10⁻⁷ Torr pendant l'étuvage¹.

Cette contrainte nous a amené à étudier également l'influence d'un recuit sur les propriétés magnétiques et électriques des filtres à spin.

2. Réalisation d'échantillons Fe/GaAs par dépôt sous ultra vide.

2.A. Etat de l'art sur le système Fe/GaAs.

2.A.1. Métallurgie de l'interface.

Le dépôt de Fe sur GaAs a été réalisé au début des années 80 par épitaxie par jets moléculaires. Le désaccord de maille entre le Fe ($a_{\text{Fe}} = 0.287 \text{ nm}$) et le GaAs ($a_{\text{GaAs}} = 0.565 \text{ nm}$) est faible: $\frac{\Delta a}{a} = 1.4\%$. Les contraintes induites dans la couche métallique sont donc minimisées et la croissance du Fe est épitaxiale sur le GaAs [Waldrop79, Krebs87] (**Fig.III.1**) avec une relation dite cube sur cube.

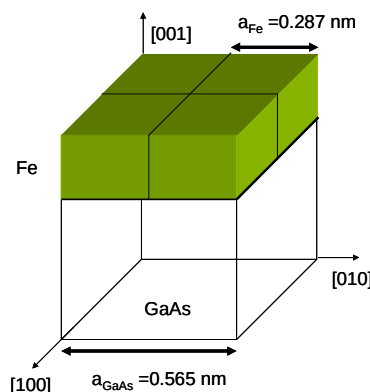


Fig III.1 : Représentation schématique de la croissance du Fe sur GaAs.

¹ Pendant l'étuvage, le gaz résiduel se compose principalement d'eau (H₂O), d'oxygène (O₂), d'azote (N₂) et d'hydrogène (H₂).

L'interface Fe/GaAs est naturellement plus complexe que le schéma de la figure (**Fig.III.1**). En effet, les composés Fe, Ga et As ne sont pas à l'équilibre à température ambiante, et la formation de l'interface Fe/GaAs est rendue compliquée par la réaction du Fe avec le GaAs.

L'ensemble de ces interdiffusions a d'importantes conséquences sur la métallurgie de l'interface, la rugosité, la création de défauts dans le SC ainsi que sur les propriétés magnétiques des premières couches de Fe. Les études menées par spectroscopie d'électrons photo-émis par rayons X ou UV (XPS, UPS) ([Waldrop79] (GaAs(001), dépôt à TA), [Ruckman86] (GaAs(110), dépôt à TA)) sur les niveaux cœur (ou de valence) As3d et Ga3d montrent très clairement la présence d'une composante de réaction de volume et de surface. La composante de volume se compose à la fois de Ga (2 MC) et d'As (0.5 MC) incorporés dans la matrice cubique centrée du Fe en site substitutionnels. La phase de réaction de surface se compose uniquement d'As (0.5 MC). Cette ségrégation en surface de l'As est observée même pour des grandes épaisseurs de Fe. Par ailleurs, l'étude de l'intensité des pics XPS, montre que la composante de réaction passe par un maximum d'intensité vers 3-4 MC puis décroît, ce qui indique que **l'interface Fe/GaAs est définitivement formée après 4 MC de Fe. L'interface est alors très peu rugueuse.**

Ces conclusions sont indépendantes de la reconstruction de surface initiale. La reconstruction de surface agit principalement sur la morphologie de la croissance aux premiers stades (croissance en forme d'îlots allongés selon les dimères d'As [Thibado96], [Kneedler97] de type « Volmer-Weber »).

Pour des températures de dépôt plus élevées (>200°C) ou pour des dépôts à température ambiante mais suivi d'un recuit, il y a formation de composés de réaction bien défini. La couche de réaction est alors d'une épaisseur bien plus grande que celle observée à température ambiante. Filipe *et al.* [Filipe97] montrent que pour un dépôt à 200°C, le pic Ga3d de réaction présente un maximum vers 45 MC.

L'interface est donc formée après 45 MC de Fe. Par ailleurs, des images obtenues en microscopie électronique en transmission (TEM) révèlent **une interface très rugueuse.**

Lépine *et al.* [Lépine98] ont étudié par diffraction de rayons X la composition chimique d'une couche de Fe de 25 nm déposée sur GaAs (001)-(2x4) à température ambiante et recuite à 450°C pendant 15 minutes. Les diagrammes de diffraction révèlent la présence de pics que les auteurs attribuent aux composés Fe₂As et Fe₃Ga_{2-x}As_x. (x = 0.2).

2.A.2. Propriétés magnétiques

L'existence d'une couche magnétiquement morte à l'interface Fe/GaAs a longtemps été un sujet de controverse. Filipe *et al.* [Filipe97b] ont montré que la pente du moment magnétique en fonction de l'épaisseur de Fe pour un échantillon recuit à 450°C est deux fois plus faible que celle du Fe volumique, compatible avec le moment magnétique du composé de réaction Fe₃Ga_{2-x}As_x (avec x = 0.2). Leurs mesures obtenues pour de grandes épaisseurs de Fe ne permettent cependant pas de conclure de façon définitive sur la présence d'une couche magnétiquement morte à l'interface, même pour un dépôt à température ambiante (TA).

Les mesures Kerr in situ obtenues par Xu *et al.* [Xu98] montrent en revanche clairement **l'absence de couche magnétiquement morte à l'interface pour un dépôt à TA (Fig.III.2).**

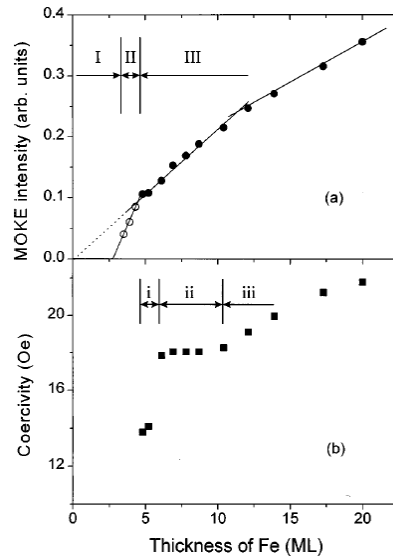


Fig.III.2 : d'après [Xu98]. Dépendance de l'intensité MOKE, et du champ coercitif en fonction de l'épaisseur de Fe déposée à température ambiante sur GaAs[001] (4x6). La phase I est identifiée par les auteurs à une phase superparamagnétique (il n'y a pas encore coalescence des îlots), et les phases II et III, sont assimilées à une phase ferromagnétique. En dessous de 3 MC, le film est non magnétique.

Ces résultats ont été confirmés un peu plus tard par des mesures d'absorption de rayons X polarisés (XMCD) au seuil $L_{2,3}$ du fer sur des couches minces de Fe (0.25-1 MC) déposées à température ambiante [Claydon04]. Les auteurs montrent qu'il n'y a pas de réduction du moment magnétique de spin à l'interface.

Compte tenu de l'ensemble de ces observations, nous avons décidé de réaliser nos dépôts à température ambiante.

2.B. Protocole expérimental

2.B.1. Fabrication des échantillons

La réalisation des échantillons Fe/GaAs a été faite au laboratoire dans une enceinte compatible ultra vide. Cette enceinte se compose de deux sous enceintes ultra-vide couplées par une vanne d'isolement (**Fig. III.3** (gauche)) :

- Un sas d'introduction des échantillons couplée à une boîte à gants où règne une atmosphère d'azote neutre.
- Une enceinte d'évaporation. Cette enceinte est équipée de deux cellules de Knudsen (Pd (creuset conçu au laboratoire) et Fe (creuset Méca2000)).

Le flux de la cellule est contrôlé par une micro-balance à quartz. L'angle d'évaporation est de 45° et la distance séparant l'échantillon des creusets est d'environ 30 cm. L'échantillon est fixé par deux barrettes isolées électriquement sur un porte échantillon en tantale lui-même isolé électriquement. L'ensemble est transférable au moyen d'une canne de transfert magnétique du sas d'introduction à l'enceinte d'évaporation [Drouhin89]. Le porte échantillon est alors fixé sur un bras manipulateur qui possède pour degrés de liberté un axe de rotation (Oz) et une translation selon (Oz). Il peut être chauffé en principe jusqu'à 1000 K et refroidi à 120 K. La température est contrôlée par une résistance platine. Un système

rotatif supportant des masques est intercalé devant les cellules d'évaporation (**Fig.III.3** (droite)). La distance entre les masques et l'échantillon est d'environ 2 mm.

Nous avons utilisé trois types de masques qui nous a permis de réaliser des diodes Fe/GaAs de surface latérale : 0.3 cm², 0.1 cm², et 0.03 cm².

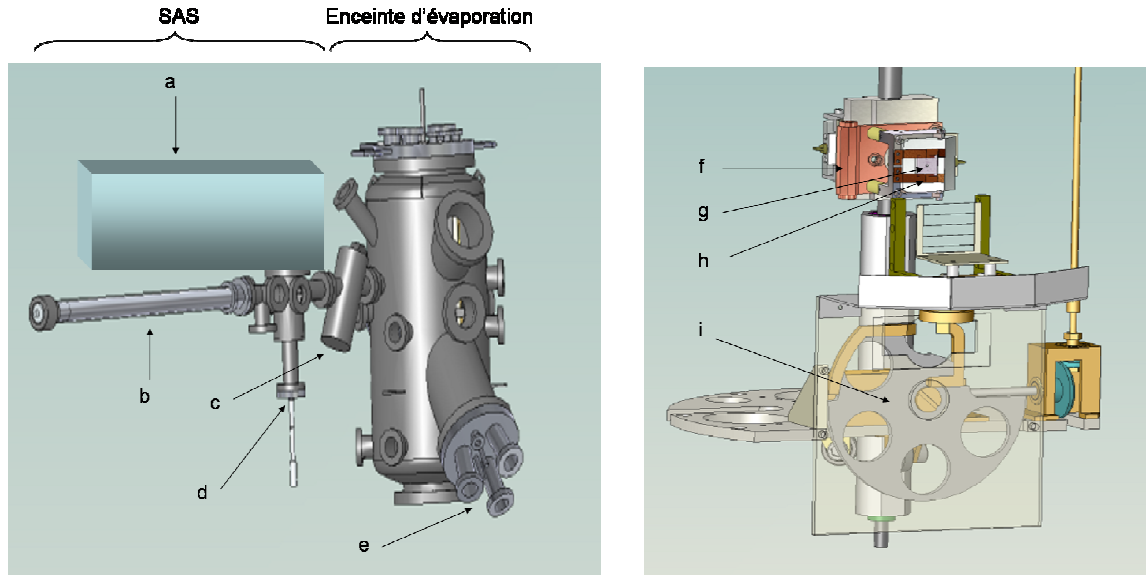


Fig.III.3 : A gauche. Schéma extérieur de l'enceinte d'évaporation. (a) sas d'introduction, (b) canne de transfert, (c) vanne d'isolement, (d) vers système de pompage, (e) cellules d'évaporation. A droite, schéma intérieur de l'enceinte. (f) porte échantillon, (g) échantillon, (h) barettes en molybdène pour prise de contact électrique en face avant, (i) porte masques.

2.B.1.1. Préparation ex-situ des échantillons

Pour la réalisation des diodes Fe/GaAs nous sommes partis de wafers commerciaux de GaAs(001) epi-ready dopé n au Si ($2.10^{16} \text{ cm}^{-3}$).

La surface d'arséniure de gallium est alors recouverte d'une fine couche d'oxyde natif d'environ 1 nm d'épaisseur. En général, pour obtenir une surface désoxydée, cette couche d'oxyde est désorbée thermiquement sous ultra-vide à 580°C. Cependant, cette désoxydation thermique altère la morphologie du SC. Des mesures AFM montrent en effet une rugosité rms de plusieurs nanomètres [Marcadet96], ce qui peut-être rédhibitoire pour les épaisseurs que l'on souhaite déposer. Pour les échantillons sans couche d'oxyde, nous avons opté pour une désoxydation « douce » par voie chimique à température ambiante.

Avant tout traitement, les substrats ont été nettoyés à l'acétone dans une cuve à ultra-sons pendant 5 min. Ensuite, nous avons effectué des contacts ohmiques en face arrière. Ces contacts ont été effectués en évaporant sous vide, à une pression de 5.10^{-5} Torr, un mélange Au-Ge. Lors de cette évaporation, l'échantillon est porté à une température de 380°C.

Nous avons ensuite préparé les surfaces de GaAs selon trois types de traitement :

- Surface oxydée par UVOCS. L'UVOCS (« Ultra-Violet Ozone Cleaning System ») est un procédé commercial d'oxydation de surface (à température ambiante) sous atmosphère d'ozone obtenue par irradiation à l'air avec un rayonnement ultraviolet. Cette passivation a été réalisée à PicoGiga. **Le temps d'exposition est de 10 min, ce qui permet d'obtenir un oxyde d'épaisseur 2 nm (cf. 6. Etudes complémentaires).**

- Surface propre Fe/GaAs. Avant l'introduction du substrat dans le sas d'introduction, la surface de GaAs est désoxydée dans la boîte à gants (où règne une atmosphère d'azote) par une solution de HCl (36%) pendant 1 minute, puis rincée dans une solution d'isopropanol. L'échantillon est ensuite séché à l'azote sec [Tereshchenko99].
- Surface Fe/N-GaAs. Avant l'introduction du substrat, la surface de GaAs a été désoxydée et traitée dans une solution d'hydrazine pendant 2 heures [Berkovits02].

2.B.1.2. Préparation in-situ des échantillons

Une fois ces traitements effectués, le substrat est introduit dans le sas d'introduction, puis il est fixé sur le porte échantillon. La première enceinte est alors pompée par des zéolithes jusqu'à une pression de l'ordre de 10^{-6} Torr, puis le substrat est transféré dans l'enceinte d'évaporation.

Avant le début de l'évaporation nous avons recuit l'échantillon à une température idoine (cette température dépend de la reconstruction de surface souhaitée, 400°C, ou 550°C) pendant 10 minutes. La température est mesurée à l'aide d'un pyromètre optique IRCON. Toutes les évaporations ont été effectuées à température ambiante (50°C) sous une pression de 5.10^{-10} Torr. Les vitesses de dépôt pour le Fe et le Pd sont de l'ordre de 1Å/min. Au total, les évaporations durent environ 2 H. Pour les échantillons recuits, le temps de recuit est de 2 heures. Les échantillons qui nous ont servi comme filtres à spin, ont ensuite été clivés en une surface $S = 6 \times 6 \text{ mm}^2$ (nous avons vérifié que les propriétés électriques ne sont pas dégradées après clivage).

2.B.2. Caractérisation des échantillons

Les échantillons ont été principalement étudiés par des mesures électriques (I-V, C-V) et magnétiques. Nous avons caractérisé les propriétés magnétiques de nos échantillons par effet Kerr (MOKE) en configuration longitudinale. Cette technique, très sensible, permet de mesurer des épaisseurs aussi faibles que la monocouche. Le signal mesuré ne nous permet cependant pas de remonter à la valeur absolue de l'aimantation. L'aimantation absolue de certains échantillons a été mesurée par SQUID et comparée aux amplitudes relatives, obtenues en MOKE. Pour la mesure des champs coercitifs, le champ magnétique créé par la bobine a été calibré en statique à l'aide d'un Gaussmètre. Les cycles ont été effectués à une fréquence de 1 cycle toutes les 2 secondes.

Nous avons également développé et interfacé pour cette étude, une expérience de photoréflectance et d'électroréflectance [Paget99]. Cette technique de spectroscopie optique permet de mesurer le champ électrique moyen dans la zone de charge d'espace proche de l'interface métal/SC (et donc de remonter à la hauteur moyenne de la barrière de Schottky) à l'aide de la période des oscillations de Franz-Keldysh.

3. Résultats sur les propriétés électriques

L'objectif de ce paragraphe est de présenter l'ensemble des résultats que nous avons obtenus sur les caractéristiques électriques des jonctions Pd/Fe/GaAs. Lors de cette étude nous avons étudié les propriétés électriques pour les trois types de traitement de surface, pour différentes surfaces et à différentes températures de recuit afin de simuler l'effet d'un étuvage.

3.A. Mécanismes de transport dominant à l'interface métal/SC

L'étude des propriétés électriques d'une jonction Schottky métal/SC passe par la compréhension de l'état d'équilibre du système d'une part (existence d'une barrière de potentiel à l'interface métal/SC) et par l'identification des mécanismes de transport lorsqu'une polarisation est appliquée à la diode.

La formation de l'interface a été longuement étudiée au cours du XXème siècle, et les premiers travaux importants remontent aux années 1930 [Schottky39]. Intuitivement lorsque un métal et un SC sont approchés l'un de l'autre, on s'attend à un transfert d'électrons du matériau qui possède le travail de sortie le plus faible vers celui qui a le travail de sortie le plus grand afin d'égaliser les niveaux de Fermi. Usuellement c'est le SC qui possède le travail de sortie le plus faible, de sorte que les électrons vont aller du SC vers le métal créant dans chaque matériau une zone de charge d'espace. Dans le métal, l'écrantage se fait sur une distance de l'ordre de quelques angströms (longueur d'écrantage de Thomas-Fermi), alors que dans le SC elle pénètre sur une distance bien plus grande à cause de la faible concentration de porteurs. Il en résulte la formation d'une barrière de potentiel à l'interface, que l'on nommera par la suite barrière de Schottky ϕ_B . Dans le modèle présenté plus haut (modèle de Schottky), la barrière dépend uniquement de la différence du travail de sortie du métal avec l'affinité électronique du SC. En pratique, il est observé, même sur des surfaces propres, que la hauteur de barrière dépend peu du métal déposé sur le SC. Ce fait se comprend intuitivement en admettant l'existence d'états de surface qui ancrent le niveau de Fermi au milieu du gap.

Que se passe-t-il maintenant lorsque l'on polarise la jonction ? Un électron peut franchir la barrière de potentiel par différents mécanismes de transport. Pour une jonction dite « idéale » le mécanisme dominant dans une jonction Schottky est l'émission thermoionique. On montre alors que la densité de courant (J) circulant dans la jonction lorsqu'une tension V est appliquée à ses bornes est [Rhoderick78] :

$$J = J_{SAT} (e^{\frac{qV}{k\tau}} - 1) \quad (\text{III.1a})$$

avec $J_{SAT} = A^* \tau^2 e^{-\frac{q\phi_{B0}}{k\tau}}$ (III.1b) où $A^* = \frac{4\pi q k^2}{h^3} m_e^* / m_e$ et ϕ_{B0} la hauteur de barrière de Schottky à polarisation nulle. Dans le cas du GaAs la constante de Richardson A^* vaut **8.6 A.cm⁻².K⁻²**.

3.B. Détermination pratique des paramètres de la jonction

Pour obtenir la relation (III.1a) nous avons supposé une hauteur de barrière (ϕ_{B0}) constante quelque soit la tension appliquée à la jonction. En pratique, cette hypothèse n'est pas valable de sorte que la relation (III.1a) ne décrit pas les caractéristiques réelles des diodes. La dépendance en tension de la hauteur de barrière conduit à introduire un facteur d'idéalité n , définit de la manière suivante :

$$\phi_B = \phi_{B0} + \alpha V \quad \text{avec} \quad n = \frac{1}{1-\alpha} > 1 \quad (\text{III.2})$$

A l'ordre 1, n peut-être considéré constant, mais dans le cas plus général n dépend également de la tension appliquée à la diode. Défini tel quel, le facteur d'idéalité incorpore tous les mécanismes qui ne sont pas purement thermoioniques ; ils traduisent ainsi l'écart par rapport à la situation « idéale » où seule l'émission thermoionique est considérée. Cependant, il ne renseigne pas sur l'origine physique de cet écart. Un facteur d'idéalité différent de 1 a différentes origines : il peut provenir de l'effet de force image, qui tend à abaisser la hauteur de barrière (typiquement 30 meV dans GaAs), des défauts de surface (niveaux accepteurs ou donneurs) ou d'inhomogénéités de barrière, ou d'autres mécanismes comme la recombinaison de surface ou l'émission de champ. En général pour trancher parmi l'ensemble des mécanismes d'autres mesures de caractérisation sont nécessaires. Enfin, nous avons supposé pour l'instant que la tension appliquée à la jonction Schottky s'appliquait uniquement à l'interface. En pratique les éléments extérieurs à la jonction sont à l'origine d'une résistance série, de sorte que la tension effective appliquée à la diode est :

$$V_{eff} = V - R_S i \quad (\text{III.3})$$

Cette limitation est effective surtout à fort courant.

Pour l'étude des propriétés électriques de nos filtres à spin, il nous a semblé pertinent de définir quatre paramètres :

- la courant de saturation « J_{SAT} » (**III.1b**) qui nous donne des informations sur le courant en inverse. Nous verrons au **chapitre IV** que ce courant joue un rôle important dans les performances du filtre à spin en terme de rapport signal sur bruit.
- La résistance dynamique $R_0 = \left(\frac{dV}{dI} \right)_{V=0}$ mesurée à V autour de zéro. Comme nous le verrons au chapitre suivant, cette résistance est liée au bruit Johnson d'origine thermique de la jonction.
- La barrière de Schottky « ϕ_B », qui caractérise la hauteur de barrière d'interface.
- Le facteur d'idéalité « n », qui nous renseigne sur la déviation par rapport à un transport purement thermoionique.

Pour une jonction idéale (comme nous allons le voir pour la passivation UVOCS), seule la connaissance de la hauteur de barrière de Schottky suffit, car l'ensemble des paramètres introduits plus haut est alors déterminé par cette hauteur de barrière ($J_{SAT} = A^* \tau^2 e^{-\frac{q\phi_{B0}}{k\tau}}$, $R_0 J_{SAT} S = \frac{k\tau}{e}$ où S est la surface du filtre à spin et τ la température). Pour des jonctions où d'autres mécanismes de transport interviennent, ces paramètres deviennent en général indépendants.

Nous allons maintenant décrire les méthodes que nous avons utilisées pour déduire des mesures électriques les paramètres introduits plus haut, en y incluant également la résistance série.

Les relations (**III.1**), (**III.2**) et (**III.3**) permettent de réécrire la densité de courant sous la forme :

$$J = J_{SAT} e^{\frac{eV_{eff}}{nk\tau}} \left(1 + e^{-\frac{eV_{eff}}{k\tau}} \right) \quad (\text{III.4})$$

On définit la fonction de Rhoderick $Rh(V) = \ln \frac{J}{T^2(1 - e^{-\frac{eV_{eff}}{k\tau}})}$. Compte tenu de (**III.4**) cette fonction est

affine et s'écrit sous la forme :

$$Rh(V) = \ln A^* - \frac{q\phi_B}{k\tau} + \frac{qV}{nk\tau}$$

L'ordonnée à l'origine de cette fonction donne ainsi la hauteur de barrière ϕ_{B0} et sa pente le facteur d'idéalité n. Pour remonter à la résistance série, on se place dans le cas d'un fort courant ($V \gg nk\tau/e$) et la relation (**III.4**) se réécrit sous la forme :

$$J = J_{SAT} e^{\frac{e(V-R_S I)}{nk\tau}}$$

On déduit alors :

$$\frac{dV}{d \ln(I)} = \frac{nk\tau}{e} + R_S I$$

La fonction $\frac{dV}{d \ln(I)} = f(I)$ est alors une fonction affine de pente R_S .

L'ensemble de ces fonctions est définie à partir de la densité de courant J . Expérimentalement nous mesurons des courants I qui sont liés à la densité de courant par la relation : $I = J.S$, où S est la surface de la jonction. Les courbes que nous présentons sont par conséquent toujours normalisées par rapport à cette surface. Les paramètres introduits plus haut sont ensuite déterminés automatiquement pour chaque échantillon par un programme que nous avons réalisé avec le logiciel Matlab².

3.C. Résultats avec les échantillons oxydés (passivation à l'UVOCS)

3.C.1. Échantillons non recuits

Nous présentons sur la figure (Fig.III.4) la caractéristique I-V pour un échantillon Pd(4nm)/Fe(4nm)/Ox/GaAs de surface $S = 0.3 \text{ cm}^2$. Par la suite nous ne précisons plus l'épaisseur des échantillons, car celles-ci ne jouent pas de rôle dans les propriétés électriques.

Nous avons extrait de l'équation (III.4) les paramètres suivants :

$$J_{\text{SAT}} = 3.3.10^{-5} \text{ A/cm}^2 ; \phi_B = 0.62 \text{ eV} ; n = 1.02 ; R_0 = 2450 \Omega ; R_s = 40 \Omega \quad (\text{III.5})$$

Nous avons également représenté sur la figure (Fig.III.4) la courbe I-V obtenue à partir de l'équation (III.4) en prenant comme paramètres ceux déduit expérimentalement (III.5). Cette courbe est en parfait accord avec les mesures expérimentales.

Ce résultat indique que le mécanisme de transport à travers la jonction est essentiellement gouverné par l'émission thermoionique. Cela peut sembler au premier abord surprenant compte tenu de la présence d'un oxyde entre le métal et le SC. En fait, l'oxyde est suffisamment fin pour que les électrons le franchissent soit par effet tunnel, soit par des trous. En règle générale, pour des oxydes épais ou qui possèdent une constante diélectrique élevée, une partie de la tension est chutée dans l'oxyde, et le facteur d'idéalité est en général plus grand que 1. Si on appelle C_{Ox} et C_{GaAs} , les capacités respectives de l'oxyde et du GaAs, la chute de tension dans le GaAs lorsque qu'on applique une tension V à la diode s'exprime selon la relation :

$$V_{\text{GaAs}} = \frac{C_{\text{Ox}}}{C_{\text{GaAs}} + C_{\text{Ox}}} V$$

Dans notre cas la capacité de l'oxyde est beaucoup plus grande que celle du SC. En effet, la capacité est donnée par la relation $C = \frac{\epsilon}{d}$, où ϵ est la constante diélectrique du matériau et d son épaisseur. Pour

l'oxyde Ga_2O_3 , la constante diélectrique relative est $\epsilon_r = 10$ [Passlack95], et son épaisseur est de 2 nm. Pour le GaAs la constante diélectrique relative est de valeur comparable ($\epsilon_r = 12.5$), mais l'épaisseur d correspond ici la largeur de la zone de charge d'espace qui pour les dopages utilisés ici vaut typiquement 200 nm. La capacité de l'oxyde est par conséquent beaucoup plus grande que celle du GaAs³. **Il n'y a donc pas de chute de tension dans l'oxyde.**

Notons également que nous trouvons une hauteur de barrière nettement en dessous des valeurs usuelles répertoriées dans la littérature : 0.72 eV à 300 K mesurée par I-V [Waldrop84] (cette mesure a été corrigée de l'effet de force image égale à 30 meV). L'origine de cette différence sera discutée au prochain paragraphe.

² Nous précisons également que la détermination de ces paramètres a été systématiquement comparée aux valeurs obtenues à l'aide d'autres techniques d'extraction (méthode de Norde [Norde79], ou la méthode de Cheung). Les valeurs obtenues sont toujours similaires à celles obtenues avec les méthodes présentées plus haut.

³ Les capacités mesurées sur de tels échantillons par C-V donnent des valeurs de 55 nF par unité de surface.

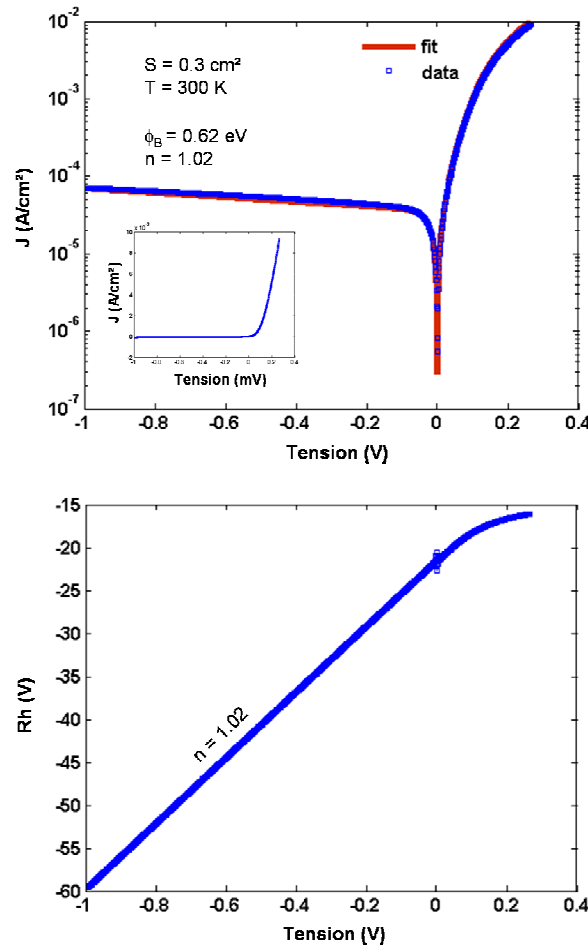


Fig. III.4 : En haut : courbe I-V d'un échantillon Pd(4nm)/Fe(4nm)/Ox/GaAs de surface $S = 0.3 \text{ cm}^2$. Le dépôt a été réalisé à température ambiante et l'échantillon n'a subi aucun recuit. La courbe en trait plein est la représentation de III.4 à l'aide des paramètres III.5. En insert courbe I-V en échelles linéaires. En bas : fonction de Rhoderick pour cet échantillon.

3.C.2. Influence de la température de recuit

Nous avons étudié la dépendance des courbes I-V en fonction de la température de recuit. Nous présentons sur la figure (**Fig.III.5**) les courbes I-V obtenues pour des échantillons non recuits, et recuits respectivement à 150°C et à 250°C.

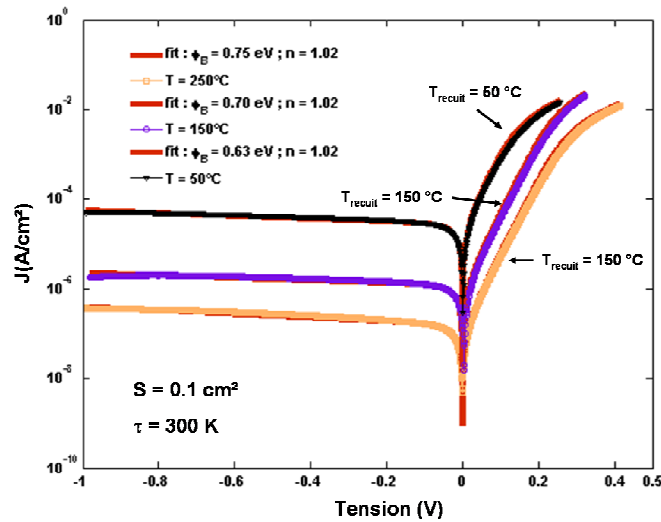


Fig III.5 : Courbes I-V pour des échantillons de surface $S = 0.1 \text{ cm}^2$ non recuits ($T_{\text{recuit}} = 50^\circ\text{C}$), recuits à 150°C (pendant 2 heures) ($T_{\text{recuit}} = 150^\circ\text{C}$) et recuit à 250°C (pendant 2 heures) ($T_{\text{recuit}} = 250^\circ\text{C}$). En trait plein sont représentés les ajustements avec les paramètres déduits par la méthode présentée au paragraphe 3.B.

Quel que soit la température de recuit, la caractéristique I-V reste très bien décrite par l'émission thermoionique. **Il n'y a donc pas dégradation de la caractéristique électrique avec le traitement thermique (jusqu'à 250°C).**

Ces courbes montrent cependant que la hauteur de barrière de Schottky déduite de l'équation (III.4) augmente avec la température de recuit. Les autres paramètres restent alors toujours pilotés par ϕ_B . Nous avons représenté dans le tableau (Tab.III.1), l'évolution des paramètres de la diode pour différentes températures de recuit. Ces données ont été obtenues sur 15 échantillons dont la surface est $S = 0.1 \text{ cm}^2$. L'incertitude donnée correspond à l'écart type obtenu sur l'ensemble des échantillons. Nous précisons que ces résultats sont très peu dépendants de la surface de la diode, même pour des surfaces $S = 0.3 \text{ cm}^2$. Ils montrent que l'augmentation de la hauteur de barrière est significative et ne peut-être attribuée aux incertitudes expérimentales liées à la reproductibilité des échantillons.

Ce résultat peut sembler surprenant car la hauteur de barrière est en principe fixée par les états de surface qui ancrent définitivement le niveau de Fermi.

$S = 0.1 \text{ cm}^2$	$J_{\text{SAT}} (\text{A/cm}^2)$	$\phi_B (\text{eV})$	n	$R_0 (\text{k}\Omega)$	$R_0 S J_{\text{SAT}}$
$T = 50^\circ\text{C}$	$(2.26 \pm 1) 10^{-5}$	0.62 ± 0.014	1.02 ± 0.005	13.6 ± 3	0.031
$T = 150^\circ\text{C}$	$(8.39 \pm 5.77) 10^{-7}$	0.707 ± 0.01	1.02 ± 0.005	304 ± 25	0.025
$T = 250^\circ\text{C}$	$(1.84 \pm 1.40).10^{-7}$	0.754 ± 0.015	1.018 ± 0.005	4090 ± 737	0.050

Tab. III.1 : Récapitulatif des paramètres des filtres à spin de surface $S = 0.1 \text{ cm}^2$ recuits à 50°C , 150°C et 250°C .

En réalité, les paramètres que l'on déduit des caractéristiques I-V doivent être considérés comme des paramètres phénoménologiques. Contrairement à des mesures de photoémission par exemple, qui donnent accès aux grandeurs globales de la jonction (hauteur de barrière moyenne, niveau de Fermi...), les mesures électriques sont très sensibles aux défauts électriques localisés et aux inhomogénéités de surface. Ainsi, les barrières de Schottky que l'on déduit des mesures électriques ne sont que des hauteurs de

barrières effectives. L'équation **III.4** suppose en effet que la diode est homogène latéralement, ce qui est inexact en pratique. Les cartographies à l'échelle du nanomètre des hauteurs de barrière obtenues par des mesures BEEM montrent clairement une dispersion de ces hauteurs sur une échelle de plusieurs dizaines de nanomètres [Mönch01]. La distribution des énergies seuil est alors correctement décrite par une distribution gaussienne de largeur typique 20 meV.

En pratique, les courants que nous mesurons par I-V correspondent aux zones de la diode où les hauteurs de barrières sont plus faibles. Compte tenu de la dépendance exponentielle de la hauteur de barrière, les grandes barrières contribuent très modestement au courant total mesuré.

Il faut par ailleurs signaler que les hauteurs de barrière que nous avons mesurées ont été déduites du

courant de saturation $J_{SAT} = A^* \tau^2 e^{\frac{q\phi_{B0}}{k\tau}}$. Or, en présence d'un oxyde, les électrons qui franchissent la barrière sont transmis par effet tunnel, si bien que nous devons en principe rajouter un terme de transmission γ dans l'expression du A^* .

Pour expliquer qualitativement l'évolution du courant de saturation en fonction de recuit, nous présentons un modèle simple qui tient compte de la distribution des transmissions tunnel et des hauteurs de barrière. Nous supposons que la jonction de surface S , peut se décomposer en N « diodes idéales » en parallèle d'indice k , de surface S/N et de courant de saturation J_{SAT}^k . Le courant de saturation total s'écrit alors :

$$J_{SAT} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N J_{SAT}^k = \frac{1}{N} \tau^2 A^* \sum_{k=1}^N \gamma_k e^{\frac{e\phi_k}{k\tau}} \quad (\text{III.6})$$

où les γ_k et ϕ_k sont des variables aléatoires que l'on peut supposer indépendantes.

La jonction formée par ces N diodes reste alors « idéale », ce qui est cohérent avec les facteurs d'idéalité mesurés. Si l'on suppose que les hauteurs de barrière ϕ_k sont données par une loi de probabilité gaussienne, définie par sa valeur moyenne $\bar{\phi}_0$ et sa largeur σ , on montre alors par un calcul de statistique que le courant total de saturation s'écrit sous la forme :

$$J_{SAT} = \tau^2 A^* \langle \gamma \rangle e^{\frac{e(\bar{\phi}_0 - \sigma^2 / 4k\tau)}{k\tau}} \quad (\text{III.7})$$

Nous avons mesuré le champ électrique à l'interface par photoréflectivité et nous avons déduit une valeur typique $\bar{\phi}_0 = 0.70$ eV. La photoréflectivité donne en effet une valeur moyenne du champ électrique, et donc de la hauteur de barrière, contrairement aux mesures électriques. La détermination de la valeur absolue de $\bar{\phi}_0$ est cependant peu précise, car il est difficile de connaître exactement la relation entre la hauteur de barrière et le champ électrique mesuré. Nous avons tracé sur la figure (**Fig.III.6**) les spectres de

photoréflectance $\frac{\Delta R}{R}$ obtenus pour des échantillons sans recuit et avec recuit à 250°C. Nous observons

que le champ électrique moyen ne dépend pas du recuit. Par conséquent, la hauteur de barrière moyenne (qui est proportionnelle au champ électrique) ne change pas avec le recuit.

Pour interpréter les variations de J_{SAT} avec le traitement thermique, nous avons alors supposé que l'écart type σ et la valeur moyenne $\langle \gamma \rangle$ (équation **III.7**) dépendent de la température. Une diminution de J_{SAT} correspond ainsi à une diminution de $\langle \gamma \rangle$ ou/et à une diminution de σ .

Par une mesure de J_{SAT} , il est cependant impossible de déterminer séparément ces deux quantités. Nous avons par conséquent cherché à déduire un encadrement de $\langle \gamma \rangle$ en fonction de la température, en respectant la condition $\langle \gamma \rangle < 1$ (**Fig.III.7**).

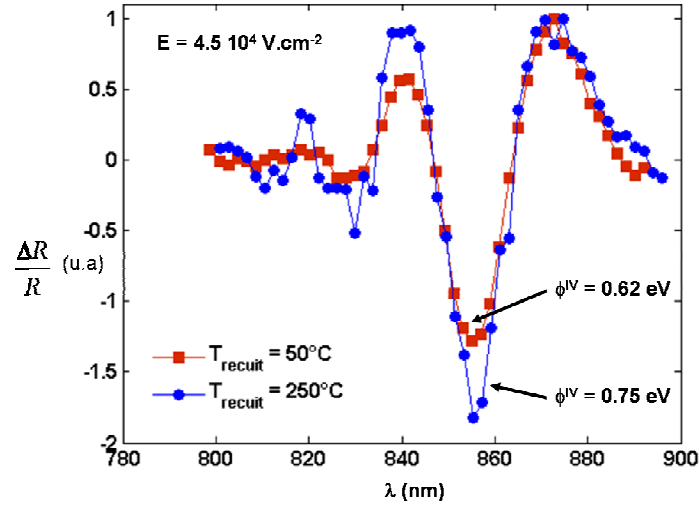


Fig. III.6 : Spectres obtenus par électroréflectance sur des échantillons non recuits (50°C) et recuits à 250°C . La valeur du champ déduit de la période des oscillations est identique pour les deux échantillons, alors que les hauteurs de barrière de Schottky déduites de mesures électriques diffèrent sensiblement.

Pour une minoration de $\langle \gamma \rangle$, nous avons supposé que σ est constant. La valeur de σ est alors déterminée par l'équation (III.7) en prenant $\langle \gamma \rangle = 1$ pour une température de recuit de 50°C . Nous obtenons comme valeur $\sigma = 63$ meV.

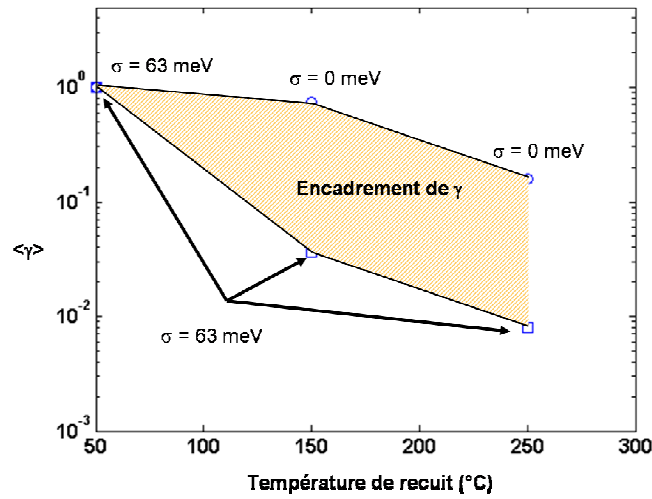


Fig. III.7 : Encadrement de $\langle \gamma \rangle$ dans les cas limites où σ est constant de valeur 63 meV, et dans le cas où $\sigma = 0$.

Pour une majoration de $\langle \gamma \rangle$, nous avons choisi σ compatible avec la relation $\sigma > 0$ et $\langle \gamma \rangle \leq 1$. Nous avons représenté sur la figure (Fig.III.8) l'encadrement obtenu pour $\langle \gamma \rangle$.

En conclusion, s'il est difficile de remonter à une valeur précise de $\langle \gamma \rangle$, la diminution du courant de saturation avec la température de recuit laisse cependant supposer une amélioration de la qualité de l'oxyde (diminution du nombre de trous).

3.D. Influence du traitement de surface

3.D.1. Influence de la température de recuit et du traitement de surface

Nous présentons sur la figure (**Fig.III.8**) les courbes I-V obtenues avec les traitements de surface à HCl et à l'hydrazine pour des échantillons non recuits puis recuits à 150°C. La surface des échantillons est $S = 0.1 \text{ cm}^2$. Les mesures sont effectuées à température ambiante. On observe que quelque soit la température de recuit, ces jonctions sont caractérisées par des facteurs d'idéalité supérieurs à 1, ce qui laisse penser que le transport électronique n'est pas uniquement gouverné par l'émission thermoionique. Aussi, les hauteurs de barrière extraites par la méthode exposée plus haut sont généralement inférieures à 0.7 eV. Nous observons par ailleurs un effet important du recuit sur les caractéristiques électriques des diodes. Si le courant en inverse ne varie pas significativement (entre un facteur 1 et 5), comme c'était le cas pour les surfaces oxydées, le courant en polarisation directe présente une forme en « N » avec un point d'inflexion au centre. Cette forme est systématiquement observée après recuit, et semble ne pas être présente avant recuit (ou peu). Nous avons par ailleurs vérifié (à l'aide du photo-courant) que cet effet n'est pas lié à la qualité du contact arrière. Enfin, nous avons observé que cette forme est plus marquée pour une passivation à l'hydrazine que pour la passivation à HCl.

Nous avons enfin réalisée une étude en fonction de la surface de la diode pour ces deux types de passivation (**Fig.III.9**). Les résultats sont synthétisés dans le (**Tab.III.2**). Les moyennes ont été effectuées sur 8 échantillons pour la passivation à HCl, et sur 5 échantillons pour la passivation à l'hydrazine.

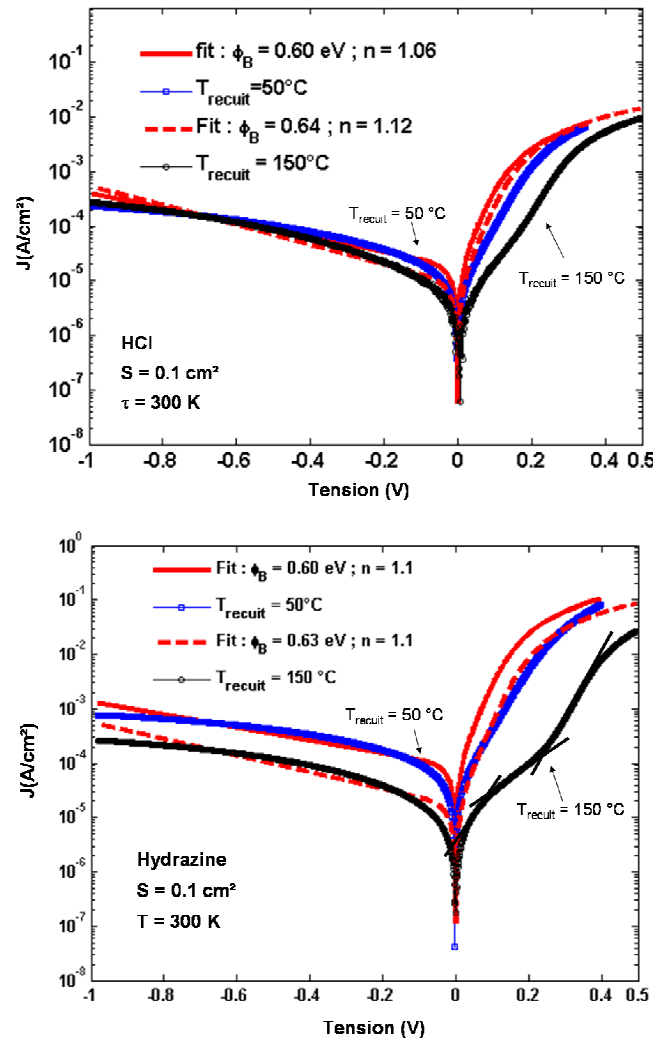


Fig. III.8 : Influence de la température de recuit sur les propriétés électriques des diodes. En haut : courbe I-V pour un échantillon non recuit et recuit à 150°C passivé à HCl. En bas : courbe I-V pour un échantillon non recuit et recuit à 150°C passivé à l'hydrazine.

Pour la passivation à HCl les courants de saturation, normalisés à la surface de la diode, augmentent avec la surface. De même le produit $R_0 S J_{\text{SAT}}$ s'éloigne de la valeur théorique 0.025. **Il y a donc « dégradation » des propriétés électriques (présence de courant de fuite) avec l'augmentation de la surface latérale de la jonction.** De fait, nous avons rencontré beaucoup de difficultés à obtenir des échantillons de surface $S = 0.3 \text{ cm}^2$ reproductibles avec un traitement à HCl. Ce résultat peut s'expliquer par l'existence de défauts micro/macrosopiques du wafer de GaAs (qui nous le rappelons ne bénéficie par d'une reprise d'épitaxie) et par l'action du traitement de surface : un traitement à HCl désoxyde la surface de GaAs, mais ne passive pas les défauts électroniques de surface.

Pour la passivation à l'hydrazine, où la statistique est moins importante, les résultats ne montrent pas de sensibilité particulière à la surface. Cependant, nous observons un écart type important sur les mesures de courant de saturation même pour des échantillons de petites surfaces. Par ailleurs, précisons que les valeurs des barrières de Schottky déduite à partir de la fonction de Rhoderick ne sont plus véritablement

justifiées, car cette barrière dépend de la tension, et donc du choix de la méthode employée. En effet, lorsque les facteurs d'idéalité deviennent supérieurs à 1 de plusieurs pourcents ($n > 1.1$), à l'émission thermoionique viennent s'ajouter d'autres mécanismes de transport, de sorte qu'il devient illusoire de caractériser nos diodes uniquement par la barrière ϕ_B , comme le montre la dernière colonne du (Tab.III.2). Par exemple, pour la passivation à l'hydrazine, la résistance à $V = 0$ semble être indépendante de la hauteur de barrière de Schottky.

$T_{\text{recuit}} = 150^\circ\text{C}$	$J_{\text{SAT}} \text{ (A/cm}^2\text{)}$	$\phi_B \text{ (eV)}$	N	$R_0 \text{ (k}\Omega\text{)}$	$R_0 s J_{\text{SAT}}$
Passivation HCl					
$S = 0.3 \text{ (cm}^2\text{)}$	$(2.7 \pm 0.5) 10^{-5}$	0.635 ± 0.014	1.23 ± 0.08	12 ± 8	0.097
$S = 0.1 \text{ (cm}^2\text{)}$	$(1.52 \pm 1.28) 10^{-6}$	0.69 ± 0.025	1.10 ± 0.08	532 ± 250	0.081
$S = 0.03 \text{ (cm}^2\text{)}$	$(1.03 \pm 2.62) \cdot 10^{-6}$	0.74 ± 0.08	1.10 ± 0.07	1360 ± 737	0.042
Passivation Hydrazine					
$S = 0.3 \text{ (cm}^2\text{)}$	$(1.97 \pm 2.06) \cdot 10^{-6}$	0.69 ± 0.03	1.18 ± 0.04	283 ± 200	0.167
$S = 0.03 \text{ (cm}^2\text{)}$	$(1.46 \pm 2.27) \cdot 10^{-5}$	0.66 ± 0.084	1.12 ± 0.04	1140 ± 900	0.5

Tab. III.2 : Récapitulatif des paramètres des filtres à spin pour les deux types de traitement de surface (HCl et hydrazine) pour trois surfaces différentes. Ces échantillons ont été recuits à 150°C .

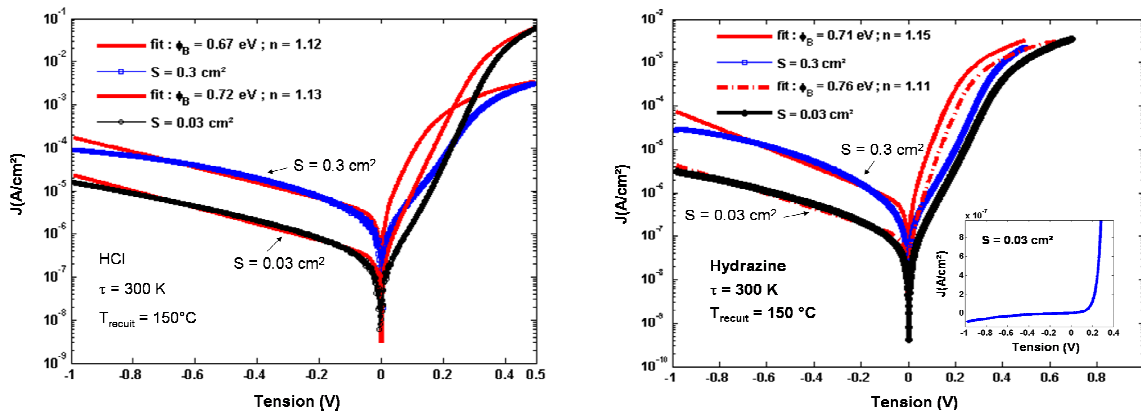


Fig III.9 : Influence de la surface sur les caractéristiques électriques des diodes. A gauche. Courbes I-V pour deux échantillons de surface $S = 0.3 \text{ cm}^2$ et $S = 0.03 \text{ cm}^2$ avec traitement de surface à HCl et recuits à 150°C . A droite, courbe I-V pour une passivation à l'hydrazine pour ces deux mêmes surfaces. En insert, représentation en échelles linéaires.

3.D.2. Interprétation des courbes I-V et C-V en fonction du type de passivation

Nous allons dans ce paragraphe donner quelques éléments pour comprendre l'origine physique de l'influence du recuit sur les propriétés électriques. Notre objectif ici n'est pas de donner une description précise des mécanismes de transport responsables de ces anomalies ; une telle étude sortirait du cadre de ce travail et mériterait une étude spécifique. Nous espérons juste cerner l'origine physique des anomalies observées afin de mieux caractériser l'action des passivations ou traitements de surface sur les propriétés électriques de nos filtres à spin.

Nous avons tracé sur la figure (**Fig.III.10**) les courbes C-V et $1/C^2$ -V pour un traitement à l'hydrazine, à HCl et, à titre de comparaison avec le procédé UVOCS (ces échantillons ont été recuits à 150°C). On peut montrer que la capacité surfacique d'une diode Schottky en polarisation inverse est donnée par la relation [Rhoderick78] suivante :

$$C = \left(\frac{q\epsilon_0\epsilon_r N_D}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \left[V_0 - V - \frac{kT}{q} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{III. 8})$$

avec V_0 définie comme la hauteur de courbure de bande dans le SC à polarisation nulle, ϵ_r la constante diélectrique relative du GaAs ($\epsilon_r = 11.7$). On a par conséquent $\phi_B = V_0 + \xi$, où $\xi = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_C}{N_D}\right)$ avec $N_C = 4.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ dans le GaAs. ξ est la différence entre la bas de la bande de conduction et le niveau de Fermi et vaut dans notre cas $\xi = 77 \text{ meV}$. En particulier, on déduit que :

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{q\epsilon_0\epsilon_r N_D} \left(V_0 - V - \frac{kT}{q} \right)$$

Pour des polarisations négatives, $\frac{1}{C^2}$ est par conséquent une droite de pente $p = -\frac{2}{q\epsilon_0\epsilon_r N_D}$ (III. 9) et l'extrapolation de cette fonction à ordonnée nulle nous donne une tension V_ϕ liée à la hauteur de barrière selon :

$$\phi_B = V_\phi + \xi + \frac{kT}{q} = V_\phi + 0.103 \quad (\text{III. 10})$$

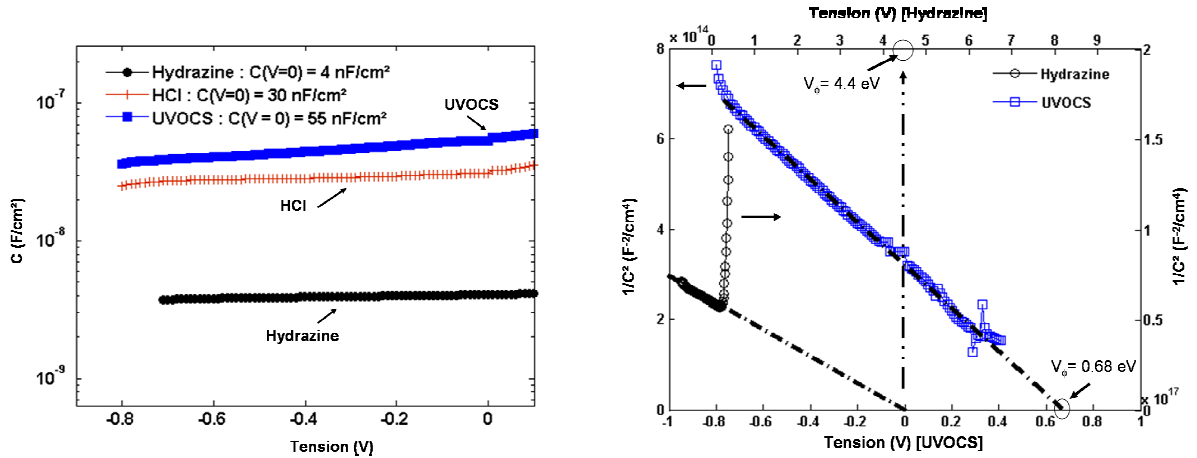


Fig. III.10 : (à gauche) Capacité (F/cm^2) mesurée pour les trois types de traitement de surface en fonction de la tension appliquée à la diode. Les mesures ont été effectuées à la fréquence de 1kHz. A droite : courbe $1/C^2$ en fonction de la tension appliquée pour la passivation à l'UVOCS (carrés), et pour la passivation à l'hydrazine (cercle). L'extrapolation de la courbe (pour les potentiels négatifs) à ordonnée nulle donne $V_\phi = 0.68 \text{ V}$ pour la passivation à l'UVOCS, et $V_\phi = 4.4 \text{ V}$ pour la passivation à l'hydrazine.

Nous avons regroupé dans le (Tab.III. 3) les paramètres déduits des équations (III. 8 – III. 10) pour les passivations à l'UVOCS et à l'hydrazine. Nous avons inclus à titre comparatif la passivation à HCl même si la courbe $\frac{1}{C^2}$ n'est pas linéaire pour les potentiels négatifs.

On observe que les échantillons oxydés ont des paramètres très proches de ceux attendus. En revanche pour les autres types de passivation, et en particulier pour la passivation à l'hydrazine des écarts très importants sont observés, tant sur la valeur absolue de la capacité, que sur la hauteur de barrière extraite par extrapolation. Pour la passivation à l'hydrazine (Fig.III.11), la courbe $\frac{1}{C^2}$ est cependant linéaire à potentiel négatif. Ce résultat nous a amené à supposer qu'à la capacité liée à la zone de charge d'espace du SC venait s'ajouter en série une autre capacité C_I constante et dont on donnera plus tard une origine. Si cette capacité s'étend sur une longueur δ dans le SC, elle s'exprime sous la forme (par unité de surface):

$$C_I = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\delta} \quad (\text{III.11})$$

	C(V=0) (nF/cm ²)	p (nF/cm ⁴ /V)	ϕ_B (V) (C-V)
Calculées selon (III.8)	50	6.10^{-3}	0.75* [Waldrop84]
UVOCS	55	$4.91.10^{-3}$	0.78
HCl	30	4.10^{-3} [non constant]	2.6
Hydrazine	4	$1.39.10^{-1}$	4.5

Tab.III.3 : Capacités mesurées à 1kHz exprimées en nF/cm² et pente p mesurée de la courbe $1/C^2$ (à potentiels négatifs à partir de III.9), et hauteurs de barrière (III.10) pour les trois types de passivation. (*) La hauteur de barrière donnée est celle déduite des mesures C-V par Waldrop sur une diode Fe/GaAs.

Cette capacité est alors reliée à la capacité mesurée et à celle due à la zone de charge d'espace par la relation :

$$\frac{1}{C_{\text{mesurée}}} = \frac{1}{C_I} + \frac{1}{C_{\text{GaAs}}} \quad (\text{III. 12})$$

Nous avons cherché à déterminer la valeur de la capacité C_I de la zone tampon afin que la courbe $(\frac{1}{C_{\text{mesurée}}} - \frac{1}{C_I})^2$ s'extrapole à $V_\phi = 0.65$ V valeur obtenue par Waldrop [Waldrop84]. Nous obtenons comme valeur de la capacité $C_I = 7$ nF. Cette valeur est comparable à celle obtenue à partir de la relation (III.12) : $C_I = 4.5$ nF. Par ailleurs, par l'équation (III.11), nous extrayons comme valeur de δ :

$$\delta = 1.4 \mu\text{m}$$

Cette longueur peut sembler très grande pour une couche tampon. Nous pensons que cette couche peut-être une zone de très faible dopage. En effet, au cours de la réaction de passivation à l'hydrazine, des atomes d'hydrogène peuvent diffuser à la surface du SC. La diffusion de l'hydrogène dans le silicium et le GaAs a été étudiée au cours des années 90 [Pearton91] et il est connu que l'hydrogène diffuse efficacement dans les SC, et peut former des complexes stables avec des donneurs profonds, comme le Si dans notre cas. Il a ainsi été démontré [Chevallier85] que l'insertion d'hydrogène (obtenue par dépôt plasma ou par voie électrochimique) peut totalement neutraliser les donneurs Si dans GaAs, et créer une zone épaisse très peu dopée.

L'influence de la température sur ces processus est cependant compliquée car elle fait intervenir la diffusion des espèces dans le SC qui rentre en compétition avec les mécanismes de formation ou de dissociation des complexes Si-H. Si les particules diffusantes sont chargées (comme H^- [Roos91]), leur diffusion va également dépendre du champ électrique auquel elles sont soumises, et donc de leur position dans le SC. A titre indicatif, nous donnons la constante de diffusion de l'hydrogène dans le GaAs. Elle s'exprime par la relation empirique [Pearton91] :

$$D_H = 1.5.10^{-5} \exp\left(-\frac{0.62}{k\tau}\right) \text{ cm}^2.\text{s}^{-1}$$

Pour un recuit de 20 minutes à une température de 400°C (avant dépôt du métal), on déduit alors une longueur de diffusion ℓ :

$$\ell = \sqrt{D_H \tau} = 6 \mu\text{m}$$

Cette valeur est comparable en ordre de grandeur à la longueur δ déduite des mesures C-V.

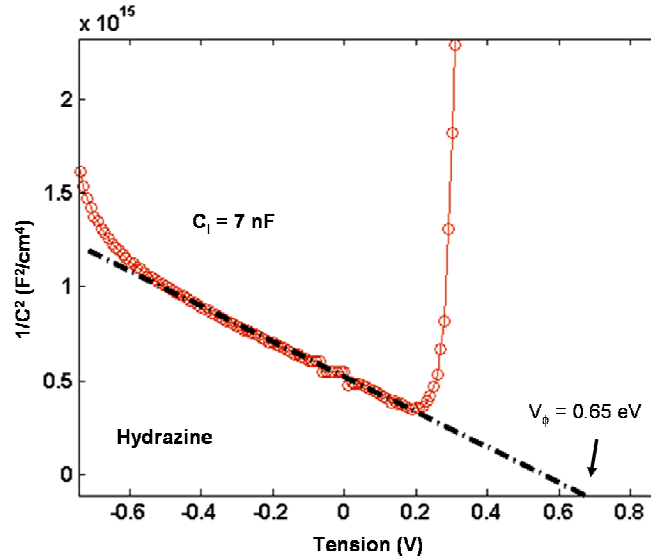


Fig. III.11 : Courbe $\left(\frac{1}{C_{\text{mesurée}}} - \frac{1}{C_I}\right)^2$ en fonction du potentiel appliqué à la diode pour la passivation à l'hydrazine. C_I a été choisie de sorte que l'extrapolation de la courbe aux potentiels négatifs à ordonnée nulle, soit à $V_\phi = 0.65 \text{ V}$ [Waldrop84].

Les anomalies observées (forme en « N ») sur les caractéristiques I-V après recuit de la diode Schottky, peuvent s'expliquer à partir de défauts de surface probablement restaurés après recuit. En effet, si ces états sont caractérisés par une énergie E_A supérieur au niveau de Fermi, lorsqu'en élevant la tension le quasi niveau de Fermi dans le SC croise cette énergie, les états deviennent chargés, ce qui provoque une élévation de la hauteur de barrière, et donc une variation de courant plus lente avec la tension appliquée. Quand le quasi niveau de Fermi devient supérieur à E_A , ces états restent chargés et le courant se remet à augmenter. Ce mécanisme peut être une explication de la forme en « N » qui est observée sur les échantillons passivés à l'hydrazine.

Des études supplémentaires sont cependant nécessaires pour aller plus loin dans l'interprétation de ces effets.

4. Résultats sur les propriétés magnétiques

Nous présentons dans ce paragraphe les résultats obtenus sur les caractéristiques magnétiques de nos échantillons. Ces caractéristiques ont été étudiées pour les trois types de traitement de surface, en fonction de la température de recuit et pour différentes épaisseurs du métal ferromagnétique.

4.A. Influence de la passivation

Nous présentons sur la figure (**Fig.III.12**) les cycles d'hystérésis obtenus pour les trois types de traitement de surface selon les directions [110] et [1-10]. Ces échantillons n'ont subi aucun recuit et ont tous la même épaisseur de Fe (4nm). Pour ces mesures, la direction [110] coïncide avec l'axe défini par l'intersection du plan de l'échantillon avec le plan d'incidence du flux d'évaporation.

Quel que soit la passivation, les échantillons présentent tous un cycle d'hystérésis carré selon la direction [110], avec un champ rémanent proche de 100%. Nous observons également une forte anisotropie uniaxiale pour les échantillons oxydés et passivés à l'hydrazine, ainsi que des différences importantes dans les champs coercitifs.

Passivation	H _C (Oe) (MOKE)	Rugosité (nm PP) (AFM)	Anisotropie uniaxiale
UVOCS			
Pd/Fe/UVOCS/GaAs ¹	40-45	1	forte
Fe/UVOCS/GaAs ¹	25-30	1	forte
Au/Fe/UVOCS/GaAs ²	20	0.8	faible
HCL			
Pd/Fe/HCL/GaAs ¹	20-25	-	faible
Au/Fe/GaAs (MBE) ²	15	0.2	forte
Hydrazine			
Pd/Fe/N-GaAs¹	80-130	2	forte

Tab. III.4 : Récapitulatif des champs coercitifs, de la rugosité (exprimée en nm pic à pic PP) et de l'anisotropie uniaxiale mesurés sur différents types de structures avec les trois types de traitement de surface. Ces échantillons n'ont pas subi de traitement thermique.

¹ échantillons réalisés au laboratoire : l'angle d'incidence du flux d'atomes par rapport au plan de l'échantillon est de 45°.

² échantillons réalisés à l'Université de Rennes par Philippe Schieffer : l'angle d'incidence du flux d'atomes par rapport au plan de l'échantillon est proche de 0.

Nous avons récapitulé dans le tableau (**Tab. III.4**) les valeurs des champs coercitifs ainsi que la rugosité mesurée par AFM pour différentes structures et pour les trois types de passivation, en précisant si nous observons ou pas une anisotropie uniaxiale⁴. La structure Pd/Fe/UVOCS/GaAs et Fe/UVOCS/GaAs a été réalisée de la manière suivante : lors du dépôt de Pd, le masque a été décalé afin d'avoir trois zones

⁴ Ces mesures MOKE ont été faites le même jour et dans les mêmes conditions de vitesse de balayage du champ magnétique appliqué et d'amplitude de champ.

distinctes sur le même échantillon ; une première qui ne contient que du Pd, une zone centrale qui contient le Fe et le Pd, et enfin une troisième zone qui ne contient que du Fe⁵.

Nous observons sans ambiguïté une variation de plus de 50% du champ coercitif lorsque le métal de recouvrement passe de l'Au au Pd, pour des dépôts de rugosité similaire.

Ce type d'effet est connu et a été reporté sur des systèmes Ni/Cu [Vaz01], dans lesquels le champ coercitif est directement proportionnel à l'épaisseur de cuivre déposée.

L'amplitude du champ coercitif semble également augmenter avec la rugosité du dépôt. Pour la passivation à l'hydrazine, nous avons systématiquement observé des valeurs de champ coercitif élevées (>80 Oe).

En plus pour ce type de passivation, nous avons observé pour certains échantillons des formes de cycle d'hystérésis semblant contenir deux champs coercitifs différents, ce qui semble confirmer l'existence d'inhomogénéités de rugosité liées à la passivation.

Les champs coercitifs les plus faibles ont été obtenus pour des structures élaborées par MBE ; on retrouve alors la valeur usuelle du champ coercitif du Fe (10-15 Oe) déposé sur GaAs [Xu98].

Enfin, les anisotropies observées sur les échantillons préparés à l'UVOCS et à l'hydrazine sont des artefacts induits par la géométrie du dépôt [Durand95, Berling06] et renforcés par la rugosité d'interface. En effet, ces anisotropies sont beaucoup moins marquées lorsque le dépôt est effectué à incidence normale à l'échantillon (bien qu'encore présentes), et pour des échantillons de faible rugosité.

Ces anisotropies sont plutôt gênantes pour nos expériences, car les mesures sur les filtres à spin (**chapitre IV**) sont effectuées sans champ appliqué. Il faut donc veiller à positionner l'axe facile d'aimantation de l'échantillon selon l'axe défini par les bobines.

⁵ De façon étonnante, nous n'avons pas observé de dégradation des propriétés magnétiques du Fe nu (mesurées en MOKE) dans le temps, même après un an d'exposition à l'air.

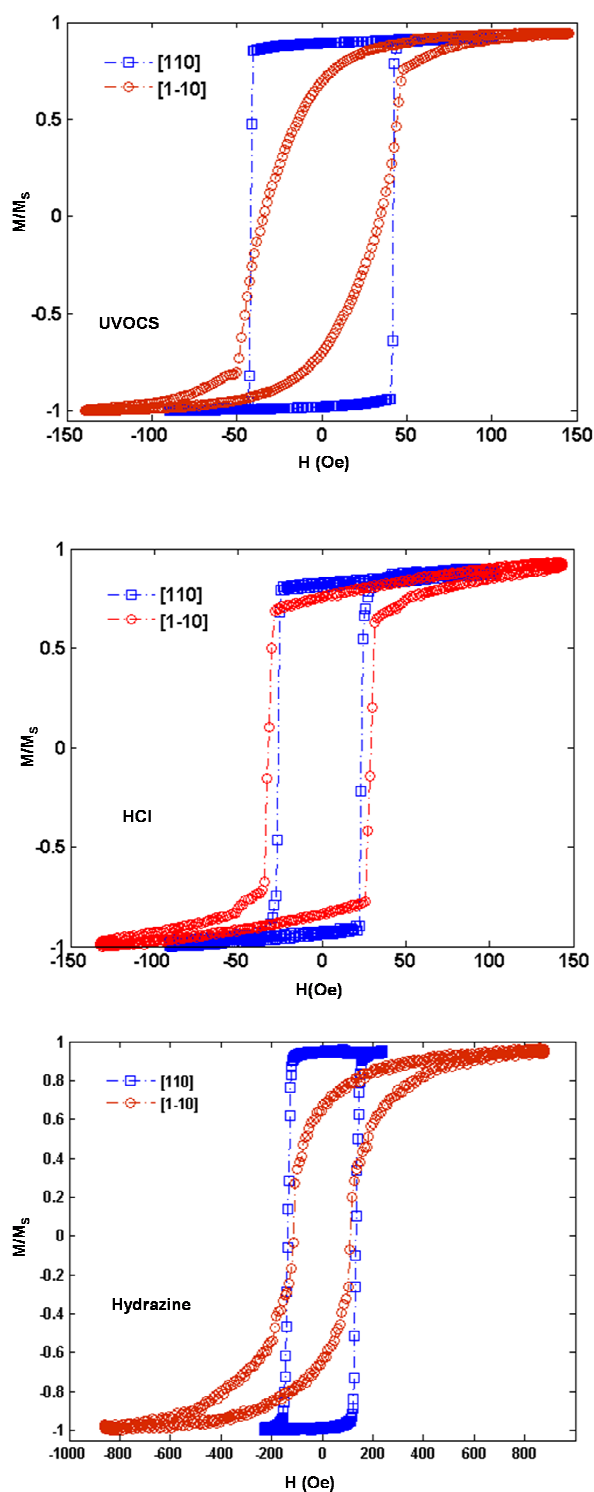


Fig III.12 : (en haut, milieu, bas) cycles d'hystérésis obtenue en MOKE respectivement pour la passivation à l'UVOCS, à HCl, et à l'hydrazine pour deux directions $[110]$ et $[1-10]$.

4.B. Etude en fonction de l'épaisseur et du recuit

Nous avons étudié l'évolution des propriétés magnétiques en fonction de la température de recuit pour différentes épaisseurs. Jusqu'à 150°C, nous n'observons aucune dégradation des caractéristiques magnétiques. Le champ coercitif ne présente pas d'évolution significative lorsque le métal de recouvrement est du Pd. Nous avons cependant observé pour la structure Au/Fe/UVOCS/GaAs un changement important du champ coercitif ainsi que de la forme du cycle pour un recuit réalisé dans des conditions standard d'étuvage. **Cette évolution n'est pas observée avec le Pd, ce qui en fait un métal de recouvrement de choix pour nos expériences.** Sur la figure (Fig.III.13) est représentée l'évolution des moments magnétiques à saturation pour un recuit à 150°C.

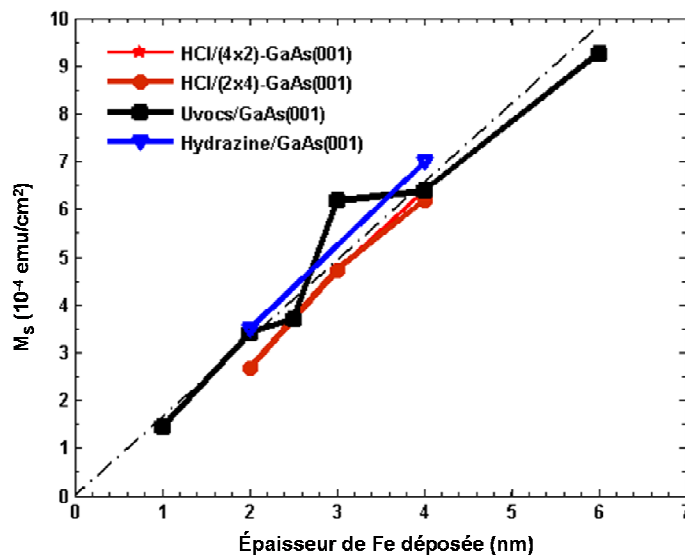


Fig. III.13 : Moments magnétiques à saturation par unité de surface mesurés en MOKE pour le traitement de surface à HCl, à l'UVOCS, et à l'hydrazine. La calibration en valeur absolue a été faite en mesurant le moment magnétique à saturation d'un échantillon passivé à l'hydrazine en SQUID. L'incertitude sur les mesures des amplitudes est de l'ordre de 10%. La courbe en pointillé représente le M_s du fer massif ($1.780 \cdot 10^{-4}$ emu/cm²).

Aux erreurs expérimentales près, pour les trois types de traitement de surface il n'y a pas de perte d'aimantation de la couche de Fe, même pour des faibles épaisseurs.

Pour des recuits à 250°C nous observons une augmentation significative du champ coercitif (75 Oe pour la passivation à l'UVOCS) et une diminution prononcée du moment magnétique pour des faibles épaisseurs (2nm). Compte tenu de l'état de l'art, la raison la plus probable serait la diffusion de l'As dans le Fe [Filipe97] mais cette raison n'est probablement pas l'unique. En effet, nous avons préparé des structures Pd(4nm)/Fe(2nm)/Pd(4nm)/UVOCS/GaAs, et nous observons également une perte de l'amplitude du signal Kerr supérieure à celle mesurée sur les structures Pd(4nm)/Fe(2nm)/UVOCS/GaAs. **Ce résultat suggère que l'interface Pd/Fe n'est pas stable à haute température (>200°C), et qu'il faut par conséquent minimiser leur nombre.**

5. Récapitulatif

Nous avons présenté au cours de ce chapitre trois procédés de traitement de surface pour réaliser des filtres à spin avec différents profils de barrière à l'interface.

Les structures Pd/Fe/Uvocs/GaAs évaporés à température ambiante présentent une interface caractérisée par la hauteur de barrière de l'oxyde Ga_2O_3 de 4.4 eV, et par la hauteur de barrière de Schottky de valeur typique 0.7 eV. Le mécanisme de transport électronique est très bien décrit par l'émission thermoionique. Ces structures peuvent être réalisées sur des surfaces latérales de l'ordre de plusieurs mm^2 sans dégradation des propriétés électriques. Elles peuvent être recuites à 150°C sans affecter les propriétés magnétiques et électriques.

Nous avons également étudié des jonctions traitées en surface avec HCl, et à l'hydrazine, qui permettent de supprimer l'oxyde natif à l'interface entre le métal et le SC. Ces diodes sont caractérisées par des facteurs d'idéalité supérieurs à 1 (>1.1). L'effet d'un recuit à 150°C sur ces structures ne perturbe pas les propriétés magnétiques, mais changent leurs propriétés électriques.

6. Etudes complémentaires

Nous présentons ici certains résultats complémentaires sur la nature de l'oxyde obtenu lors du procédé UVOCS présenté plus haut.

Nous avons étudié la composition de l'oxyde formé par le procédé UVOCS par spectroscopie de photoémission X (XPS) (ces mesures ont été effectuées par Oleg Tereshchenko à l'Université d'Etat de Novosibirsk). La source de rayons X provient de la raie Al $K\alpha$ (1486.6 eV) de l'aluminium. Les électrons qui sortent normalement à la surface de l'échantillon sont collectés par un analyseur hémisphérique de résolution 1 eV. Les profils des pics observés sont définis comme la convolution d'une lorentzienne (liée au temps de vie du niveau sondé) et d'une gaussienne (résolution de l'analyseur). Les pics sont alors déconvolués par un logiciel de simulation numérique.

La figure (**Fig III.14**) montre les spectres des niveaux Ga3d et As3d de la surface oxydée du GaAs pour différentes températures de recuit. Ces spectres révèlent la présence de trois types de composants : Ga_2O_3 , As_2O_3 et As. Ce résultat est compatible avec la littérature [Lu93]. L'arsenic peut provenir de la décomposition de l'oxyde métastable As_2O_3 en Ga_2O_3 : $\text{As}_2\text{O}_3 + 2 \text{GaAs} \rightarrow \text{Ga}_2\text{O}_3 + 4\text{As}$. **L'étude à différentes températures montre qu'à 400°C l'oxyde formé est principalement composé de Ga_2O_3 .**

Nous pouvons par ailleurs estimer l'épaisseur de l'oxyde à partir des amplitudes des pics en utilisant l'équation :

$$\frac{I_{OX}}{I_{SUB}} = \frac{D_{OX} \lambda_{OX} (1 - \exp(-\frac{d_{OX}}{\lambda_{OX}}))}{D_{SUB} \lambda_{SUB} \exp(-\frac{d_{SUB}}{\lambda_{SUB}})}$$

où I_{OX} et I_{SUB} sont respectivement l'intensité des pics de l'oxyde et du substrat pour les niveaux Ga3d (ou As3d), D_{OX} et D_{SUB} les densités de l'oxyde et du substrat, λ_{OX} et λ_{SUB} les libres parcours moyen des électrons dans l'oxyde et le substrat, d_{OX} l'épaisseur de l'oxyde.

En supposant un libre parcours moyen égal dans le substrat et l'oxyde, et de valeur 2.5 nm [Lu93], on obtient une épaisseur de l'oxyde de 2 nm.

Nous avons par ailleurs cherché à estimer la valeur du gap de l'oxyde. Nous présentons en (**Fig.III.15**) des spectres obtenus par spectroscopie de perte d'énergie d'électrons (EELS). Cette méthode est sensible aux transitions inter bandes, et donc en particulier aux transitions bande de valence à bande de conduction. Lorsque l'échantillon ne subi pas de recuit, ou un recuit à une température en dessous de 250°C , la perte

d'énergie commence à 2.8 eV. Nous attribuons cette valeur au gap de l'oxyde As_2O_3 , qui est de 3 eV. Pour un recuit à 400°C, l'énergie seuil de perte se situe à 4.4 eV. Cette valeur est proche du gap de Ga_2O_3 (4.4 eV [Passlack94]), ce qui semble confirmer l'existence d'un seul oxyde Ga_2O_3 .

Afin d'avoir un oxyde de composition bien contrôlé, nous avons avant chaque dépôt chauffé le substrat ozoné à 400°C pendant 10 minutes. L'oxyde d'épaisseur 2 nm est alors essentiellement formé de Ga_2O_3 et son gap vaut 4.4 eV. La rugosité mesurée en AFM est de 1 nm pic à pic.

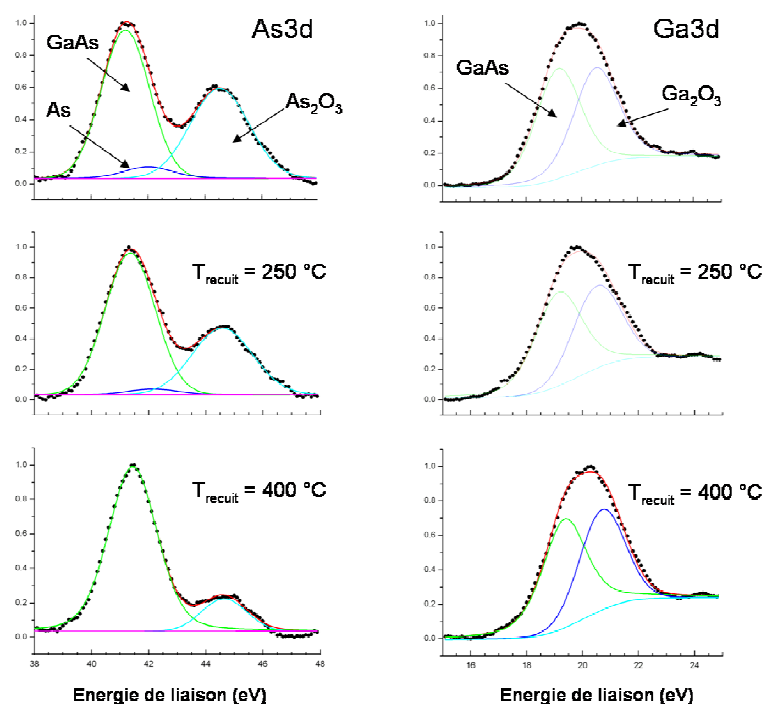


Fig III.14 : spectre XPS de As3d (gauche) et Ga3d (droite) de la surface de GaAs oxydée selon le procédé UVOCS pour différentes températures de recuit. A gauche, la déconvolution des pics (comparée avec le spectre sans oxyde) permet de distinguer essentiellement deux énergies de liaison : l'une centrée autour de 41.4 eV et est attribuée au GaAs, et l'autre centrée autour de 44.5 eV et correspond au pic de l'oxyde As_2O_3 . A droite, la déconvolution des pics montre la présence d'une énergie de liaison centrée autour de 19.1 eV (attribuée à GaAs), l'autre centré autour de 20.2 eV (attribuée à l'oxyde Ga_2O_3). (L'offset d'intensité mesuré sur les spectres de droite, à haute énergie, est lié à l'effet Doniach-Sunjic).

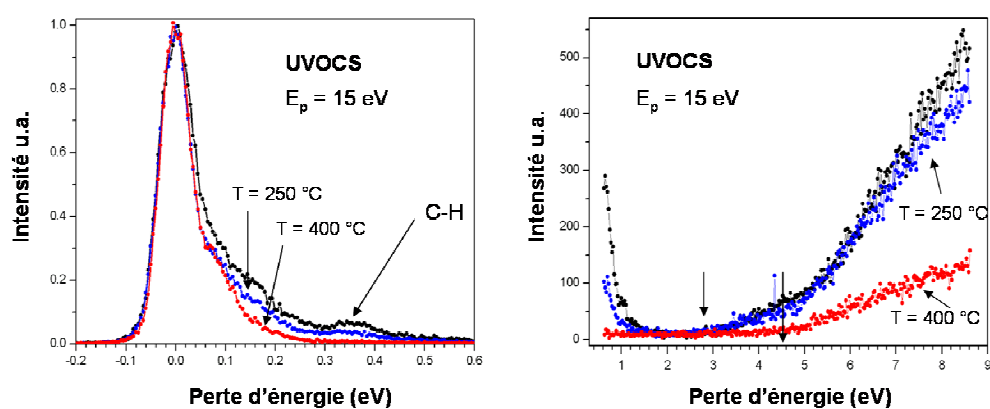


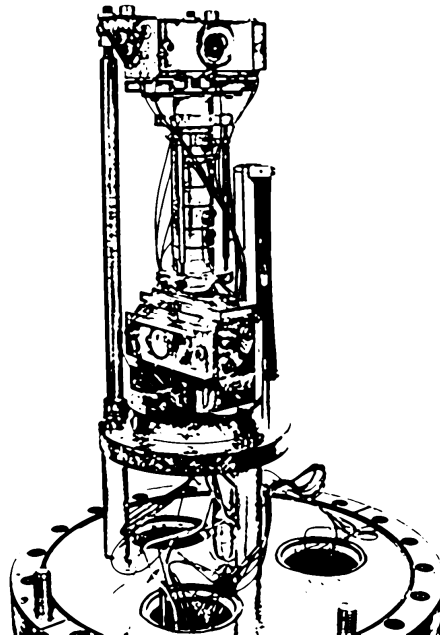
Fig.III.15 : Spectre EELS d'une surface de GaAs oxydée selon le procédé UVOCS. Spectre d'une surface non recuite (50°C), recuite à 250°C, et recuite à 400°C. A gauche spectre autour de l'énergie d'excitation. Le recuit à 400°C élimine les liaisons C-H. A droite, mise en évidence du gap de l'oxyde avec la température de recuit.

Chapitre IV

Réalisation d'un transistor à vanne de spin sous ultra-vide. Régimes de fonctionnement et performances.

Ce quatrième chapitre décrit en détail l'expérience de transmission d'électrons polarisés de spin à travers les jonctions décrites dans le troisième chapitre. Dans cette expérience, le faisceau d'électrons incidents a une polarisation de $\pm 25\%$ et son énergie varie de 10 eV à 3 keV. La conduite de ces expériences a nécessité le développement de technique de détection de faibles courants permettant de travailler à des tensions de plusieurs kilovolts avec un bruit électronique de $40\text{fA/Hz}^{1/2}$. L'expérience est identifiée à un dispositif à trois terminaux (transistor à vanne de spin) où l'injecteur de spin est découplé physiquement du détecteur (filtre à spin). Lorsque l'énergie incidente augmente, la transmission électronique (le gain du transistor) augmente sur 6 ordres de grandeur pour atteindre des valeurs aussi élevées que 300. Simultanément, la dépendance en spin du courant transmis augmente sur près de 5 ordres de grandeur et sature à une valeur qui représente environ 30% du courant incident (pour un faisceau incident polarisé à 100%). Aussi, l'asymétrie en spin de la transmission mesurée sur *la base* présente une divergence lorsque le gain est proche de 1. Ce point singulier est atteint pour une énergie d'injection de plusieurs centaines de volts. Quatre régimes de fonctionnement sont identifiés.

Nous présentons également dans ce chapitre les performances de ce transistor en terme de rapport signal sur bruit. L'énergie d'opération optimale du transistor à vanne de spin est alors déterminée en fonction des conditions d'opération du transistor. Une étude comparative avec les performances des MTT, introduits au chapitre II, est enfin menée.



1. Présentation du transistor à vanne de spin sous ultra-vide.

L'instrument que nous allons présenter fonctionne d'une manière similaire aux MTT présentés au **chapitre II** à la différence près que l'injecteur de spin est découplé du détecteur de spin. Le principe de l'expérience consiste à mesurer, pour un courant incident I_0 , d'une part le courant absorbé (I_B) dans la couche métallique et transmis dans le SC (I_C), et d'autre part l'asymétrie du courant collecté (A_C) ou absorbé (A_B) dans le SC, en fonction de l'énergie d'injection, et de l'orientation relative de la polarisation de spin des électrons incidents et de l'aimantation à saturation de la couche ferromagnétique. Cet instrument est identifié à un dispositif à trois terminaux. Pour cette raison nous l'avons appelé « transistor à vanne de spin ». L'atout principal de notre instrument est qu'il permet de contrôler indépendamment la polarisation des électrons incidents, leur intensité, et d'autre part leur énergie, sur une large gamme, sans changer la structure ou la nature du filtre à spin.

La réalisation pratique de notre « transistor » est cependant très différente des systèmes tout solides et imposent des contraintes liées d'une part à l'environnement ultra-vide dont il dépend (transport d'électrons libres sur de grandes distances) et d'autre part aux techniques de détection de faibles courants sous haute tension.

Nous avons représenté sur la figure (**Fig. IV.1**), le schéma et le principe du transistor à vanne de spin.

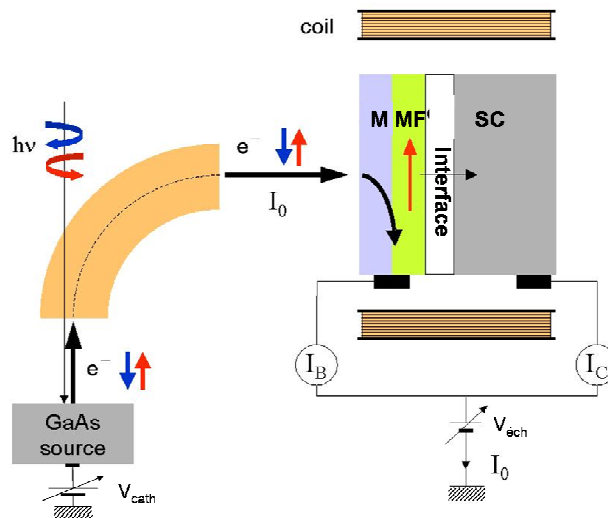


Fig. IV.1 : Schéma du transistor à vanne de spin. L'ensemble du filtre à spin est porté à un potentiel V_{ech} qui fixe l'énergie des électrons incidents. Le courant absorbé I_B est mesuré sur la base, et le courant collecté I_C est mesuré sur la face arrière du SC. M désigne le métal non magnétique de recouvrement, MF le métal ferromagnétique, et SC le semi-conducteur.

Le transistor se compose de trois parties distinctes qui seront décrites en détail à la prochaine section :

- L'émetteur à électrons polarisés. Il se compose d'une source de GaAs (type p) activée en affinité électronégative, et excitée en condition de pompage optique par une lumière à 780 nm.
- Une optique électronique de transport. L'optique électronique permet d'une part d'acheminer les électrons jusqu'à l'échantillon avec une polarisation de spin parallèle à l'aimantation de l'échantillon (grâce à un rotateur), et d'autre part, elle offre la possibilité de sélectionner en énergie les électrons photo-émis (grâce à un sélecteur électrostatique).
- Le filtre à spin, dont l'élaboration a été décrite au **chapitre III**. Il réunit dans la même structure la base et le collecteur du transistor. La base métallique contient la partie ferromagnétique dont la fonction est de filtrer en spin les électrons incidents ; le collecteur est le SC, et recueille les électrons qui passent au dessus des énergies seuil E_s (qui peuvent être la barrière d'oxyde, ou la barrière de Schottky). L'énergie des électrons incidents E_0 est fixée par la tension appliquée à l'échantillon V_{ech} .

Nous avons représenté sur la figure (**Fig. IV.2**), le diagramme en énergie du montage expérimental. Lorsque le GaAs est excité par de la lumière, les électrons photo-crées sont accélérés dans le champ électrique de la zone de charge d'espace, et se présentent à la surface du SC avec une certaine distribution en énergie. Comme nous le montrerons plus loin, le sélecteur électrostatique est conçu pour ne laisser passer que les électrons qui sortiraient d'une électrode dorée avec une énergie cinétique nulle. Ainsi, parmi l'ensemble des électrons photo-crées, seuls ceux qui ont l'énergie cinétique d'accord E_C pourront être injectés sur l'échantillon. Cette énergie cinétique est reliée au travail de sortie du GaAs, à celui de l'électrode en or, et au potentiel appliqué à la source d'électron par la relation :

$$\Phi_{Au} = \Phi_{cath} - eV_{cath} + E_c \quad (IV.1)$$

où Φ_{Au} et Φ_{cath} désignent respectivement le travail de sortie de l'or et du GaAs.

Inversement, on peut choisir la valeur du potentiel appliqué à la cathode pour ne laisser passer que les électrons qui possèdent l'énergie cinétique désirée. C'est le mode de fonctionnement qui a été retenu pour le sélecteur électrostatique.

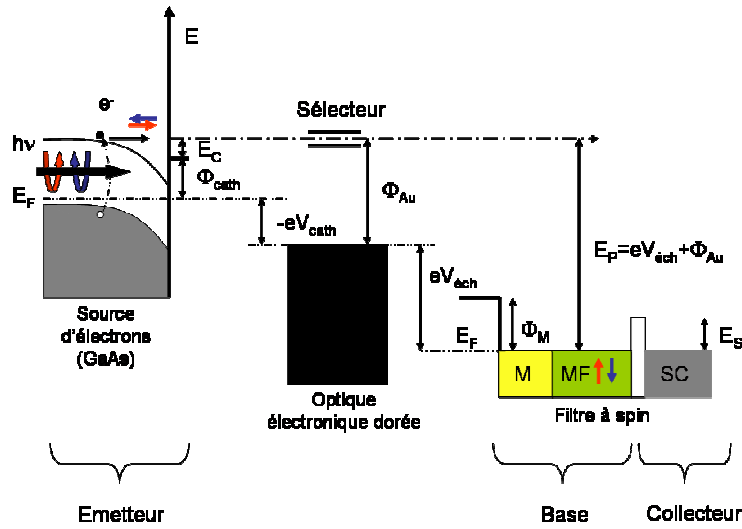


Fig. IV.2 : Diagramme en énergie du montage expérimental.

Les électrons qui franchissent l'optique électronique pénètrent ensuite dans le filtre à spin avec une énergie E_0 telle que :

$$E_0 = eV_{éch} + \Phi_{Au} \quad (IV.2)$$

L'énergie d'injection des électrons incidents est donc déterminée par le potentiel appliqué à l'échantillon. En pratique, nous avons travaillé avec des énergies d'injection variant de 10 à 3000 V. Dans ce mode de fonctionnement, l'ensemble des autres électrodes est laissé à des potentiels fixes, indépendants du potentiel de l'échantillon.

Ce mode de fonctionnement impose un choix particulier des tensions de l'optique électronique et leur influence sur la focalisation du faisceau d'électrons sur l'échantillon dans la gamme d'énergie sondée sera discutée dans la prochaine section.

2. Description du transistor à vanne de spin.

L'objectif de cette section est de décrire le transistor à vanne de spin d'un point de vue instrumental, indépendamment des performances des filtres à spin utilisés.

2.A. Réalisation d'un « émetteur » à électrons polarisés

La réalisation d'une source à électrons polarisés à partir d'un SC repose sur deux techniques expérimentales découvertes au milieu des années 60 : le pompage optique [Lampel68], et l'activation en état d'affinité électronique négative [Scheer65]. Nous allons brièvement rappeler les fondements de ces deux techniques, puis nous exposerons dans le cadre de notre expérience la préparation d'une source à électrons polarisés.

2.A.1. Pompage optique

La technique de pompage optique dans les SC consiste à créer des électrons polarisés de spin dans la bande de conduction à partir de l'absorption d'une lumière polarisée circulairement. Elle tire son origine du pompage optique d'un gaz d'atomes, techniques proposées par Kastler et Brossel au début des années 50, et traduit le transfert du moment angulaire de la lumière au moment cinétique (de spin) de la matière.

Cette technique repose d'une part sur l'interaction spin-orbite et d'autre part sur les probabilités d'absorption différentes pour les différents états de valence identifiés par leur moment magnétique m_j . Nous avons représenté sur la figure (**Fig. IV.3**) la structure de bande d'un SC de structure blende de zinc, et les lois d'absorption associées pour une lumière polarisée circulairement ($\sigma = +1$).

Le cristal de GaAs est un semiconducteur à gap direct ($E_g = 1.52$ eV à $\tau = 300$ K), centré sur le point Γ . Des considérations de théorie des groupes montrent qu'au seuil d'absorption ($k=0$), la bande de valence (BV) est de symétrie vectorielle (type p), alors que la bande de conduction (BC) est de symétrie sphérique (type s). L'interaction spin-orbite lève la dégénérescence des six bandes de valence pour former quatre bandes Γ_8 ($p_{3/2}$) et deux bandes Γ_7 ($p_{1/2}$). Ces bandes sont séparées par une énergie $\Delta = 340$ meV. Pour une excitation proche du gap ($E_g < h\nu < E_g + \Delta$), la lumière couple uniquement les états $p_{3/2} \rightarrow s_{1/2}$.

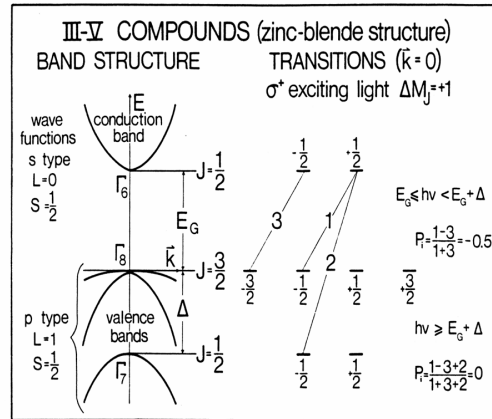


Fig. IV.3 : d'après [Meier84]. Principe du pompage optique dans le GaAs. Diagramme de bande et symétrie des fonctions d'onde au point Γ . Règles de sélection pour une lumière polarisée circulairement $\sigma = +1$.

Les règles de sélections imposent que lors de la transition le moment cinétique total est conservé. Ainsi, pour une lumière polarisée circulairement et de moment cinétique $\sigma = +1$, on doit avoir $\Delta m_j = +1$. De fait, seules deux transitions sont possibles : $m_j = -3/2$ (BV) $\rightarrow$ $m_j = -1/2$ (BC), et $m_j = -$

$1/2$ (BV) $\rightarrow m_j = 1/2$ (BC). Les probabilités quantiques associées sont respectivement $N^\downarrow = 3$ et $N^\uparrow = 1$, de sorte que la polarisation théorique des électrons dans la bande de conduction est :

$$P = \frac{N^\uparrow - N^\downarrow}{N^\uparrow + N^\downarrow} = -50\%.$$

Cette valeur n'est cependant rigoureusement valable que dans une description « atomique » de la structure de bande, et pour une excitation proche du gap (conditions de pompage optique). Lorsque l'énergie d'excitation devient supérieure à Δ , les transitions $m_j = -1/2$ (BV) $\rightarrow m_j = 1/2$ (BC) de la bande Γ_7 vers la bande Γ_6 deviennent possibles, et la polarisation totale tend vers zéro.

En pratique, la polarisation totale des électrons photo-émis dans le vide est toutefois plus faible, de l'ordre de 25% (cette valeur est issue d'une mesure à l'aide d'un détecteur de Mott [Pierce76]). En effet, lors de la diffusion vers la surface, et avant d'être émis dans le vide, les électrons relaxent une partie de leur spin. Ces mécanismes de relaxation de spin sont essentiellement gouvernés par des processus d'Yakonov-Perel et dans le GaAs leur échelle de temps est la centaine de picosecondes.

2.A.2. L'activation en état d'affinité électronique négative

Le travail de sortie Φ_{GaAs} d'une surface chimiquement propre d'un cristal de GaAs est de l'ordre de 4-5 eV. L'affinité électronique, définie comme la différence entre le niveau du vide et le minimum de la bande de conduction est alors largement positive. Dans ces conditions, aucun électron ne peut sortir du cristal (cf. **Fig. IV.4**). Il est cependant possible d'abaisser ce travail de sortie jusqu'à un peu plus d'un électron-volt par co-adsorption d'une faible quantité d'atomes électropositifs (tels que le Cs) et de l'oxygène. L'ensemble forme un oxyde CsO_2 d'épaisseur environ une monocouche, et joue le rôle d'un dipôle de surface qui abaisse efficacement le niveau du vide. Dans ces conditions, l'affinité électronique devient négative, et la probabilité pour qu'un électron photo-crée s'échappe du cristal est importante. Cette procédure, dite *d'activation en état d'affinité électronique négative*, est utilisée depuis longtemps dans les métaux [Becker26], et a permis le développement de photo-détecteurs efficaces comme la cathode S-1 (Ag-O-Cs). L'activation dans GaAs a été réalisée pour la première fois par Scheer et Van Laar en 1965 [Scheer65].

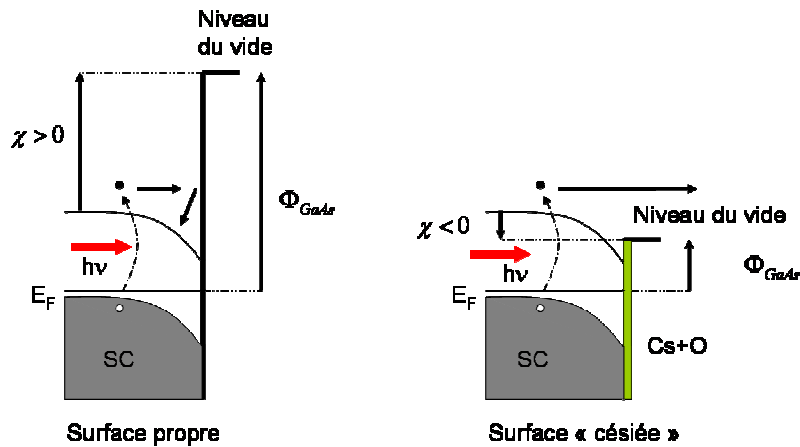


Fig. IV.4 : A gauche : diagramme de bande d'un SC dopé p possédant une surface propre. Le niveau du vide est élevé, et aucun électron ne peut s'échapper. A droite : diagramme de bande d'un SC présentant une surface césiée (Cs-O). Le niveau du vide se situe sous la bande de conduction ; la probabilité d'échappement d'un électron est élevée.

Depuis, cette technique a été largement utilisée dans des expériences en physique des hautes énergies (sources d'électrons intenses polarisées [Pierce75]), ou dans les applications en photodétection (photomultiplicateurs). C'est aussi une méthode de choix pour l'étude de la structure de bande

(dépendante ou non du spin) des SC par photoémission à basse énergie [Drouhin85, Peretti90, Lassailly90].

2.A.3. Préparation des sources d'électrons polarisés

Dans cette expérience, nous avons utilisé comme source d'électrons un cristal de GaAs [001] commercial fortement dopé p (10^{19} cm^{-3}). Avant la procédure d'activation sous ultra-vide, la source a été nettoyée ex-situ selon la procédure suivante [Pierce80] :

- Nettoyage à l'acide sulfurique concentré (H_2SO_4) pendant 5 minutes
- Rinçage à l'eau (H_2O)
- Attaque par une solution piranha ($\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O}_2 + \text{H}_2\text{SO}_4$) pendant 30 secondes
- Rinçage à l'eau (H_2O)
- Séchage au propanol vapeur

Cependant, nous avons constaté qu'un simple nettoyage à l'acétone dans un bac à ultra-sons pendant 5 min donnait des performances similaires. Ce « simple » nettoyage évite le décapage sur quelques microns du GaAs par la solution piranha qui lui donne alors une allure rugueuse.

Une fois cette préparation effectuée, l'échantillon est pincé à chacune de ses extrémités entre deux barrettes en molybdène fixées sur une céramique circulaire en MACOR. L'ensemble est monté sur un déplacement de translation et une rotation afin de positionner la source en face du barreau de césium ou en face du rotateur. La préparation de la photocathode in-situ se décompose en une procédure de chauffage, suivie d'une procédure dite d'activation.

La procédure de chauffage consiste à nettoyer l'échantillon en le chauffant à une température de 580°C pendant 2 minutes¹, puis à une température de 550°C pendant 10 minutes. Au cours de cette procédure l'oxyde natif ainsi que les autres polluants (à l'exception du carbone) se désorbent de la surface. Ce chauffage s'effectue à une pression dans le bas de la gamme des 10^{-10} Torr. L'échantillon est chauffé en faisant passer un courant alternatif dans le SC. En effet, nous avons constaté que l'utilisation d'un courant alternatif permet d'avoir un chauffage du SC globalement homogène et symétrique (**Fig.IV.5 gauche**). La température du SC au cours du chauffage est contrôlée à l'aide d'un pyromètre infrarouge IRCON monochromatique. Cependant, cette température n'est qu'approximative, car d'une part la température dépend du point de l'échantillon (**Fig.IV.5 gauche**), et d'autre part l'émissivité du GaAs dépend de son état de surface (nous l'avons prise égale à 0.7). Il est par ailleurs difficile de tenir compte précisément de l'influence des hublots sur la mesure absolue de température (pour les hublots que nous avons utilisés, nous avons mesuré une réduction de 35°C pour une incidence normale).

La procédure d'activation consiste à évaporer sur le SC immédiatement après le chauffage² du césium à partir d'un générateur commercial (situé à environ 10 cm du SC). Au cours du dépôt le SC est excité avec un laser He-Ne ($h\nu = 1.96 \text{ eV}$), et l'activation est contrôlée en mesurant le photo-courant émis par la source à l'aide d'un micro-ampèremètre (**Fig. IV.5 droite**).

A la fin de la procédure d'activation, nous obtenons une source à électrons avec un rendement de quelques pourcents et une durée de vie (1/e) sous illumination d'environ un jour. Cette stabilité dépend essentiellement de la qualité du chauffage, et de la pression totale (pendant et après la préparation de la photocathode). C'est pour cette raison que ces expériences nécessitent un très bon vide (quelques 10^{-11} Torr).

¹ La température de chauffage est limitée par la température T_C maximum d'évaporation congruente du SC. Au dessus de T_C l'arsenic s'évapore préférentiellement, et se forme à la surface du GaAs des gouttelettes blanches de gallium. Pour la surface [001] Golstein et al [Golstein76] ont mesuré $T_C = 663^\circ\text{C}$. Il est cependant prudent de ne pas excéder 600°C . Un chauffage au dessus de cette température détériore en effet considérablement la morphologie du GaAs, et altère le rendement quantique de la source.

² L'activation est réalisée juste après le chauffage afin de minimiser les contaminations par d'autres impuretés présentes dans le vide résiduel. Elle ne sera active, cependant que lorsque le SC sera à une température en dessous de 50°C .

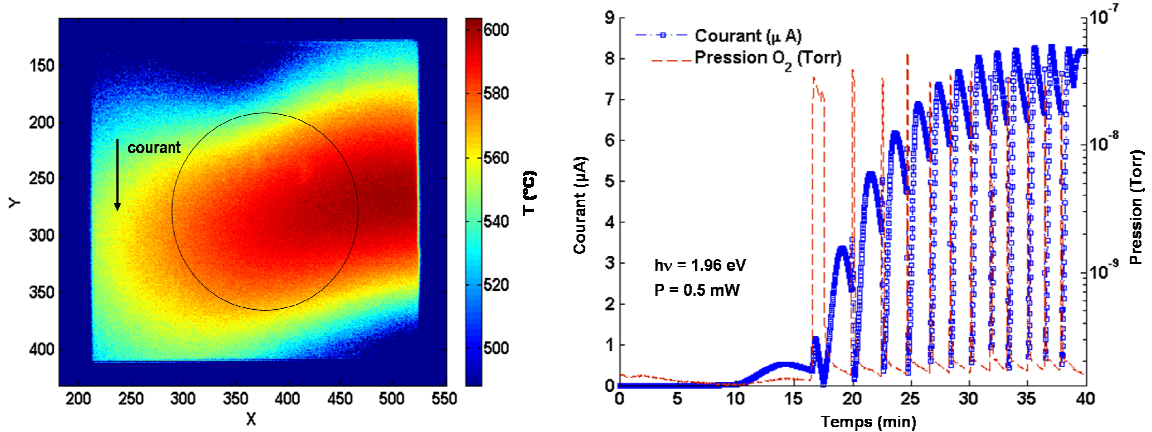


Fig. IV.5 : A gauche : cartographie en température de la source pour un chauffage moyen à 570°C (le cercle représente la zone moyennée par le pyromètre optique). Le courant circule verticalement. Cette mesure est issue d'une calibration intensité lumineuse-température, où l'intensité lumineuse a été mesurée à l'aide d'une caméra CCD. A droite : procédure d'activation de la source GaAs. Le rendement en fin d'activation est de l'ordre de quelques pourcents.

Pour l'expérience décrite ici, nous avons utilisé un laser à la fréquence $h\nu = 1.58$ eV (condition de pompage optique) pour une puissance de 1 mW. **Nous obtenons typiquement après activation des courants de quelques μA.**

La polarisation circulaire de la lumière est obtenue par la combinaison d'un polariseur linéaire et d'une cellule de Pockels³. L'ensemble est disposé sur un banc optique permettant de contrôler la position du laser par rapport à la source. Ce type de modulateur peut en principe être modulé à de très hautes fréquences. Cependant, dans notre cas, nous avons travaillé à des fréquences de l'ordre de la centaine de Hz. **Au total, on obtient ainsi une polarisation modulée d'amplitude $P_0 = \pm 25\%$.**

Précisons qu'il existe à l'heure actuelle des sources à électrons exhibant des polarisations proches de 100%. Cela est possible en levant la dégénérescence des trous lourds et des trous légers de la bande Γ_8 ($p_{3/2}$). En pratique l'utilisation d'un cristal de GaAs contraint par des super-réseaux GaAs-In_{0.2}Al_{0.21}Ga_{0.59}As permet d'atteindre des polarisations de l'ordre de 80% pour une excitation autour de 870 nm (**Fig. IV.6**).

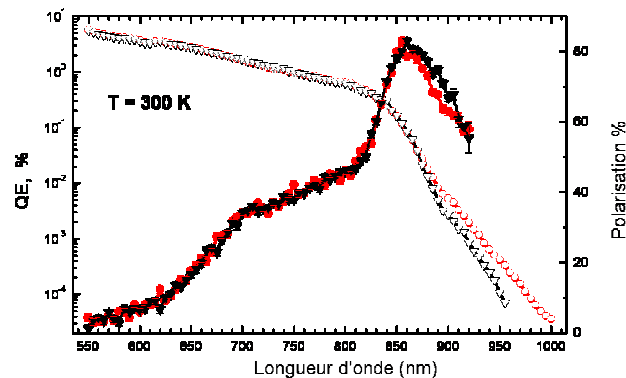


Fig. IV.6 : [source Youri Mamaev]. Rendement quantique et polarisation d'un super réseau GaAs-In_{0.2}Al_{0.21}Ga_{0.59}As (18 fois) en fonction de l'énergie d'excitation. (cercles) La source a été chauffée à 540 °C, et à 570°C (triangles).

³ Une cellule de Pockels est un modulateur optique dont il est possible de changer la biréfringence par simple application d'un champ électrique transverse au cristal (typiquement une centaine de volts).

2.B. Transport électronique vers l'échantillon

Pour guider les électrons émis par l'émetteur jusqu'à l'échantillon, un système d'optique électronique est nécessaire. L'ensemble est représenté sur la figure (**Fig.IV.7**). Il contient uniquement des éléments électrostatiques qui modifient la trajectoire des électrons sans changer la direction de leurs spins. L'ensemble est protégé des champs magnétiques extérieurs par du μ -métal.

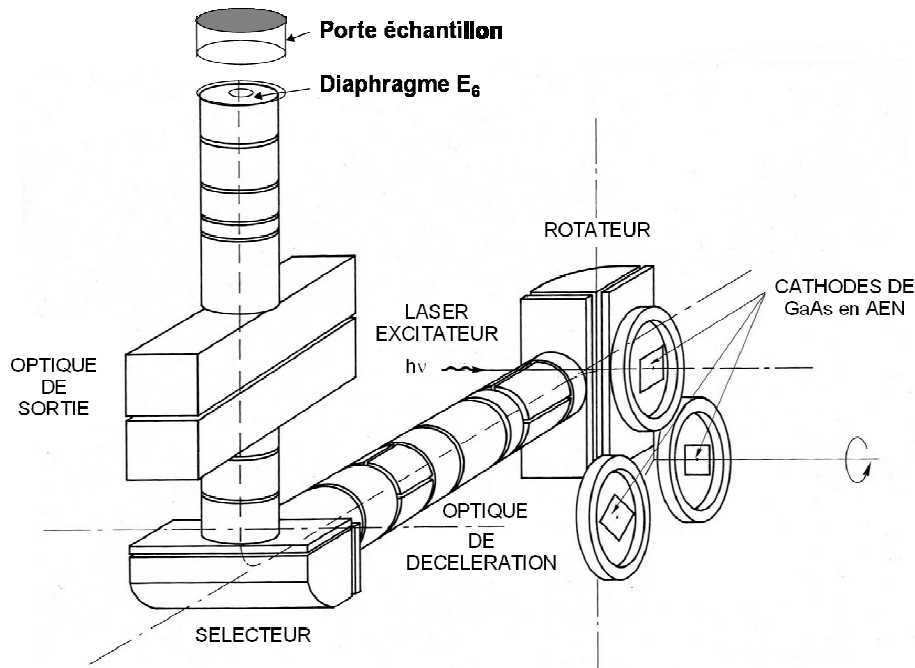


Fig.IV.7 : d'après [Houdré85]. Schéma de l'ensemble de l'optique électronique.

L'ensemble de l'optique se compose de deux éléments :

- Un spectromètre à électrons (**Fig.IV.8**). Ce spectromètre se compose d'un rotateur, d'une optique de décélération et enfin d'un sélecteur. Leur rôle est de transformer la polarisation longitudinale des électrons sortant de la source à électrons, en une polarisation transverse, parallèle à l'aimantation de l'échantillon et de sélectionner en énergie les électrons transmis.
- Une optique de sortie prolongée par un cylindre de garde sur lequel repose le porte échantillon. Le rôle de cette optique est de focaliser l'image de la source par le spectromètre sur la face avant de l'échantillon.

L'objectif de cette section est de présenter brièvement ces éléments ainsi que les performances de l'ensemble de l'optique électronique de transport lorsque l'énergie d'injection varie entre 10 et 3000eV.

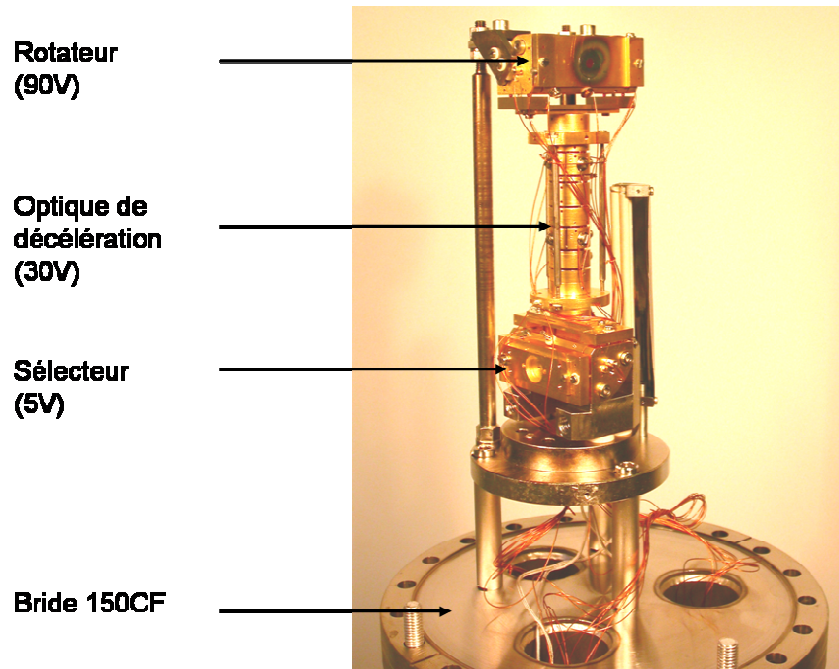


Fig. IV.8 : Photographie du spectromètre à électrons lents.

2.B.1. Les lentilles électrostatiques

L'optique électronique représentée sur la figure (**Fig.IV.7**), se compose d'une série de lentilles électrostatiques (optique de décélération et optique de sortie), dont l'objectif est de focaliser un point objet en un point image. Ces optiques comportent également des jeux de déflecteurs afin d'améliorer la collimation du faisceau d'électrons. Leur fonctionnement est en fait très similaire à celui des lentilles utilisées en optique géométrique. La trajectoire d'une particule chargée est elle aussi régit par la loi de Snell-Descartes : $\sqrt{E_1} \sin \alpha_1 = \sqrt{E_2} \sin \alpha_2$, où E_1 et E_2 représentent les énergies cinétiques de part et d'autre d'une interface. En pratique, pour réaliser des surfaces équipotentielles, nous utilisons au laboratoire des électrodes à symétrie cylindrique de diamètre $D=10$ mm et espacées d'une distance $d=1$ mm par des billes de saphir. Une particule chargée qui traverse ces cylindres va donc être accélérée ou décélérée dans la zone intermédiaire, et sa trajectoire sera incurvée de sorte qu'un effet de focalisation (effet de lentille) peut-être observé (**Fig.IV.9**). Comme en optique géométrique, les lentilles électrostatiques sont alors décrites par une focale et un grandissement dont les définitions respectent les lois de l'optique classique. Cette analogie est fort utile pour la conception d'une optique électronique [Harting76]⁴. La différence majeure avec les lentilles optiques provient de la nature même des particules en mouvement : les électrons peuvent interagir ensemble (zone de charge d'espace), et limitent en général les performances (transmission, résolution...) des optiques quand les courants deviennent importants. **L'ensemble de notre optique par exemple, ne permet pas de laisser passer efficacement des courants supérieurs à quelques micro-ampères.** Compte tenu du rendement de nos sources à électrons, l'utilisation d'un laser de puissance supérieure au mW est donc peu utile.

⁴ Le lecteur intéressé pourra trouver un excellent ouvrage sur les optiques électroniques dans [Klemperer71].

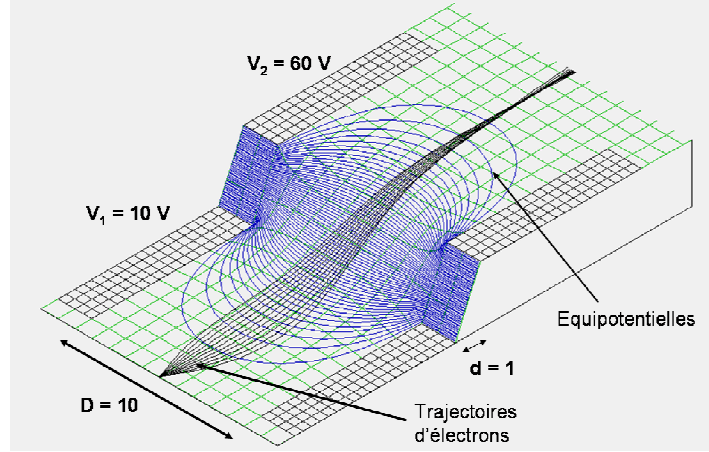


Fig. IV.9 : Simulation des trajectoires électroniques pour une lentille électrostatique à deux éléments et effet de focalisation (la simulation a été faite à l'aide du logiciel Simion). Un carreau correspond à 1 mm. La zone de focalisation est du même ordre de grandeur que la focale de cette lentille, de sorte que les lentilles électrostatiques sont en général traitées comme des lentilles épaisses.

2.B.2. Le spectromètre électrostatique

L'élément majeur du spectromètre est le sélecteur électrostatique. Le rotateur a un principe de fonctionnement similaire. Son rôle est uniquement de collecter les électrons issus de la source à électrons (potentiel attractif $V = 90$ V), et comme nous l'avons déjà souligné de « ramener » la polarisation des électrons en une polarisation transverse.

Le rôle du sélecteur est d'analyser en énergie les électrons photo-émis par la source d'électrons. Ce sélecteur a la forme d'un condensateur cylindrique d'extension angulaire 90° . Il se compose de deux armatures cylindriques qui supportent des grilles de rayon intérieur R_I et de rayon extérieur R_E portés à des potentiels respectifs V_I et V_E . Les électrons incidents entrent et sortent respectivement par une fente d'entrée et une fente de sortie de largeur $s = 0.5$ mm.

On peut montrer qu'à l'intérieur du sélecteur seuls les électrons d'énergie

$$E_A = \frac{e(V_I - V_E)}{2 \ln\left(\frac{R_E}{R_I}\right)} \text{ auront une trajectoire circulaire (de rayon } R_A) \text{ et pourront par conséquent}$$

s'échapper par la fente de sortie. Les autres électrons auront d'autres trajectoires et seront collectés par des plaques collectrices localisées de part et d'autres des grilles. Le rayon $R_A = \sqrt{R_E R_I}$ a été choisi de telle sorte que le potentiel sur la trajectoire circulaire soit symétrique par rapport aux potentiels V_I

et V_E : $V_A = \frac{V_I + V_E}{2}$. L'énergie totale d'un électron entrant dans le sélecteur est par conséquent :

$$E = e \left[\frac{V_I - V_E}{2 \ln\left(\frac{R_E}{R_I}\right)} - \frac{V_I + V_E}{2} \right] \quad (\text{IV.3})$$

Les potentiels du sélecteur ont été choisis pour que les électrons analysés soient ceux qui auraient une vitesse nulle dans le potentiel de sortie de l'Au. Si l'on choisi ce potentiel comme la référence des

énergies (électrode dorée), on a d'après IV.3 : $\frac{V_I - V_E}{2 \ln\left(\frac{R_E}{R_I}\right)} = \frac{V_I + V_E}{2} = V_A$. Pour une valeur de V_A ,

cette relation fixe par conséquent les potentiels V_I et V_E . Pour le fonctionnement de notre instrument, nous avons choisi un potentiel $V_A = 5$ V.

Cette énergie détermine également la résolution du spectromètre. Celle-ci est reliée simplement à l'énergie d'analyse et aux grandeurs géométriques du sélecteur [Drouhin86] :

$$\frac{\Delta E}{E_A} = \frac{s}{R_A}$$

La résolution du spectromètre utilisée pour cette expérience est alors de 200 meV.

Compte tenu des énergies sondées et de l'objectif de notre expérience, cette résolution n'est ici pas critique. Une faible résolution permet par ailleurs d'avoir plus de courant injecté sur l'échantillon, et d'éviter le transport d'électrons de trop basse énergie dans le sélecteur.

2.B.3. L'optique de sortie et le porte échantillon

Le rôle de l'optique de sortie est de focaliser le faisceau d'électrons qui sort du sélecteur vers l'échantillon.

Le sélecteur électrostatique n'ayant des propriétés de focalisation que dans une seule direction, le spectromètre dans son ensemble délivre deux images distinctes de la source à électrons : une image dite « verticale » et une image dite « horizontale ». L'image horizontale coïncide avec la fente de sortie du sélecteur, alors que l'image verticale se situe en amont. L'optique de sortie permet, par l'utilisation originale de lentilles rectangulaires, de faire coïncider ces deux objets en une même image sur le diaphragme de sortie de cette optique [Houdré85]. Ce diaphragme appartient à la dernière électrode de l'optique de sortie, et sera nommé par la suite E_6 .

Afin de pouvoir régler de façon indépendante le potentiel de l'échantillon du potentiel du diaphragme de sortie E_6 , *et par conséquent de travailler dans une configuration où les potentiels de l'optique de sortie sont constants quelque soit l'énergie d'injection*, le porte échantillon a été découplé de cette dernière électrode.

En pratique, l'électrode E_6 est prolongée par un cylindre de garde amagnétique sur lequel repose le porte échantillon (**Fig.IV.10**).

Le rôle de la garde est multiple :

- Maintenir mécaniquement le porte échantillon.
- Former une nouvelle électrode entre E_6 et le porte échantillon. Pour cela, la garde doit être isolée électriquement de E_6 et du porte échantillon. Elle est isolée de E_6 via des billes de saphir de diamètre 1.6 mm. L'isolation électrique du porte échantillon est assurée par une bague en céramique. Celle-ci permet d'une part d'accepter des différences de tension supérieures à 3000 V, et d'autre part a été usinée afin de donner à l'ensemble {garde+porte échantillon} une bonne tenue mécanique.
- Former une cage de Faraday, afin de récupérer tous les électrons qui ne sont pas injectés sur l'échantillon. Cela évite ainsi l'ajout de courants parasites au courant collecté en face arrière de l'échantillon.

Le porte échantillon a été conçu et élaboré pendant la thèse de Nicolas Rougemaille [Rougemaille03] et obéit à un certains nombre de critères :

- Permettre une excellente prise de contact électrique sur les deux faces de l'échantillon sans détériorer la couche nanométrique située en face avant.
- Isoler parfaitement les deux faces de l'échantillon, afin de limiter à nouveau d'éventuels problèmes liés à des courants parasites.
- Être rigoureusement amagnétique.

D'un point de vue électrostatique, l'ensemble peut par conséquent être décrit par trois potentiels différents : le potentiel V_6 du diaphragme de l'optique de sortie, le potentiel V_G du cylindre de garde, et enfin le potentiel V_{ech} appliqué à l'échantillon.

Le potentiel V_6 étant de 40 V, l'action des deux autres potentiels sur les propriétés de focalisation sera discutée au paragraphe 2.B.5.2.

2.B.4. Les bobines d'aimantation in-situ

Les mesures d'asymétrie sont effectuées en l'absence de champ magnétique (nous rappelons que le champ rémanent de nos échantillons est proche de 100%). Cependant, il est nécessaire avant chaque mesure d'aimanter in-situ l'échantillon selon la direction désirée. Cette opération est effectuée à l'aide de pulses de champs magnétiques de forme gaussienne et de largeur typique 500 ms.

Des bobines de Helmholtz ont été fixées sur l'optique de sortie, via des colonnettes. Ces bobines sont solidement fixées afin de n'induire aucune perturbation mécanique (déplacement du porte échantillon) suite aux pulses de champs magnétiques. Nous avons câblé ces bobines de sorte à pouvoir les alimenter en série ou en parallèle. Lorsqu'elles sont en série (résistance de 20 Ω), un courant de un ampère crée à la position de l'échantillon un champ de 40 Oe. Une alimentation Kepco de 400W permet alors de produire des pulses d'amplitude maximale 160 Oe. Signalons également, qu'afin de limiter au maximum les asymétries d'ordre instrumental, il est très important que l'ensemble des pièces utilisées soit rigoureusement amagnétique. A cette fin, toutes les pièces de l'optique électronique ont été réalisées avec de l'ARCAP AP4 (amagnétique), et tester à l'aide d'une sonde magnéto-résistive spécialement conçue pour mesurer un champ de quelques mG. Enfin, l'ensemble de l'optique est protégé du champ magnétique extérieur par du μ -métal.

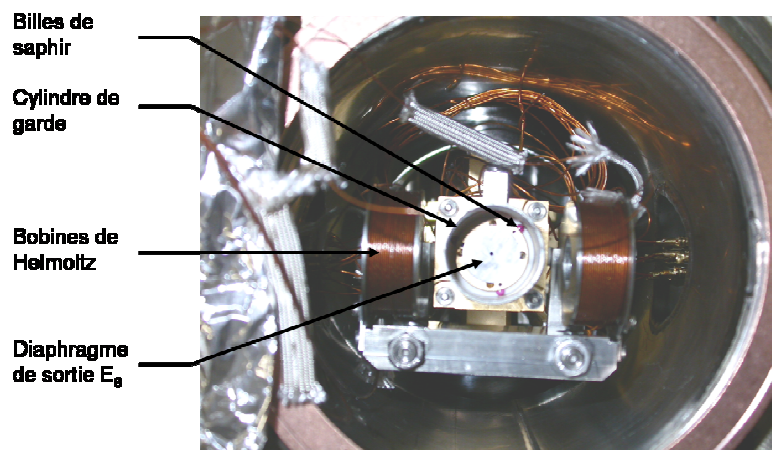


Fig IV.10 : Photographie (vue d'en haut) du système {optique de sortie – garde - bobines de Helmholtz}.

2.B.5. Performances de l'ensemble de l'optique électronique

Nous avons considéré les performances de l'ensemble de l'optique électronique selon trois critères :

- Rendement total de l'optique électronique. Ce rendement est défini comme le rapport entre le courant mesuré sur l'échantillon, en mode cage de Faraday, par le courant émis par la source d'électrons. La transmission totale dépend principalement de la résolution de l'analyseur. Une bonne transmission permet alors d'optimiser le niveau de signal sur l'échantillon et de limiter les bruits parasites⁵.
- Propriétés de focalisation et de collection du faisceau d'électrons sur l'échantillon en fonction de l'énergie d'injection. Ces propriétés sont importantes. En effet, si celles-ci sont satisfaisantes, la mesure peut être rendue continue et s'effectuer sans réglage des potentiels de l'optique électronique lorsque l'énergie d'injection est changée.
- Asymétries instrumentales. Ces asymétries fixent les limites de détection de l'appareil. Il est donc important d'en connaître la nature et l'ordre de grandeur.

⁵ Ces bruits parasites proviennent par exemple du picage du 50 Hz sur les alimentations des optiques électroniques. Ces effets sont d'autant plus importants que l'on s'écarte du maximum de transmission.

2.B.5.1. Rendement de l'optique électronique

Nous présentons sur la figure (**Fig.IV.11**), une courbe de distribution en énergie (EDC) des électrons photo-émis par la source d'électrons. Cette EDC est mesurée sur l'échantillon, en mode cage de Faraday, et pour une résolution du sélecteur de 200 meV. Nous voyons que le rendement de l'ensemble de l'optique est relativement faible, de l'ordre de 5%. Expérimentalement, on constate, qu'il est possible d'avoir des rendements de transmission plus importants (10%), mais il faut alors diaphragmer davantage la source. La résolution mesurée, légèrement supérieure à 200 meV, est la convolution de la résolution du spectromètre avec la largeur de la distribution de la source, qui est du même ordre de grandeur.

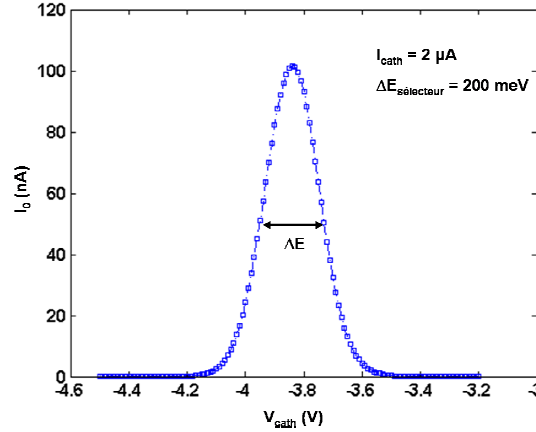


Fig. IV. 11 : Courbe de distribution en énergie (EDC) des électrons photo-émis par la source GaAs. Le courant a été mesuré sur l'échantillon, en mode cage de Faraday. De la relation (IV.1), on déduit pour un travail de sortie de l'Au de 4.8 eV, $\Phi_{cath} \approx 1.2$ eV.

2.B.5.2. Propriétés de focalisation

Nous allons maintenant présenter les propriétés de focalisation de l'ensemble de l'optique électronique. Nous avons étudié ces propriétés selon deux méthodes.

2.B.5.2.1. Caractérisation optique

La première est « optique ». Elle consiste à déposer sur le porte échantillon un écran phosphorescent à la place de l'échantillon et à mesurer l'intensité lumineuse émise à l'aide d'une caméra CCD (Watek 902B). Nous avons alors étudié le déplacement du spot lumineux pour différentes énergies d'injection, lorsque les potentiels des optiques sont proches des potentiels théoriques. **Elle a montré que le spot est bien décrit par une forme gaussienne avec pour largeur à mi hauteur 300 μ m.** Ce spot dévie avec la tension appliquée d'environ 300 μ m lorsque le potentiel de l'échantillon passe de 10 à 3000 eV. Cette déviation n'est en principe pas critique si l'échantillon est macroscopiquement homogène. Par contre, si celui-ci présente des inhomogénéités macroscopiques, la transmission dans le SC, ainsi que l'effet de filtre à spin pourra alors dépendre des réglages de l'optique.

2.B.5.2.2. Caractérisation électrostatique

La deuxième étude menée pour caractériser les propriétés de focalisation a porté sur l'étude du courant total collecté sur l'échantillon, en fonction du potentiel V_G de garde. Nous avons déjà souligné que la présence d'un cylindre de garde, implique que celui-ci doit être considéré comme une électrode à part entière. Il est par conséquent important de quantifier son influence, et de déterminer un régime de fonctionnement qui assure de bonnes propriétés de focalisation sur l'ensemble de la gamme sondée.

L'ensemble formé par le diaphragme de sortie E_6 , la garde et l'échantillon, forme un système complexe (**Fig.IV.12**). En effet, sa description demande de connaître d'une part la trajectoire des électrons dans les lignes de champs induits par la géométrie des électrodes en question, mais demande également de connaître la distribution des électrons secondaires réémis dans le vide. Le potentiel de l'électrode E_6 étant de 40 V, les électrons secondaires réémis pourront en principe être collectés par l'électrode E_6 (ou par la garde) si le potentiel de l'échantillon est inférieur à 40 V. Qualitativement, on peut prédire qu'un potentiel de garde négatif par rapport à l'échantillon aura tendance à limiter la réémission des secondaires. Par contre un potentiel trop négatif pourra faire rebrousser les électrons incidents (sortant de l'électrode E_6)⁶.

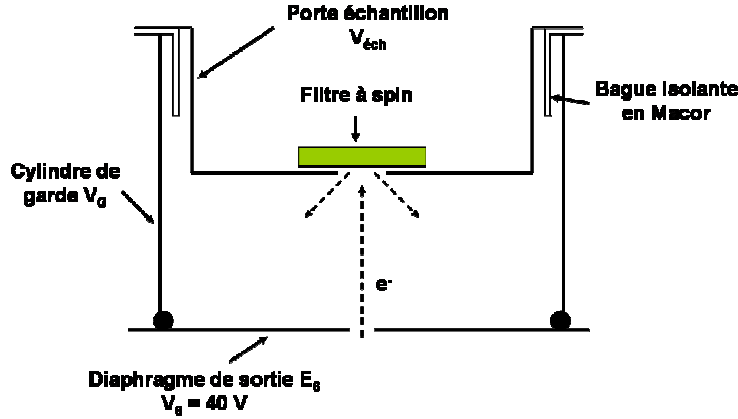


Fig.IV.12 : Représentation schématique de l'ensemble formé par le diaphragme de sortie au potentiel $V_6 = 40\text{ V}$, le cylindre de garde au potentiel V_G , et du porte échantillon porté au potentiel $V_{éch}$. Une fraction des électrons injectés sur l'échantillon est susceptible d'être réémis en fonction du choix de ces trois potentiels.

Au vue de ces remarques, nous avons été amenés à étudier deux modes de fonctionnement du potentiel de garde en fonction de l'énergie d'injection :

- Le potentiel de la garde est : $V_G = V_{éch} - V_0$, où V_0 est une constante positive.
- Le potentiel de la garde est : $V_G = -V_0$, où V_0 est une constante positive.

Le courant total collecté par l'échantillon s'exprime alors sous la forme :

$$I_0 = I_{\max} (1 - \delta)$$

où δ traduit la réémission d'électrons secondaires qui dépend de l'énergie d'injection (efficacité de réémission des électrons secondaires) mais aussi des potentiels électrostatiques autour de l'échantillon. $I_{\max}$ est le courant incident, qui sort de l'électrode E_6 .

Pour mener cette étude, nous nous sommes aidés des courbes de courant collecté en fonction du potentiel de l'échantillon, et de simulations numériques des trajectoires d'électrons soumis aux potentiels correspondants à la géométrie de notre système.

$$\text{Etude du cas } V_G = V_{éch} - V_0$$

Nous présentons sur la figure (**Fig.IV.13**) les courbes du courant total, collecté sur le porte échantillon en fonction du potentiel appliqué à l'échantillon pour différentes valeurs de V_0 .

Ces courbes montrent l'influence de la réémission d'électrons secondaires (δ) en fonction de la valeur relative du potentiel de garde et de celui de l'échantillon.

Elles nous renseignent par ailleurs sur l'efficacité de réémission de secondaires. Cette efficacité s'exprime sous la forme empirique [Young57] :

⁶ Ce phénomène de réémission d'électrons secondaire est gênant pour notre instrument qui travaille dans une géométrie de transmission. En effet, il affecte en fonction de l'énergie incidente l'efficacité de collection dans le filtre à spin. Il peut toutefois devenir intéressant si l'on souhaite faire fonctionner notre instrument dans une géométrie de réflexion.

$$\delta \approx B \frac{E_p}{E_d} \frac{\lambda}{R \cos \theta} \left[1 - \exp\left(-\frac{R \cos \theta}{\lambda}\right) \right]$$

avec B , E_p , E_d , R , θ , λ , respectivement la probabilité d'échappement d'un électron à la surface, l'énergie de l'électron incident, l'énergie moyenne nécessaire à produire un électron secondaire, la longueur de pénétration pour créer un électron secondaire, l'angle de réémission, et le libre parcours moyen inélastique à l'énergie E_0 .

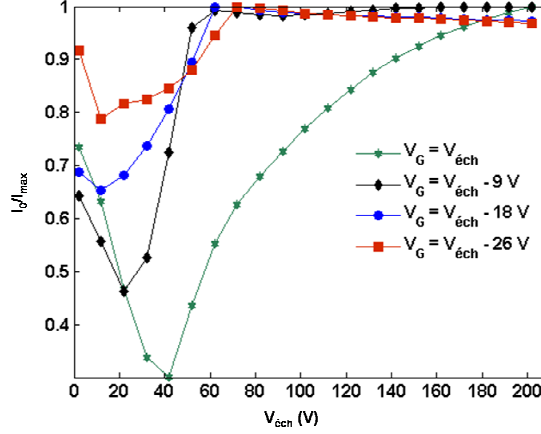


Fig. IV.13 : Courant total collecté par le porte échantillon, dans le mode où $V_G = V_{\text{éch}} - V_0$, avec $V_0 = 0, 9, 18$ et 26 V.

Pour les énergies qui nous intéressent, on a $R \cos \theta \ll \lambda$, de sorte que l'efficacité de réémission se simplifie en :

$$\delta \approx B \frac{E_p}{E_d} \quad (\text{IV.4})$$

L'efficacité de réémission est par conséquent proportionnelle à l'énergie primaire d'injection. Ce résultat peut expliquer la décroissance du courant collecté observée sur les courbes de la figure (**Fig. IV.13**). La remontée à plus haute énergie est d'origine électrostatique. Pour la comprendre, nous allons nous placer dans le cas où $V_G = V_{\text{éch}}$. A partir de 40 V, l'échantillon devient attractif (par rapport à E_6) et les électrons secondaires ne sont alors plus collectés par le diaphragme de sortie ou la garde.

Cette description qualitative est confirmée en simulant les trajectoires d'électrons réémis dans le vide, pour les quatre cas de la figure (**Fig. IV.13**). Nous avons représenté sur la figure (**Fig. IV.14**) les trajectoires des électrons incidents, et réémis dans les quatre cas et pour une énergie d'injection de 30 V. Cette simulation montre que pour une énergie d'injection donnée, plus le potentiel de garde est négatif par rapport à l'échantillon, plus les électrons secondaires sont collectés par le porte échantillon. Ces simulations permettent également d'étudier qualitativement pour une valeur de V_0 donnée l'évolution avec l'énergie d'injection. Dans le cas où $V_G = V_{\text{éch}}$ par exemple, les simulations (non représentées ici) montrent qu'entre 0 à 40 V, l'ensemble des électrons secondaires sont collectés par E_6 . La dépendance de δ avec l'énergie d'injection est donc uniquement liée à l'augmentation de l'efficacité de réémission de secondaires (**équation IV.4**). Pour des tensions supérieures à 40V, les électrons secondaires sont maintenant collectés par le porte échantillon, qui est plus attracteur, et le courant total augmente.

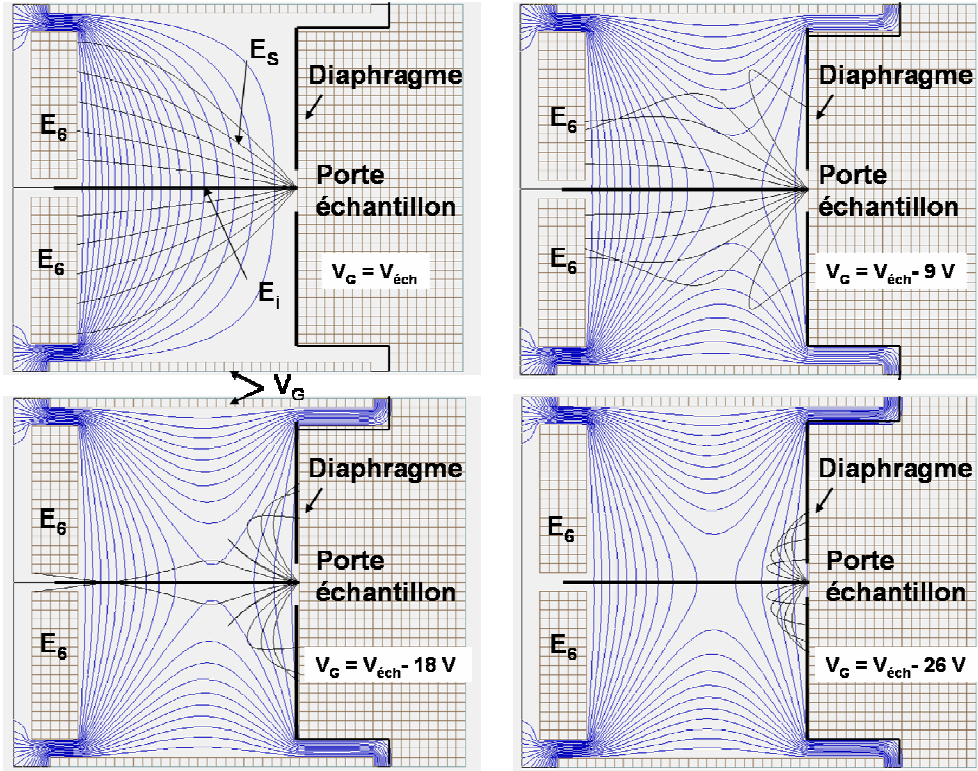


Fig IV.14 : Simulation des trajectoires électroniques des électrons à la sortie de l'optique de sortie (diaphragme de sortie E_6 qui est au potentiel $V_6 = 40$ V) dans le mode où $V_G = V_{éch} - V_0$, avec $V_0 = 0, 9, 18$ et 26 V. Pour ces simulations, nous avons fixé l'énergie de l'échantillon à 30 V, et l'énergie moyenne des électrons émis à 5 eV. Un angle de réémission compris entre $[-50^\circ ; 50^\circ]$ a été choisi. E_i fait référence aux électrons incidents (dont le point objet est situé au milieu du diaphragme de sortie E_6), et E_s aux électrons secondaires réémis par l'échantillon. Nous constatons que plus le potentiel de garde est négatif par rapport au potentiel de l'échantillon (phénomène de pincement des lignes de champs), plus la réémission de secondaires hors porte échantillon est « électrostatiquement » défavorisée.

Etude du cas $V_G = -V_0$

Nous présentons sur la figure (**Fig.IV.15**) les courbes des courants collectés sur le porte échantillon en fonction du potentiel appliqué pour différentes valeurs de V_0 .

Nous observons cette fois-ci une allure monotone avec l'énergie d'injection. Par ailleurs, pour une énergie d'injection donnée, plus le potentiel de garde est négatif, plus δ est faible. Ce résultat est interprété « électrostatiquement » par les simulations numériques (**Fig.IV.16**). Un potentiel de garde négatif « pince » les lignes de champs et interdit les électrons secondaires de quitter le porte échantillon. Pour un potentiel de garde donné, les simulations (non représentées ici) montrent également que plus l'énergie d'injection est élevée (même dans le cas où $V_G = -2$ V), plus les électrons secondaires sont capturés par le porte échantillon. Cet effet de nature électrostatique contrecarre ainsi l'augmentation de l'efficacité de collection avec l'énergie (**équation IV.4**), et permet d'interpréter la variation monotone du courant total collecté par le porte échantillon.

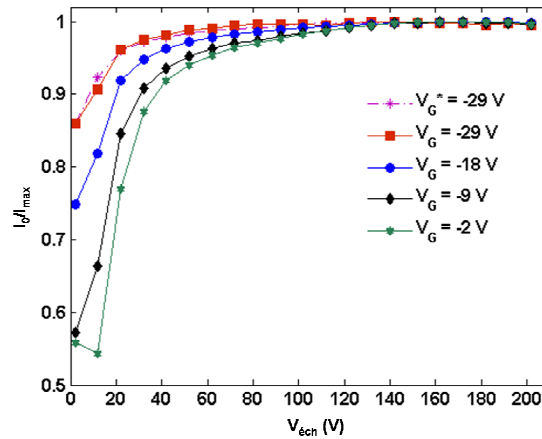


Fig. IV.15 : Courant total collecté par le porte échantillon, dans le mode où $V_G = -V_0$, avec $V_0 = 2, 9, 18$ et $29 V$. L'astérisque pour $V_G^* = -29 V$ fait référence à une mesure où nous avons, pour chaque tension, optimisé le courant collecté. Cette courbe est très proche de celle où l'optimisation a été faite à une seule tension.

En conclusion, le mode qui limite le plus efficacement la réémission de secondaires est celui où le potentiel de garde est constant et le plus négatif. Nous avons pris pour la valeur du potentiel de garde $V_G = -29 V$ pour l'ensemble des expériences⁷.

Ce mode définit par ailleurs un régime de fonctionnement où l'optimum de transmission à travers l'échantillon est très peu dépendant de l'énergie d'injection.

Ceci nous permet de faire de mesures en continu, sans optimisation à chaque énergie d'injection.

Enfin, signalons que ce mode de fonctionnement présente toutefois des limites. En effet, les simulations prédisent que même pour une tension de garde de $-29V$, il existe toujours des électrons réémis. Une grande majorité de ces électrons sont émis dans le vide, puis recollectés par le porte échantillon (en réalité par le diaphragme du porte échantillon). Cependant, ces électrons ne sont pas tous collectés par l'échantillon lui-même, de sorte qu'une partie des électrons injectés ne contribue pas à la transmission à travers l'échantillon. Indépendamment de la qualité de l'échantillon, ce phénomène peut biaiser les mesures de transmission.

⁷ Nous pourrions en principe choisir une tension arbitrairement négative. Cependant expérimentalement nous observons que pour une tension inférieure à $-33 V$, le courant injecté devient brusquement nul. Encore une fois, les simulations nous ont permis de comprendre ce résultat. En effet, lorsque la tension de la garde est trop négative, les lignes de champ pincent le faisceau d'électrons jusqu'à le couper. Pour un potentiel de garde donné, il sera alors possible de détecter un courant sur l'échantillon qu'à partir d'une tension minimale, supérieure au travail de sortie du métal de recouvrement. Pour une tension de garde de $-29 V$, nous mesurons une tension minimale d'injection de $1.2 V$, soit une énergie minimale d'injection de $6 eV$ (pour un travail de sortie de l'Au de $4.8 eV$).

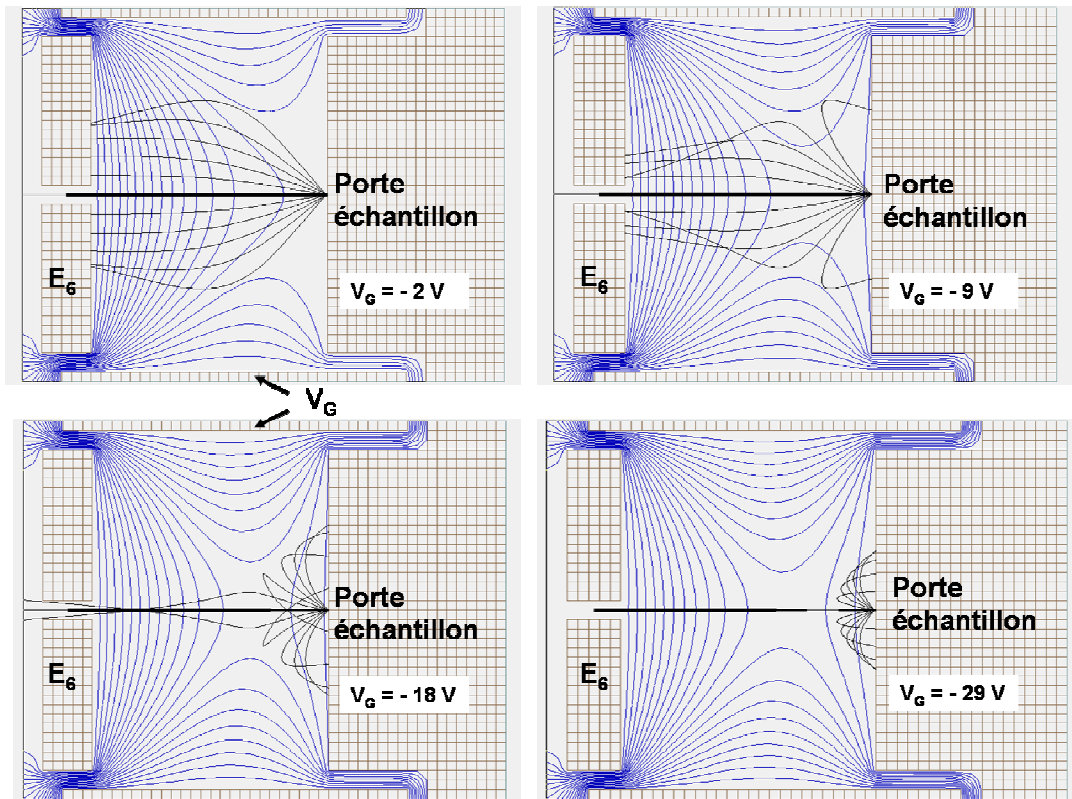


Fig.IV.16 : Simulation des trajectoires électroniques des électrons à la sortie de l'optique de sortie (diaphragme de sortie E_6 qui est au potentiel $V_6 = 40$ V) dans le mode où $V_G = -V_0$, avec $V_0 = 0, 9, 18$ et 29 V. Pour ces simulations, nous avons fixé l'énergie de l'échantillon à 10 V, et l'énergie moyenne des électrons émis à 5 eV. Un angle de réémission compris entre $[-50^\circ; 50^\circ]$ a été choisi. E_i fait référence aux électrons incidents (dont le point objet est situé au milieu du diaphragme de sortie E_6), et E_s aux électrons secondaires réémis par l'échantillon. Nous constatons que plus le potentiel de garde est négatif par rapport au potentiel de l'échantillon, et plus la réémission de secondaires est « électrostatiquement » défavorisée.

Cet effet peut cependant être diminué en travaillant avec des diaphragmes (situés sur le porte échantillon) de grande ouverture. Il est par conséquent avantageux de disposer d'échantillons de grande surface. **En pratique nous avons utilisé des diaphragmes en or de diamètre d'ouverture $\Phi = 3$ mm.**

2.B.5.3. Asymétries instrumentales

Une étude complète des asymétries instrumentales a été effectuée. Nous rappelons ici brièvement les résultats importants de cette étude.

De façon générale, ces asymétries instrumentales sont gênantes pour la mesure des « vraies » asymétries liées au phénomène de filtre à spin qui sont de l'ordre de 10^{-3} .

Ces asymétries instrumentales sont de deux natures :

- **Optique.** Lorsque l'on change la polarisation des électrons incidents via la cellule de Pockels, le point d'émission des électrons photo-émis, et donc, le courant peut changer et induire des asymétries de courants collectés.
- **Magnétique.** Lorsque l'on applique des pulses de champs magnétiques, l'environnement magnétique autour du faisceau d'électrons change et conduit à une modulation de la collection dans le SC.

Ces asymétries sont définies de la façon suivante :

$$A = \frac{\Delta I_C^{instr}}{I_C}$$

où ΔI_C^{instr} représente la modulation du courant parasite collecté qui peut être d'origine optique ou magnétique.

Cette étude a montré que la modulation de polarisation par la cellule Pockels n'induisait aucune variation de la trajectoire du faisceau d'électrons. Seule une variation de l'amplitude du courant collecté est mesurée. **Cette asymétrie est de l'ordre de 4.10^{-4} au mieux.** Cet optimum est déterminé par la cellule Pockels.

Pour ce qui est des asymétries de nature magnétique, l'étude a montré que le faisceau d'électron est dévié, suite à un pulse de champ magnétique, d'une distance d'environ 40 μm pour une énergie incidente de 600 eV. Cette déviation diminue avec l'énergie incidente (160 μm pour une énergie de quelques dizaines d'électron-volts, et quasi nulle au delà de 1000 V). La déviation est indépendante de la largeur des pulses et s'effectue selon une direction perpendiculaire à l'axe de bobines. Ce résultat suggère l'existence d'une pièce magnétique qui resterait aimantée après chaque pulse de champ. Un calcul du champ démagnétisant de l'échantillon ne peut expliquer une telle variation de position (l'ordre de grandeur calculé est de l'ordre de quelques μm). Cette étude nous a amené à raccourcir la longueur de la garde, afin que l'échantillon soit à seulement quelques millimètres du diaphragme E_6 de l'optique de sortie. Une distance plus courte minimise en effet la déviation du faisceau d'électrons. Nous avons également fabriqué un diaphragme de sortie E_6 de diamètre d'ouverture $\Phi=1$ mm (au lieu de 5 mm), afin d'éviter toute perturbation des lignes de champ imposées par le porte échantillon à l'intérieur de l'optique de sortie.

Pour évaluer l'importance de ces asymétries d'origine magnétiques, nous avons mesuré les asymétries pour un échantillon sans couche magnétique (membrane d'Au).

Les asymétries résiduelles sont de l'ordre (ou légèrement inférieures) à 10^{-4} , et il semble aujourd'hui difficile de réduire davantage ces asymétries instrumentales.

3. Régimes de fonctionnement du transistor à vanne de spin

L'objectif de cette section est de décrire les régimes de fonctionnement du transistor à vanne de spin en fonction de l'énergie d'injection E_0 . Nous avons défini plusieurs grandeurs adimensionnées pour le caractériser :

- son gain (ou sa transmission T)
- la dépendance en spin du gain (ΔT)
- l'asymétrie de spin, qui peut être évaluée soit sur le courant base (A_B), soit sur le courant issu du collecteur (A_C).

Dans cette section et la suivante, nous présenterons les résultats obtenus pour deux échantillons oxydés. L'analyse pour les autres types de traitement de surface sera abordée au **chapitre V**.

L'échantillon 1 a pour structure : Pd(2nm)/Fe(2.5nm)/Ox/GaAs.

L'échantillon 2 a pour structure : Pd(3nm)/Fe(4nm)/Ox/GaAs.

3.A. Principe de la mesure et procédure d'acquisition

Lorsque l'énergie des électrons incidents est supérieure à l'énergie minimale d'injection dans l'échantillon, un courant d'intensité I_0 et de polarisation P_0 pénètre dans le filtre à spin. Selon des processus qui seront décrits en détail au chapitre V, une partie de ces électrons relaxent leur énergie et sont collectés dans la base : ils participent alors au courant I_B . Le reste des électrons a conservé

suffisamment d'énergie pour franchir l'énergie de seuil ϕ , et est collecté dans le SC pour contribuer au courant I_C . La conservation du courant permet d'écrire pour chaque énergie d'injection :

$$I_0 = I_B + I_C \quad (\text{IV.5})$$

3.A.1. Conditions de mesure

L'ensemble des mesures a été effectué à température ambiante et sans champ magnétique appliqué afin d'éviter toute influence d'un champ magnétique sur l'orientation du spin des électrons incidents. Pour certaines mesures, afin de s'assurer que nous mesurons un vrai effet de filtre à spin, nous avons appliqué un champ magnétique externe vertical de quelques gauss, à l'aide de bobines de Helmholtz de grand diamètre, afin de précesser le spin des électrons incidents jusqu'à changer le signe de l'effet de filtre à spin.

Par ailleurs, afin de limiter au maximum tout courant parasite en dehors de la transmission d'électrons chauds au dessus de la barrière ϕ , aucune tension n'est appliquée aux bornes de la diode.

3.A.2. Procédure d'optimisation

Avant de commencer la procédure d'acquisition, nous réglons, pour une énergie donnée, les potentiels de l'optique de sortie afin d'optimiser le courant transmis I_C à l'aide de l'EDC. En général, nous choisissons une énergie E^* proche de celle pour laquelle nous observons l'annulation du courant I_B , et donc, pour une valeur de I_C proche de I_0 . Nous avons alors vérifié que la transmission reste optimisée sur l'ensemble de la gamme d'énergie sondée, même à basse énergie d'injection.

La mesure peut donc être effectuée en continue sur toute la gamme d'énergie sans optimisation à chaque énergie d'injection.

3.A.3. Procédure d'acquisition

La procédure d'acquisition consiste à mesurer pour chaque énergie d'injection, le courant absorbé I_B et le courant transmis I_C en fonction de l'orientation relative de la polarisation des électrons incidents avec l'aimantation de la couche magnétique. Selon les notations du **chapitre II**, « σ » (resp. « $\bar{\sigma}$ ») fait référence à la configuration où l'aimantation de la couche ferromagnétique à saturation est parallèle (resp. antiparallèle) à la polarisation des électrons incidents.

En pratique, pour varier l'énergie d'injection (équation **IV.2**) nous appliquons une tension à l'échantillon entre 0 et 3000 V au maximum. Les courants I_B et I_C sont mesurés indépendamment à l'aide de picoampèremètres isolés que nous avons spécialement conçus et réalisés au laboratoire. Ces picoampèremètres, donc les performances seront données à la prochaine section, sont capables de mesurer, *sur une impédance infinie*, des courants avec un bruit résiduel de $40 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$ jusqu'à une tension de 3000V. Enfin, ces mesures sont effectuées, pour chaque énergie d'injection, avec et sans excitation lumineuse, afin de retrancher les éventuels offsets (ou dérive d'offset) au cours de la mesure. Une détection synchrone à la fréquence ($f_{\text{mod}} = 117 \text{ Hz}^8$) de modulation de la cellule de Pockels est effectuée sur le courant transmis I_C ($\Delta I_C^{\pm M}$) à l'aide d'un « lock-in amplifieur » EG&G Princeton 5209 réglé sur une constante de temps de 1 s. L'ensemble de ces mesures est par ailleurs systématiquement faite pour les deux configurations magnétiques +M et -M. Pour une énergie donnée, ces séquences sont répétées N fois, afin d'augmenter le rapport signal sur bruit.

La procédure d'acquisition est résumée dans le diagramme de la figure (**Fig.IV.17**). Afin de rendre l'instrument plus fonctionnel, nous avons automatisé l'acquisition à l'aide d'un programme conçu à l'aide du logiciel Labview.

⁸ Cette fréquence a été choisi afin d'être moins sensible au bruit électronique en $1/f$.

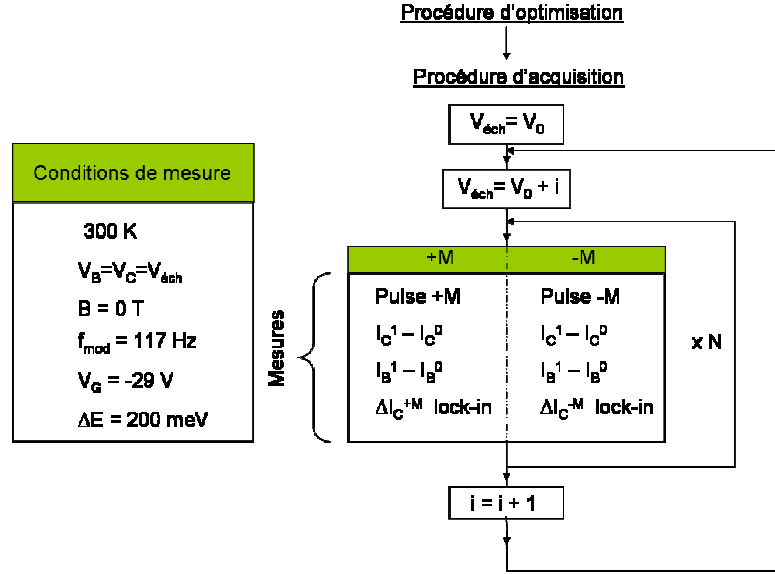


Fig.IV.17 : Principe de la procédure de mesure. Elle consiste en une première phase d'optimisation, suivie de la procédure d'acquisition. L'ensemble des mesures est effectué selon les conditions résumées dans l'encadré à gauche. (1) (resp. (0)) désigne la mesure en présence (reps. absence) du faisceau laser.

3.A.4. Notations.

Nous définissons la transmission dépendante du spin dans le SC selon les notations introduites au **chapitre II** (définie à une énergie donnée) :

$$I_C^\sigma(E_0) = T^\sigma I_0$$

où I_0 est obtenu à l'aide de l'équation **IV.5**. T^σ fait référence à la transmission dans le SC lorsque la polarisation des électrons est parallèle (respectivement antiparallèle) à l'aimantation. **Rappelons que cette transmission incorpore à la fois les électrons primaires relaxés, et les électrons secondaires.** Etant une grandeur normalisée, elle est indépendante du courant incident.

La transmission moyenne T , ou le *gain du transistor* s'exprime alors sous la forme :

$$T = \frac{T^\sigma + T^{\bar{\sigma}}}{2}$$

Expérimentalement, nous remontons à cette quantité à partir de la mesure de I_C et de I_0 :

$$T_{exp} = \frac{I_C^\sigma + I_C^{\bar{\sigma}}}{2I_0}$$

Nous définissons également la dépendance en spin de la transmission ΔT :

$$\Delta T = T^{\bar{\sigma}} - T^\sigma$$

Cette grandeur est en principe égale à $|\Delta I_C^\sigma|$.

Cependant, pour éliminer les asymétries de nature optique liées à la Pockels, nous formons systématiquement la différence entre les deux configurations magnétiques. On a par conséquent :

$$\Delta T_{\text{exp}} = \frac{\Delta I_C^{+M} - \Delta I_C^{-M}}{2I_0}$$

On peut alors définir l'asymétrie de spin (ou contraste de spin) pour chaque courant I_B et I_C :

$$\boxed{\begin{aligned} A_C &= \frac{I_C^{\sigma} - I_C^{\bar{\sigma}}}{I_C^{\sigma} + I_C^{\bar{\sigma}}} = \frac{\Delta T_{\text{exp}}}{2T_{\text{exp}}} = \frac{\Delta T}{2T} \\ A_B &= \frac{I_B^{\sigma} - I_B^{\bar{\sigma}}}{I_B^{\sigma} + I_B^{\bar{\sigma}}} = \frac{\Delta T_{\text{exp}}}{2(1-T_{\text{exp}})} = \frac{\Delta T}{2(1-T)} \end{aligned}} \quad (\text{IV.6})$$

En particulier, nous prévoyons une divergence de l'asymétrie mesurée sur la base lorsque T est de l'ordre de 1.

On définit également la fonction de Sherman de l'instrument par :

$$\bar{S} = \frac{A_C}{P_0}$$

Cette fonction n'est cependant pas à confondre avec la fonction de Sherman S intrinsèque du filtre à spin introduit au chapitre II.

3.B. Régimes de transmission du transistor

Nous avons représenté sur la figure (**Fig.IV.18**), l'allure typique des courants I_B et I_C pour l'échantillon 2 lorsque l'énergie d'injection est comprise entre 6 et 1400 eV. Lorsque l'énergie des électrons incidents est en dessous de 500 eV, le courant I_B est quasiment égal au courant incident. Au delà, le courant transmis continue à croître, jusqu'à des valeurs de plusieurs microampères.

Pour une énergie particulière, $E^* = 765$ eV, le courant collecté est égal au courant incident. Cette valeur de l'énergie correspond à une transmission égale à 1, soit $T(E^*) = 1$. On remarque, que sur l'ensemble de la gamme représentée la relation **IV.5** $I_0 = I_B + I_C$, est bien vérifiée.

Pour une énergie $E_0 > E^*$, le courant collecté dans la base devient négatif, et le courant I_C supérieur au courant injecté I_0 . Nous avons représenté sur la figure (**Fig. IV.19**), la représentation en échelle log-log, de la transmission de l'échantillon 1. Pour cet échantillon, d'épaisseur plus faible que le précédent, $E^* = 520$ eV. Lorsque l'énergie des électrons incidents passe de 10 à 3000 eV, la transmission varie de plus de 6 ordres de grandeurs. **Pour une énergie de 3000 eV, cet échantillon présente un gain de plus de 300 ; c'est-à-dire que pour un électron incident, 300 électrons sont détectés dans le SC.**

Ces transmissions, très largement supérieures à 1, montrent la possibilité d'avoir un gain du transistor supérieur à 1, pour une énergie d'injection de l'ordre de 500 eV, et démontrent que *les processus de multiplication et de collection dans le filtre à spin sont très efficaces*, même pour des épaisseurs de métal de quelques nanomètres.

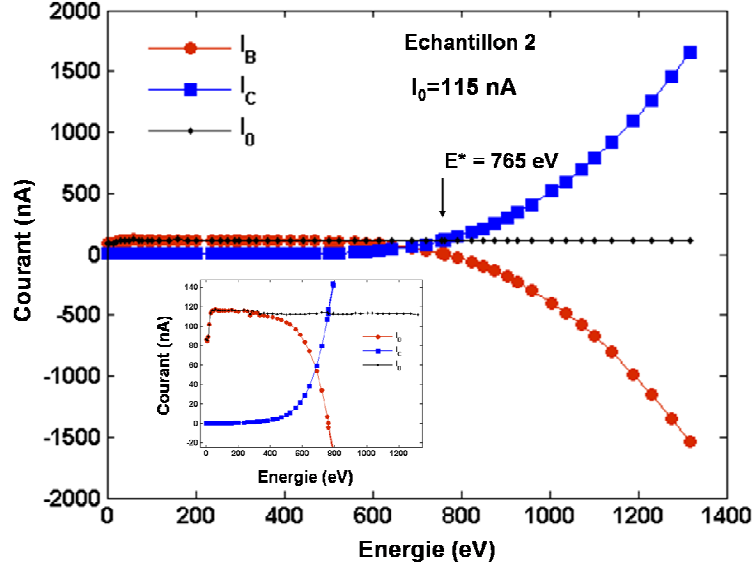


Fig. IV.18 : Evolution du courant base I_B , du courant collecté I_C et du courant incident I_0 en fonction de l'énergie d'injection pour l'échantillon 2. Pour une énergie $E^* = 765 \text{ eV}$, le courant base I_B s'annule.

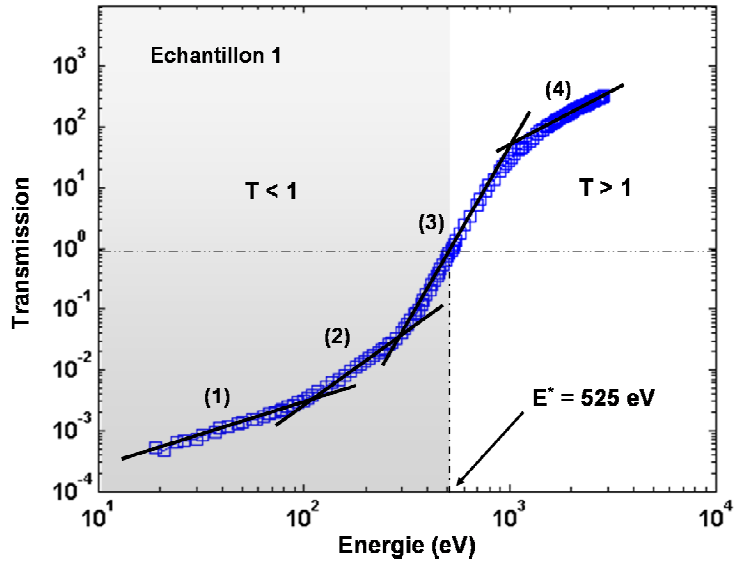


Fig.IV.19 : Evolution de la transmission de l'échantillon 1 en fonction de l'énergie d'injection. Mise en évidence des quatre régimes de la transmission. Pour cet échantillon, le gain devient supérieur à 1 pour une énergie $E^* = 520 \text{ eV}$.

La figure (**Fig.IV.19**) montrent par ailleurs clairement que la transmission du transistor présente, en fonction de l'énergie d'injection, quatre régimes :

- (1) : $10 < E_{\text{éch}} < 80 \text{ eV}$: la transmission évolue linéairement.
- (2) : $80 < E_{\text{éch}} < 300 \text{ eV}$: la transmission évolue plus vite que linéairement, avec une pente légèrement supérieure à 2.
- (3) : $300 < E_{\text{éch}} < 1000 \text{ eV}$: la transmission évolue très vite, avec une pente de 6.
- (4) : $1000 < E_{\text{éch}} < 3000 \text{ eV}$: la transmission évolue à nouveau linéairement avec l'énergie.

Les trois premiers régimes ont été observés pour la toute première fois sur une structure similaire pendant la thèse de Nicolas Rougemaille [Rougemaille03]. Cependant, jusqu'à présent seul le premier régime était correctement compris. Nous donnerons au **chapitre V**, une interprétation théorique à l'ensemble de ces régimes de transport.

3.C. Dépendance en spin de la transmission

Lorsque l'on change l'orientation relative de la couche magnétique et de la polarisation des électrons incidents, le courant transmis est modulé. Par conservation du courant on a :

$$\Delta I_C^\sigma = -\Delta I_B^\sigma$$

La mesure de la dépendance en spin du gain peut donc être effectuée soit sur le courant I_B , soit sur le courant I_C . Nous représentons sur la figure (**Fig.IV.20**), l'évolution temporelle du courant I_B à l'énergie E^* pour l'échantillon 1, lorsque la polarisation est alternativement circulaire gauche et circulaire droite. Pour cette mesure, la fréquence de modulation est de 215 Hz, et le courant incident de 30 nA.

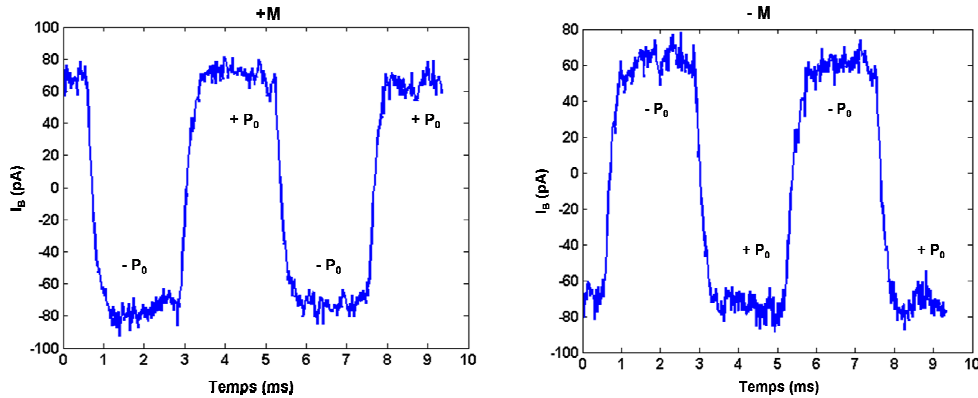


Fig.IV.20 : Courant de base I_B en fonction du temps lorsque la polarisation des électrons incidents est alternativement 25% et -25%. A gauche l'aimantation vaut +M, à droite -M. Conditions de mesure : échantillon 1, bande passante = 50 Hz., $I_0 = 30 \text{ nA}$, $E = E^* = 520 \text{ eV}$.

Ces courbes démontrent clairement l'effet de filtre à spin. Lorsque l'aimantation est renversée, les créneaux changent également de signe. Cette situation est en générale valable proche de l'annulation, et lorsque l'effet de filtre à spin est mesuré sur la base. En effet, lorsque le courant I_B est nul, les asymétries instrumentales qui sont proportionnelles à ce courant, sont alors minimisées, ce qui permet d'une part une détection fiable de l'effet de filtre à spin et d'autre part de le mesurer avec une grande dynamique. Pour des énergies d'injection différentes de E^* , les asymétries parasites, comme celles liées à la Pockels réapparaissent, et sont de l'ordre quelques 10^{-4} . C'est pour cette raison que lors de la procédure d'acquisition nous effectuons systématiquement les mesures pour les deux directions de l'aimantation de la couche magnétique.

Nous présentons sur la figure (**Fig.IV.21**), la dépendance en spin du gain (ΔT) de l'échantillon 1.

Dans la gamme des énergies que nous avons sondées, ΔT augmente sur plus de 5 ordres de grandeur. Comme pour la transmission, on peut définir quatre régimes en fonction de l'énergie d'injection :

- (1) $10 < E_{\text{éch}} < 80 \text{ eV}$: ΔT est constant.
- (2) $80 < E_{\text{éch}} < 300 \text{ eV}$: ΔT évolue avec une pente sensiblement égale à 2.
- (3) $300 < E_{\text{éch}} < 1000 \text{ eV}$: ΔT évolue très rapidement, avec une pente de 8.
- (4) $1000 < E_{\text{éch}} < 3000 \text{ eV}$: ΔT évolue plus lentement (régime de saturation); elle passe par un maximum pour une énergie $E^{**} = 1500 \text{ eV}$, puis décroît.

Les intervalles en énergie de ces quatre régimes coïncident avec ceux définissant les quatre régimes de la transmission, ce qui semble indiquer que **la collection dans le SC joue un rôle important dans le calcul de ces quantités**. Comme nous le montrerons au prochain chapitre, la collection dans le SC dépend d'une part de la multiplication dans la base du transistor, et d'autre part de l'efficacité de collection à travers l'interface métal/SC.

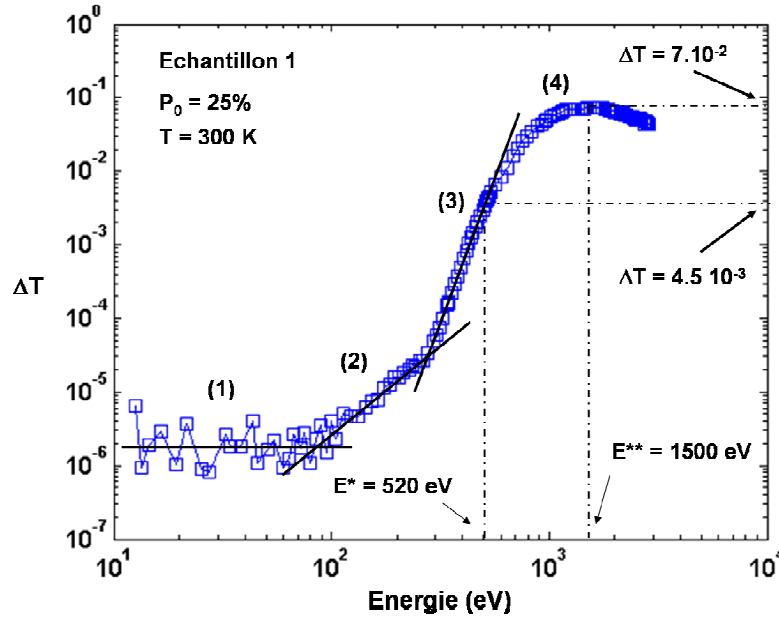


Fig.IV.21 : Evolution de la dépendance en spin de la transmission (ΔT) de l'échantillon 1 en fonction de l'énergie d'injection. Mise en évidence des quatre régimes de fonctionnement. Pour une énergie $E^{**} = 1500 \text{ eV}$, ΔT passe par un maximum et vaut 7.10^{-2} .

L'autre point important à signaler est l'évolution de ΔT dans le troisième régime. Il est remarquable de mesurer une pente supérieure à celle observée sur la transmission. Cette observation montre que la sélectivité du filtre à spin augmente dans ce régime. En particulier, à l'énergie E^* , pour laquelle $T = 1$, on mesure une dépendance en spin du gain de $4.5 \cdot 10^{-3}$.

Enfin, à plus haute énergie d'injection, ΔT augmente moins vite que la transmission, puis après être passée par un maximum, diminue : la sélectivité en spin est donc moindre à plus haute énergie d'injection. Précisons que l'énergie réelle à laquelle les électrons franchissent la couche magnétique est cependant *bien inférieure* à l'énergie d'injection (chapitre V).

Le maximum de ΔT atteint à l'énergie E^{**} et a pour valeur 7.10^{-2} , c'est-à-dire que pour une courant d'électrons incident polarisés à 100%, la dépendance en spin du courant transmis est de 30% du courant incident.

Cette valeur élevée est à comparer à ce qui est observé dans les MTT présentés au **chapitre II** : bien que bénéficiant d'une forte sélectivité, la modulation du courant collecté reste toujours inférieure à

10^{-3} du courant incident. Cette valeur est obtenue dans notre transistor pour une énergie d'environ 430 eV.

3.D. Asymétrie de spin du gain

Une autre quantité importante à représenter est *l'asymétrie de spin du gain*. Cette quantité indique avec quelle dynamique la mesure de la dépendance en spin du gain peut être effectuée. Elle peut être mesurée soit sur la base soit sur le collecteur. Ces quantités, dont l'expression a été donnée dans l'équation IV.6, sont représentées sur la figure (Fig.IV.22a) et (Fig.IV.22b).

3.D.1. Asymétrie de spin mesurée sur la base

L'asymétrie de spin mesurée sur la base est une fonction croissante jusqu'à E^* , où elle présente une singularité ; puis, avoir changé de signe, décroît. La singularité à E^* est simplement la conséquence de *l'annulation du courant base à cette énergie*. **En ajustant l'énergie d'injection, il donc possible d'avoir une asymétrie de spin sur la base aussi grande que souhaitée, et donc de bénéficier d'une très grande dynamique pour effectuer la mesure.**

3.D.2. Asymétrie de spin mesurée sur le collecteur

L'asymétrie de spin mesurée sur le collecteur décroît pendant le premier régime, puis à partir du troisième régime croît brusquement jusqu'à une **valeur maximale de $2 \cdot 10^{-3}$ obtenue à l'énergie d'annulation**, avant de décroître à partir de cette énergie. A l'énergie E^{**} , où la dépendance en spin du gain était maximale, l'asymétrie de spin est faible, et vaut $3.75 \cdot 10^{-4}$.

Remarquons qu'à basse énergie d'injection, où l'asymétrie de spin est censée être maximale, est inférieure d'environ un facteur 10 par rapport à celle observée sur des structures similaires [Filipe98, Rougemaille03]. Nous attribuons ce résultat à *la présence de courants de fuite* à travers la jonction. Ces courants de fuite qui ne portent pas d'information sur le spin atténuent l'asymétrie mesurée et sont à l'origine de l'ensemble des problèmes de mesure que nous avons rencontrés à basse énergie d'injection.

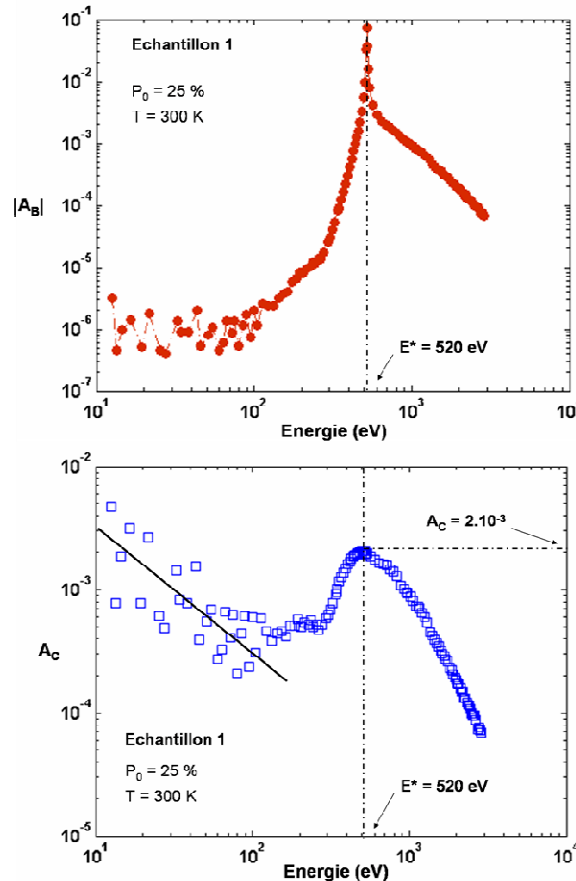


Fig. IV.22 : A haut : valeur absolue de l'asymétrie de spin mesurée sur la base pour l'échantillon 1 en fonction de l'énergie d'injection. Mise en évidence de la divergence à $E = E^*$. En bas : asymétrie de spin mesurée sur le collecteur. L'asymétrie passe par un maximum à l'énergie E^* , et a pour valeur 2.10^{-3} .

3.E. Influence des épaisseurs. Comparaison du mode de fonctionnement de notre transistor avec celui des MTT.

Nous avons récapitulé dans le tableau (**Tab.IV.1**) les valeurs des grandeurs introduites aux précédents paragraphes pour un fonctionnement du transistor aux énergies E^* et E^{**} et pour deux structures d'épaisseurs différentes (échantillon 1 et échantillon 2). **Ces valeurs ont été rapportées à une polarisation initiale de 100%.**

Nous remarquons (cf. figure **Fig.IV.23**) qu'il est possible de moduler les propriétés de la transmission en variant l'épaisseur totale de la base. **Expérimentalement, on observe une diminution de l'énergie d'annulation E^* lorsque l'épaisseur totale diminue** (environ 100 eV par nanomètre). En revanche l'asymétrie de spin, qui traduit en quelque sorte la sélectivité en spin de l'instrument est quasiment insensible à l'épaisseur de fer. **Ce résultat montre que pour des épaisseurs supérieures à 2 nm, l'effet de filtre à spin est très efficace.**

Nous avons également comparé ces valeurs à celles d'un MTT typique présenté au **chapitre II** et opérant à 1.4 eV (cf. **Fig.II.9**) afin d'illustrer les différences de fonctionnement. Dans le cas d'un transistor fonctionnant à haute énergie d'injection :

Pour un fonctionnement à l'énergie E^* la dépendance en spin est de l'ordre du pourcent, mais l'asymétrie de spin peut-être aussi grande que souhaitée (si la mesure s'effectue sur la base).

Pour un fonctionnement à l'énergie E^{**} , la dépendance en spin est de l'ordre de 30 %, mais l'asymétrie de spin est faible quelque soit l'électrode choisie pour la mesure.

Dans les deux modes de fonctionnement, la transmission est grande (supérieure à 1).

$P_0 = 100 \%$	E (eV)	T	ΔT	$A_C (\%)$	$ A_B (\%)$
Echantillon 1	E^*	520	1	$1.8 \cdot 10^{-2}$	0.8
	E^{**}	1500	100	0.15	∞
Echantillon 2	E^*	765	1	$1.5 \cdot 10^{-2}$	0.78
	E^{**}	1900	47	0.14	∞
MTT	1.4	$3 \cdot 10^{-4}$	$2.85 \cdot 10^{-4}$	95	0.028

Tab. IV.1 : Comparatif des valeurs de grandeurs caractérisant le transistor à vanne de spin pour les énergies caractéristiques E^* et E^{**} .

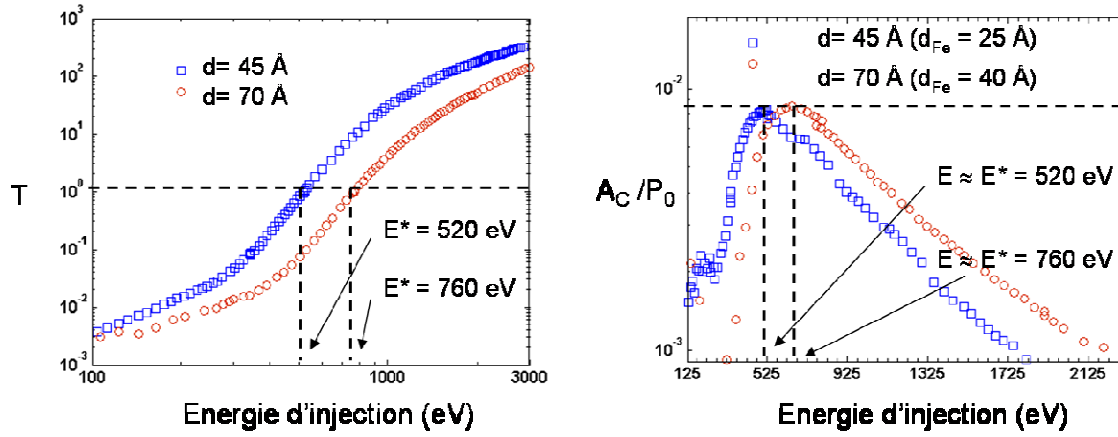


Fig. IV.23 : A gauche : courbes de transmission pour les échantillons 1 et 2. A droite : courbes de l'asymétrie de spin mesurée sur le collecteur pour les deux mêmes échantillons.

Les MTT fonctionnent différemment : ils opèrent à faible tension. Ils présentent une faible transmission, mais bénéficient d'une très forte asymétrie de spin (l'asymétrie mesurée sur le collecteur décroît cependant avec l'énergie incidente).

De façon générale, le choix de l'énergie de fonctionnement *optimale* dépend du signal que l'on souhaite mesurer, et donc, des applications visées. Pour des énergies supérieures à 430 eV, pour l'échantillon 1 par exemple, notre transistor présente un niveau de signal (T ou ΔT) bien supérieur à celui d'un MTT. Cependant, dans tous les cas, la quantité à étudier pour déterminer l'énergie d'opération optimale reste le **rapport signal sur bruit** de la mesure. Dans le cas d'un transistor à vanne de spin à électrons chauds, l'information est portée par la quantité ΔT . L'étude du bruit qui affecte cette quantité est donc un prérequis à la détermination pratique de l'énergie optimale d'opération d'un transistor à vanne de spin. L'étude de ce bruit est l'objet de la prochaine section.

4. Performances du transistor en terme de rapport signal sur bruit. Limites des performances

L'objectif de cette section est de présenter les performances en terme de rapport signal sur bruit de notre instrument et de les comparer à celles des MTT introduits au **chapitre II**. Expérimentalement, cette étude poursuit les travaux sur l'origine des bruits, entrepris pendant la thèse de Nicolas Rougemaille [Rougemaille03].

Dans les précédentes sections, nous avons présenté les performances de notre instrument en terme de niveau de signal (rendement de la source à électrons, efficacité d'injection dans l'échantillon, gain et dépendance en spin du gain du transistor). Dans les conditions de mesure imposées par l'expérience, notre instrument doit être capable de mesurer sur une jonction *d'impédance finie* des courants variant de plusieurs dizaines de fA, jusqu'à une dizaine de μA .

Cette section se compose essentiellement de deux parties. Dans la première nous discuterons de la nature des bruits limitant la mesure. Ces bruits sont alors classés selon trois origines :

- Les bruits liés à la source à électrons.
- Les bruits liés à la jonction.
- Les bruits introduits par la mesure.

Dans une seconde partie, nous calculons la figure de mérite généralisée d'un transistor à vanne de spin dans un régime de forte multiplication. Cette définition nous permettra alors d'obtenir l'énergie d'opération optimale en fonction des paramètres contrôlables de notre transistor.

Nous comparons alors ces résultats à ceux obtenus dans les conditions d'opération standard d'un MTT, ainsi qu'à ceux d'une vanne de spin utilisée dans les têtes de lecture commerciales.

4.A. Notion de rapport signal sur bruit

Un paramètre important qui caractérise les performances de tout dispositif est le rapport signal sur bruit de la mesure (que l'on désignera par la suite **SNR** (« Signal to Noise Ratio »)). Nous appelons ici « signal » la grandeur physique qui véhicule l'information d'intérêt. Dans notre cas, l'information portée par le spin, est véhiculée par un courant électrique qui forme la base de notre signal.

De façon très générale, à ce signal, se superposent des signaux qui portent des informations autres, que nous appellerons par la suite *bruits*. Ces bruits, ont des origines diverses, et peuvent provenir, par exemple, de la nature même du signal d'intérêt, ou encore de la mesure effectuée sur celui-ci, qui, en générale s'accompagne d'une amplification. Si l'on ne dispose pas d'informations supplémentaires sur ces signaux parasites, ces bruits s'ajoutent simplement à notre signal, et détériorent le rapport signal sur bruit. Une étude du bruit de notre instrument demande par conséquent de connaître à la fois les sources de bruit intrinsèques à l'instrument, ainsi que ceux liés au choix de la mesure.

Enfin, il est utile de distinguer les sources de bruit selon leur nature. Les bruits peuvent être déterministes ou aléatoires (irréductibles). Les bruits déterministes peuvent en principe toujours être réduits à un niveau faible, et ne sont par conséquent pas *intrinsèques* à l'instrument. Ces bruits sont nombreux dans notre expérience, et parfois, difficilement contrôlables. Ils sont par exemple de la lumière parasite, qui peut contribuer à un courant dans la jonction Schottky, des dérives d'intensité du laser, le bruit des alimentations, ou encore des couplages électromagnétiques (ou capacitifs) avec l'extérieur. Les couplages électromagnétiques donnent lieu en pratique à un signal dérivé du 50 Hz⁹.

Les bruits aléatoires sont quant à eux des signaux imprévisibles contre lesquelles il est en principe plus difficile d'agir. Ils fixent alors les *performances intrinsèques* d'un appareil.

Dans notre cas, ils sont liés à la *nature* même du courant qui constitue notre signal. En effet, un courant électrique étant transporté par des porteurs ayant une charge finie, son intensité n'est définie

⁹ Dans notre expérience (et bien que la mesure soit faite dans une enceinte métallique), ce signal est d'environ 30 pA. Ce signal provient de l'alimentation haute tension, du couplage électromagnétique dans la boucle de courant, et d'autre part du faisceau d'électrons qui se propage dans les potentiels de l'optique électronique qui incorpore, par leur alimentation, une composante du 50 Hz.

qu'en valeur moyenne ; valeur autour de laquelle se produisent des fluctuations d'intensité. L'origine physique de ces fluctuations est diverse (bruit thermique, bruit de grenaille, bruit de scintillation...) et confère au bruit des caractéristiques particulières. Ces bruits sont de valeur moyenne nulle, et sont définis par leur densité spectrale $b_f(\nu)$. Leur valeur quadratique moyenne est indépendante du temps, et s'exprime sous la forme :

$$b_t^2 = \int_0^{\nu_{\max}} b_f^2(\nu) d\nu$$

Cette somme exprime simplement le fait que les densités spectrales à deux fréquences différentes sont *non corrélées entre elles*. Cette additivité des grandeurs quadratiques est également valable pour des signaux aléatoires non corrélés. **C'est pour cette raison que l'étude des sources de bruit aléatoires, peut être faite indépendamment les unes des autres.**

4.B. Sources de bruit dans notre transistor

4.B.1. Bruits de la source

La source à électrons délivre un courant d'électrons d'intensité $I_0 = I_0^{\uparrow} + I_0^{\downarrow}$ et de polarisation $P_0 = \frac{I_0^{\uparrow} - I_0^{\downarrow}}{I_0^{\uparrow} + I_0^{\downarrow}}$. Quelque soit leur polarisation, les électrons sortant de la source doivent franchir la barrière de potentiel du vide (abaissée par l'activation). Les fluctuations d'intensité de courant sont alors données par la formule de Schottky (dans une bande passante $\Delta\nu$) [Solomon] :

$$\mathcal{I}_0^{\uparrow\downarrow 2} = 2eI_0^{\uparrow\downarrow} \Delta\nu \quad (\text{IV. 7})$$

Ce bruit de grenaille ou « shot Noise », est un bruit blanc de densité spectrale constante. A partir de la relation **IV. 7**, on peut alors calculer les fluctuations de I_0 et de P_0 à partir de la formule de propagation des erreurs :

$$\begin{pmatrix} (\mathcal{I}_0)^2 = \left(\frac{\partial I_0}{\partial I_0^{\uparrow}} \right)^2 \mathcal{I}_0^{\uparrow 2} + \left(\frac{\partial I_0}{\partial I_0^{\downarrow}} \right)^2 \mathcal{I}_0^{\downarrow 2} \\ (\mathcal{P}_0)^2 = \left(\frac{\partial P_0}{\partial I_0^{\uparrow}} \right)^2 \mathcal{I}_0^{\uparrow 2} + \left(\frac{\partial P_0}{\partial I_0^{\downarrow}} \right)^2 \mathcal{I}_0^{\downarrow 2} \end{pmatrix}$$

On obtient ainsi :

$$\begin{pmatrix} (\mathcal{I}_0)^2 = 2e\Delta\nu I_0 \\ (\mathcal{P}_0)^2 = \frac{4e\Delta\nu}{I_0} (1 - P_0^2) \end{pmatrix}$$

Pour un courant incident de 100 nA, les fluctuations de courant injecté dans l'échantillon pour une bande passante de 2000 Hz (cette bande passante est fixée par nos picoampèremètres) sont de l'ordre de **8 pA rms**. Cette valeur est nettement supérieure aux valeurs que nous souhaitons mesurer à basse énergie d'injection (plusieurs dizaines de fA) et **par conséquent le bruit de grenaille de la source constitue une première source de bruit irréductible**. Ce bruit correspond au bruit irréductible de la source. En pratique on mesure un bruit supérieur à cette valeur. Le bruit supplémentaire provient des fluctuations du laser, et des fluctuations de la tension appliquée à la cathode, qui produit par conséquent un courant source bruité. Nous appellerons dorénavant ΔI_0 ce bruit défini sur une bande passante de 1Hz.

Enfin, les fluctuations sur la polarisation sont beaucoup plus faibles ; pour ces mêmes conditions nous calculons une erreur de 2.10^{-5} . **L'incertitude sur la polarisation incidente sera donc par la suite négligée.**

4.B.2. Bruits de la jonction

Nous allons calculer dans cette partie le bruit lié à la jonction dans le cas où aucune polarisation n'est appliquée à l'échantillon.

4.B.2.1. Bruit sans courant injecté

On a vu au **chapitre III** que la caractéristique d'une diode réelle à l'obscurité est donnée par la relation :

$$I = I_{sat} e^{\frac{eV}{nkT}} (1 - e^{-\frac{eV}{kT}})$$

Lorsque $V = 0$ (condition dans laquelle nous travaillons), le courant moyen est nul. Cependant, le courant à travers la jonction est la somme de deux courants indépendants, qui à $V = 0$ se composent en valeur moyenne mais pas en moyenne quadratique. Lorsqu'aucune polarisation n'est appliquée à la diode, on peut montrer avec la formule de Nyquist que la diode s'assimile à un générateur de bruit en tension aléatoire (bruit blanc) $b_f^2(\nu) = 4k\tau R_0$ et de résistance interne R_0 , où R_0 est la valeur de la résistance dynamique à $V = 0$ ¹⁰ et τ la température. En circuit fermé, le bruit en courant, ou bruit Johnson qui circule dans la diode est donc :

$$\delta I_{Johnson} = \sqrt{\frac{4k\tau\Delta\nu}{R_0}} = \sqrt{4e\Delta\nu I_{SAT}}$$

Nous avons ici introduit le courant de saturation de la diode défini au **chapitre III**. Ces relations montrent l'équivalence entre bruit thermique et bruit de grenaille du courant de saturation lorsque $V = 0$. Pour une résistance dynamique typique de $100k\Omega$ ($\tau = 300K$ et $V = 0$), on déduit un bruit sur une bande passante de $2kHz$ de **18 pA rms. Le bruit Johnson de la jonction constitue par conséquent une deuxième source de bruit irréductible.**

4.B.2.2. Bruits liés au courant injecté I_0

Nous allons maintenant calculer le bruit en courant lorsqu'un courant incident I_0 est injecté dans la jonction. Ce bruit se compose d'une part, d'un bruit en courant constant qui vient s'ajouter au « vrai » courant collecté, et d'autre part du bruit de grenaille du courant injecté I_0 ainsi que de celui du courant collecté.

4.B.2.2.1. Bruit constant lié à la résistante d'accès

Nous avons représenté sur la figure (**Fig.IV.24**) le schéma équivalent de la jonction dans la géométrie de mesure. Nous avons assimilé la jonction à un générateur de bruit $b_f^2(\nu) = 4k\tau R_0$ et de résistance interne R_0 ($V = 0$). La face avant de l'échantillon est reliée à l'alimentation HT via une résistance d'accès R_A . Lorsque un courant I_0 est injecté en face avant de la jonction, le courant se répartit sur I_B et I_C . Le fait que la jonction soit d'impédance finie impose *la présence d'un courant I_C non nul*, même lorsqu'aucun électron chaud ne franchit la barrière d'interface. En effet, les électrons qui n'ont pas pu franchir la barrière se répartissent à l'équilibre, entre la base et le collecteur, selon une proportion qui

¹⁰ Ce résultat se retrouve également par des considérations de thermodynamique très générales (théorème fluctuation-dissipation), sans supposer la relation (**III.4**).

respecte la loi des noeuds (le circuit électrique équivalent est alors deux résistances R_0 et R_A en parallèle) : $I_B = \frac{R_0}{R_A + R_0}(1-T)I_0$ et $I_C = \frac{R_A}{R_A + R_0}(1-T)I_0 + TI_0$.

La valeur de la résistance d'accès est typiquement comprise entre 5 et 10 Ω , de sorte que pour une résistance R_0 typique de 100k Ω , un courant collecté au maximum de $I_C = 10^{-4} I_0$ peut-être mesuré. Nous avons représenté sur la figure (**Fig.IV.25**) la transmission d'un échantillon oxydé en fonction de l'énergie d'injection. L'extrapolation de la transmission à $E_0 = 0$, donne une transmission non nulle, que l'on attribue au courant résiduel lié à la résistance d'accès. Compte tenu d'une résistance mesurée $R_0 = 110$ k Ω , on déduit une résistance d'accès R_A de 6 Ω .

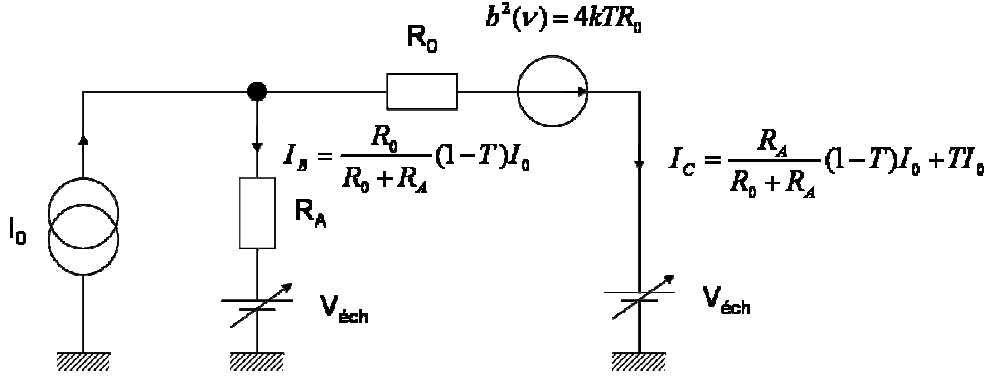


Fig.IV.24 : Représentation du schéma équivalent de la jonction en configuration de mesure, et répartition des courants lorsqu'un courant I_0 est injecté dans l'échantillon.

Ce courant collecté parasite peut être gênant à basse énergie d'injection pour des échantillons présentant des transmissions de quelques 10^{-5} . Pour les échantillons que nous avons étudiés, la transmission est toujours plus grande que 10^{-4} , de sorte que **nous négligerons par la suite ce courant parasite.**

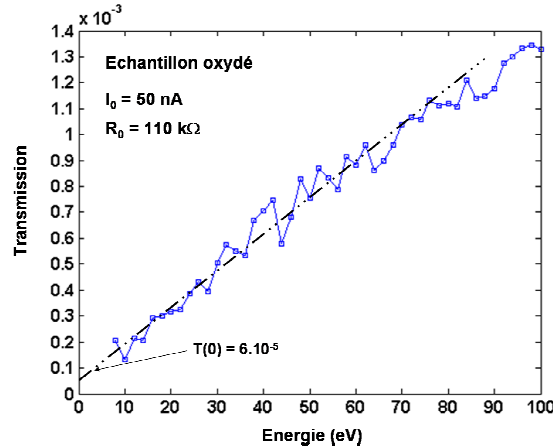


Fig.IV.25 : Transmission d'un échantillon oxydé (Au(4nm)/Fe(4nm)/Ox/GaAs) en fonction de l'énergie d'injection. L'extrapolation à $E = 0$ donne une transmission de 6.10^{-5} .

4.B.2.2.2. Bruits aléatoires liés au courant injecté I_0

Nous allons maintenant calculer le bruit parasite lié au courant transmis au dessus de la barrière d'interface. Pour un courant incident I_0 , nous pouvons exprimer le courant I_C et I_B à partir des relations (**II.11**) :

$$\begin{pmatrix} I_C^\sigma = T^\sigma \frac{1+\sigma.P_0}{2} I_0 + T^{\bar{\sigma}} \frac{1+\bar{\sigma}.P_0}{2} I_0 \\ I_B^\sigma = (1-T^\sigma) \frac{1+\sigma.P_0}{2} I_0 + (1-T^{\bar{\sigma}}) \frac{1+\bar{\sigma}.P_0}{2} I_0 \end{pmatrix}$$

Pour calculer le bruit sur chacune de ces quantités, nous pouvons appliquer la même démarche que celle employée pour calculer le bruit de la source. Afin d'alléger les calculs (sans changer l'ordre de grandeur des bruits), **nous allons supposer que $SP_0 \ll 1$** .

Les bruits sur I_B et I_C se déduisent alors de la formule de propagation des erreurs :

$$\begin{pmatrix} (\delta I_C^\sigma)^2 = \left(\frac{\partial I_C^\sigma}{\partial T^\sigma} \right)^2 \delta T^{\sigma^2} + \left(\frac{\partial I_C^\sigma}{\partial I_0} \right)^2 \delta I_0^2 \\ (\delta I_B^\sigma)^2 = \left(\frac{\partial I_B^\sigma}{\partial T^\sigma} \right)^2 \delta T^{\sigma^2} + \left(\frac{\partial I_B^\sigma}{\partial I_0} \right)^2 \delta I_0^2 \end{pmatrix}$$

Pour poursuivre ce calcul, il est nécessaire de connaître les fluctuations de transmission, et du courant incident. Si l'on suppose que la multiplication dans le filtre à spin n'introduit pas de *bruit supplémentaire*, les fluctuations de transmission (*bruit de collecte*) sont données par la formule de Schottky (bruit de grenaille sur la transmission) :

$$\delta T^{\sigma^2} = \frac{1}{I_0^2} \delta I_C^{\sigma^2} = \frac{1}{I_0^2} 2e\Delta\nu I_C^\sigma$$

Les fluctuations sur le courant incident sont données par **l'équation (IV.7)**. On obtient ainsi comme expression des bruits sur I_B et I_C :

$$\begin{pmatrix} \delta I_C^2 = \Delta\nu(T^2(2eI_0 + \Delta I_0^2) + 2eTI_0) \\ \delta I_B^2 = \Delta\nu((1-T)^2(2eI_0 + \Delta I_0^2) + 2eTI_0) \end{pmatrix} \quad (IV.8)$$

Dorénavant nous appellerons le bruit de source, le terme $\sqrt{\Delta\nu T^2(2eI_0 + \Delta I_0^2)}$ (proportionnel à la transmission) et le bruit de collecte, le terme $\sqrt{2eTI_0}$ (proportionnel à la racine carré de la transmission).

4.B.3. Bruits liés à la mesure

Pour mesurer simultanément les courants I_B et I_C , nous avons réalisé au laboratoire deux picoampèremètres isolés. Ces picoampèremètres réalisent à l'aide d'amplificateurs opérationnels très bas bruit, une conversion courant-tension.

Ces picoampèremètres comportent deux étages isolés électriquement jusqu'à 3000V via un coupleur optique ISO100. Le premier étage réalise une forte amplification du courant grâce à une transimpédance $R = 100 \text{ M}\Omega$ (résistance de contre-réaction). Ce premier module est alimenté par des batteries afin de limiter le niveau de signal dû au 50Hz provenant des alimentations. Le deuxième étage réalise une amplification de tension et permet de visualiser le signal sur une sortie large bande, et une sortie filtrée (10 Hz). Lorsqu'aucune impédance n'est branchée à l'entrée de l'ampèremètre, la sortie non filtrée possède une bande passante mesurée de 2kHz. Cette bande passante est fixée par la capacité parasite aux bornes de la transimpédance qui est de l'ordre de 1pF.

Nous nous sommes intéressés au bruit généré, par notre système de mesure, sur les courants I_B et I_C .

Les bruits générés par l'amplification d'un courant, dans notre configuration de mesure, ont principalement deux origines :

- Les bruits en tension b_{AO} et en courant i_{AO} générés par l'amplificateur opérationnel (cf. **Fig.IV.26**). Ces bruits sont donnés par le constructeur, et dépendent en général de la fréquence. Nous avons utilisé des OPA124 qui possèdent au delà de 100Hz des bruits (rms) en tension et en courant respectivement de $15 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ et de $0.8 \text{ fA}/\sqrt{\text{Hz}}$.

- Le bruit thermique b_R généré par la transimpédance de $100\text{M}\Omega$. Ce bruit est donné par la formule de Nyquist et vaut typiquement à la sortie de l'OPA124 $b_R = 1.3 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Les spectres de bruit en fréquence, réalisés sur nos picoampèremètres montrent qu'en circuit ouvert, ces derniers présentent un signal résiduel de bruit de $40\text{fA}/\sqrt{\text{Hz}}$, avec un signal à 50 Hz de 100 fA. Le signal de bruit résiduel est alors déterminé par le bruit Johnson de la transimpédance.

Nous avons représenté sur la figure (Fig.IV.26) le schéma de bruit de nos amplificateurs en configuration de mesure. Nous avons ici négligé le bruit de la résistance interne de l'alimentation haute tension. On peut montrer que le bruit total (sans courant incident) à la sortie du premier étage d'amplification s'exprime sous la forme :

$$\delta V_s^2 = \Delta v [4kTR \frac{R}{R_0} + 4kTR + (1 + \frac{R}{R_0})^2 b_{AO}^2 + R^2 i_{AO}^2] \quad (\text{IV.9})$$

Le premier terme correspond au bruit Johnson de la jonction. Les autres termes sont respectivement les bruits Johnson de la trans-impédance, et les bruits générés par l'OPA124.

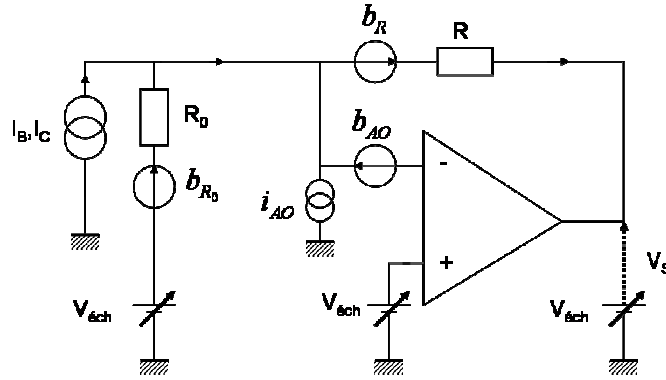


Fig.IV.26 : Représentation du schéma électrique équivalent du bruit sur la mesure des courants I_B , I_C à l'aide d'un OPA124 en tenant compte du bruit de la diode (générateur de tension b_{R_0}) et du bruit de l'OPA 124.

4.B.4. Bilan des sources de bruit. Comparaison avec les mesures expérimentales de bruit

Le bruit total affectant la mesure des courants I_B et I_C s'obtient alors en additionnant l'ensemble des bruits précédents. A partir des équations (IV.8) et (IV.9) on obtient alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta C^2 = \Delta v \left[\overbrace{T^2(2eI_0 + \Delta I_0^2)}^{\text{Bruit de source}} + \overbrace{2eTI_0 + 4eI_{SAT}}^{\text{Bruit de collecte}} + \overbrace{\frac{4k\tau}{R}}^{\text{Bruit Johnson}} + \overbrace{\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R_0}\right)^2 b_{AO}^2 + i_{AO}^2}^{\text{Bruit de mesure}} \right] \\ \delta S^2 = \Delta v \left[\overbrace{(1-T)^2(2eI_0 + \Delta I_0^2)}^{\text{Bruit de source}} + \overbrace{2eI_0 T + 4eI_{SAT}}^{\text{Bruit de collecte}} + \overbrace{\frac{4k\tau}{R}}^{\text{Bruit Johnson}} + \overbrace{\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R_0}\right)^2 b_{AO}^2 + i_{AO}^2}^{\text{Bruit de mesure}} \right] \end{array} \right. \quad \text{IV.10a et IV.10b}$$

Nous avons récapitulé dans le tableau (Tab.IV.2) les valeurs des bruits selon leurs origines pour une transmission $T = 1$, et un courant incident de 100 nA.

Bruits (pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	Bruit de source	Bruit de collecte	Bruit Johnson	$\sqrt{\frac{4k\tau}{R}}$	$(\frac{1}{R} + \frac{1}{R_0})b_{AO}$	i_{AO}
δI_C	0.18	0.18	0.4	0.013	0.15	0.0008
δI_B	0	0.18	0.4	0.013	0.15	0.0008

Tab. IV.2 : Récapitulatif des valeurs des différentes sources de bruit limitant la mesure. Ici on a pris $T = 1$, $I_0 = 100 \text{ nA}$, et $\Delta I_0 = 0$.

On remarque que les bruits en tension et en courant des amplificateurs opérationnels peuvent être négligés¹¹. **Les bruits qui dominent la mesure sont par conséquent le bruit Johnson de la diode et les bruits de grenaille de la source ainsi que du courant transmis à travers la diode.** Il s'agit là de bruits irréductibles. Le bruit Johnson de la source est constant, indépendant de l'énergie. En revanche, le bruit de source ainsi que le bruit de collecte dépendent de T , et donc de l'énergie d'injection.

Une remarque intéressante qui se dégage de la relation IV.10b est la possibilité d'annuler le bruit lié à la source, en mesurant le courant I_B autour de l'annulation.

Nous avons représenté sur la figure (Fig.IV.27) les courbes de bruit mesurés sur I_B et I_C et calculés selon les équations IV.10 en fonction de la transmission T (la bande passante est ici de 2kHz) pour un échantillon oxydé de résistance R_0 de $120 \text{ k}\Omega$.

En conclusion, ces courbes montrent qu'à basse transmission, les bruits sur I_C et I_B sont déterminés par les fluctuations thermiques de la jonction Schottky (bruit Johnson). A haute transmission c'est le bruit de la source qui limite la précision des mesures. Autour de l'annulation le bruit de source peut être annulé sur le courant base I_B .

Précisons qu'ici, le bruit de la source n'est pas fixé par son bruit de grenaille ($I_B > I_C$ à faible transmission) mais par les fluctuations de la tension appliquée à la source et des potentiels de l'optique électronique. Pour le calcul, nous avons pris comme valeur de ΔI_0 , $\frac{\Delta I_0}{I_0} = 2.6 \cdot 10^{-3}$. Cette valeur est

très proche du bruit relatif mesuré sur le courant source. En limitant ces fluctuations de source, on peut néanmoins se rapprocher de la limite imposée par le bruit de grenaille de la source.

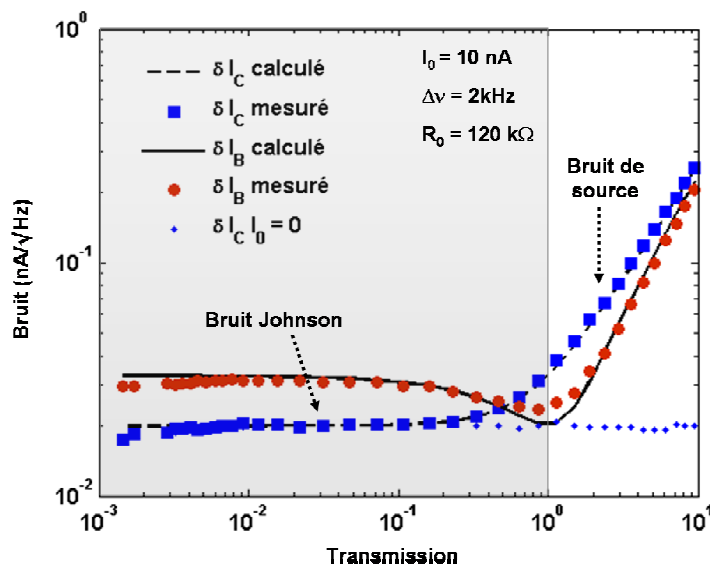


Fig. IV.27 : Evolution du bruit mesuré (avec et sans courant) et calculé (équations IV.10) sur le courant base et collecté obtenu sur un échantillon oxydé. Mise en évidence de la nature du bruit en fonction de la transmission.

¹¹ Le bruit en tension pourra être négligé devant le bruit Johnson de la diode tant que R_0 est supérieur à 10^4 .

La mesure du bruit sur I_C ou I_B à haute transmission montre que le bruit évolue linéairement avec la transmission. Comme nous le verrons à la prochaine section, cela aura des conséquences sur l'expression de la figure de mérite de notre instrument.

4.C. Figures de mérite du transistor à vanne de spin

L'objectif de ce paragraphe est de donner une expression de la figure de mérite de notre instrument en fonction des paramètres caractérisant le filtre à spin (la fonction de Sherman $\bar{S}$ de l'instrument et la transmission T), ainsi que des conditions d'opération.

Nous pensons que cette expression est générale, et peut par exemple être appliqué à un transistor tout solide, où l'injecteur serait séparé de la base par un oxyde suffisamment épais pour supporter des tensions de quelques centaines de volts.

Nous comparons alors cette figure de mérite à celle obtenue dans les meilleurs MTT, ainsi que dans les vannes de spin actuellement commercialisées reposant sur la GMR.

4.C.1. Expression de la figure de mérite

On définit la figure de mérite d'un détecteur comme le carré du rapport signal sur bruit.

Dans notre cas, le signal portant l'information correspond à la différence des courants lorsque l'on change l'orientation relative de la couche magnétique avec la polarisation des électrons incidents. Ce signal peut-être mesuré soit sur la base du transistor soit sur le collecteur (les deux signaux sont alors de signe opposé). Il s'exprime sous la forme :

$$|\Delta I_{C,B}| = |I_{C,B}^{\sigma} - I_{C,B}^{\bar{\sigma}}| = 2\bar{S}P_0TI_0 \quad (\text{IV.11})$$

Pour calculer le bruit associé à ce signal, on peut partir des équations IV.10, en négligeant le bruit des amplificateurs. Nous allons de plus négliger le bruit de la source d'origine autre que le bruit de grenaille de celle-ci ($\Delta I_0 = 0$). **Ces hypothèses nous permettent alors de définir la figure de mérite intrinsèque de notre appareil.** L'erreur sur le signal de l'équation IV.11 peut se calculer à l'aide de la formule des propagations des erreurs, et de l'équation IV.10. Nous donnons ici une expression du bruit sur ce signal lorsqu'il est mesuré sur la base ou le collecteur, et **dans le cas où l'on ne néglige plus SP_0 devant 1** :

$$\left(\begin{array}{l} \delta|\Delta I_C|^2 = 4e\Delta\nu \left[I_0 T \{1 + T(1 + S^2 P_0^2)\} + 2I_{sat} \right] \\ \delta|\Delta I_B|^2 = 4e\Delta\nu \left[I_0 \{T + (1-T)^2 + (TSP_0)^2\} + 2I_{sat} \right] \end{array} \right)^{12}$$

Ces expressions nous permettent maintenant d'exprimer la figure de mérite de notre instrument selon que la mesure s'effectue sur la base ou sur le collecteur :

$$\begin{aligned} F^C &= \frac{I_0 P_0^2}{e\Delta\nu} \frac{S^2 T^2}{[T\{1 + T(1 + S^2 P_0^2)\} + 2J_{sat}S/I_0]} = \frac{I_0 P_0^2}{e\Delta\nu} F_i^C \\ F^B &= \frac{I_0 P_0^2}{e\Delta\nu} \frac{S^2 T^2}{[T + (1-T)^2 + T^2 S^2 P_0^2 + 2J_{sat}S/I_0]} = \frac{I_0 P_0^2}{e\Delta\nu} F_i^B \end{aligned} \quad (\text{IV.12})$$

Nous avons introduit dans les relations IV.12 les figures de mérite intrinsèques $F_i^{B,C}$ du transistor. Ces expressions font intervenir différents paramètres que l'on peut séparer en deux catégories:

¹² Dans ces expressions, le facteur 4 (dans le préfacteur, au lieu d'un facteur 2) provient du fait que la mesure de chacune des quantités $I_{C,B}^{\sigma}$ est effectuée pendant un temps $t^{\sigma} = \frac{1}{2\Delta\nu}$.

- Les paramètres ajustables liés aux conditions d'opération du transistor : le courant incident I_0 , la polarisation P_0 , l'énergie d'injection E_0 , la bande passante $\Delta\nu$, et la surface s du filtre à spin.
- Les paramètres caractéristiques du transistor : la fonction de Sherman $\bar{S}$, la transmission T et le courant de saturation J_{SAT} . Les deux premiers paramètres dépendent de l'énergie d'injection (paramètres ajustables) ; le dernier des propriétés électriques de la jonction.

L'objectif des paragraphes suivants est de montrer comment l'ensemble de ces expressions évolue en fonction de l'énergie d'injection E_0 et du courant incident I_0 .

4.C.2. Evolution de $F_i^{B,C}$ avec l'énergie d'injection E_0 et le courant incident I_0

Nous allons dans un premier temps nous intéresser à l'évolution des figures de mérite intrinsèques en fonction de l'énergie d'injection. En variant l'énergie d'injection, on modifie les paramètres $\bar{S}$ et T du filtre à spin. Nous avons représenté sur la figure (**Fig.IV.28**) les figures de mérite intrinsèques $F_i^{B,C}$, pour l'échantillon 1, ainsi que celle obtenue dans le cas où $J_{SAT} = 0$. Ces courbes montrent qu'il est possible de varier *significativement* les figures de mérite intrinsèques du filtre à spin en changeant simplement l'énergie d'injection.

Pour l'ensemble des échantillons analysés, il existe de façon générale, une énergie E_{max} pour laquelle F_i passe par un maximum F_i^{max} . La valeur optimale de F_i ainsi que la valeur E_{max} dépendent du courant de saturation (**Fig.IV.28**). La présence du courant de saturation dégrade en général les figures de mérite du transistor. Ce courant a pour effet d'une part d'augmenter l'énergie d'opération E_{max} pour laquelle F_i est maximale, et d'autre part d'abaisser la valeur optimale de F_i .

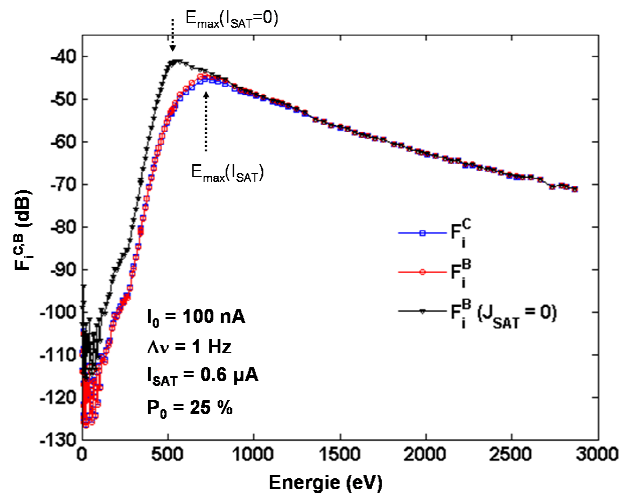


Fig.IV.28 : Evolution des figures de mérite intrinsèques du transistor $F_i^{B,C}$ en fonction de l'énergie d'injection pour l'échantillon 1 pour un courant incident de 100 nA. Mise en évidence d'une énergie d'injection optimale E_{max} . Cette énergie d'injection optimale dépend du courant de saturation.

Ces effets peuvent se comprendre en considérant une expression simplifiée de la figure de mérite (dans le cas où $SP_0 \ll 1$, ce qui est toujours le cas ici) :

$$F_i^B \equiv \frac{\Delta T^2}{\left[T + (1-T)^2 + 2I_{sat} / I_0 \right]}$$

Lorsque I_{SAT} est nul, la figure de mérite passe par un maximum pour une valeur E_{max} proche de E^* , c'est-à-dire lorsque la transmission est proche de 1.

Lorsque $2I_{SAT}/I_0 > 1$, la figure de mérite commence à se dégrader. Elle sera maximale pour une énergie telle que $T + (1-T)^2 \approx 2I_{sat} / I_0$, c'est-à-dire pour une énergie $E_{max}(I_{SAT}) > E_{max}(I_{SAT} = 0)$. Ce résultat

reste valable tant que ΔT est croissant, c'est-à-dire tant que $E_{\max}(I_{\text{SAT}}) < E^{**}$. Au-delà, $E_{\max}(I_{\text{SAT}})$ reste constant, égal à E^{**} , et $F_i^B \approx \frac{I_0}{2I_{\text{SAT}}} \Delta T^2$ décroît avec I_{SAT} avec une pente de 10 dB/décade. Ces évolutions sont représentées sur la figure (Fig.IV.29) où l'on a tracé les variations de $E_{\max}$ et de F_i en fonction de I_0 pour différentes valeurs du courant de saturation.

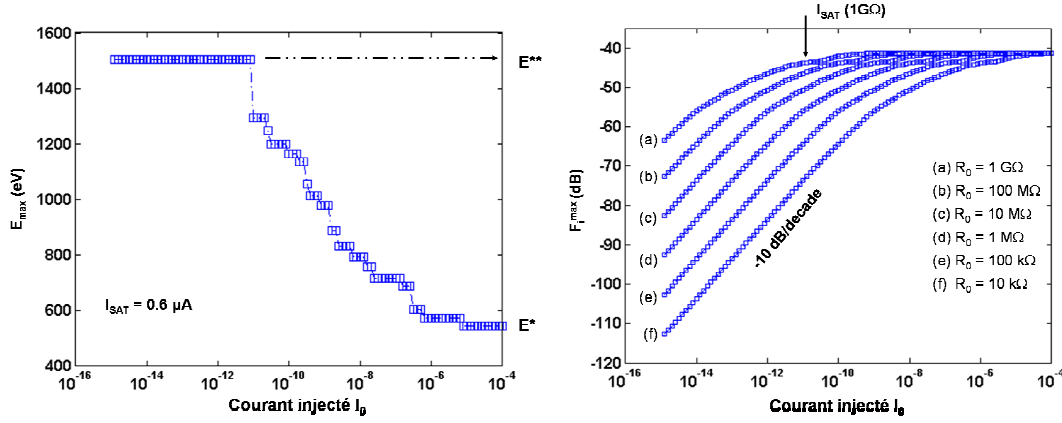


Fig. IV.29 : A gauche : évolution du maximum de la figure de mérite intrinsèque $F_i^{\max}$ en fonction du courant incident I_0 , pour différentes résistance R_0 ($\frac{k\tau}{R_0} = I_{\text{SAT}}$) de la jonction. A droite : évolution de l'énergie d'opération optimale en fonction du courant incident I_0 .

En conclusion, ces résultats sur l'évolution de la figure de mérite intrinsèque avec le courant incident, nous incitent à considérer notre transistor à vanne de spin, comme un « filtre passe haut en courant » de fréquence de coupure I_{SAT} :

- Lorsque $I_0 > I_{\text{SAT}}$, la figure de mérite intrinsèque du transistor sature vers sa valeur maximale. L'énergie d'opération optimale $E_{\max} = E^{**}$ est alors minimale.
- Lorsque $I_0 < I_{\text{SAT}}$, la figure de mérite intrinsèque du transistor décroît avec une pente -10 dB/décade. L'énergie d'opération $E_{\max}$ tend alors vers E^{**} .

La gamme de travail imposée au courant incident pour un fonctionnement optimal est donc déterminée par les qualités électriques de la jonction. En pratique, pour optimiser le courant de saturation, on peut jouer soit sur la surface de la diode, soit sur les types de traitement de surface, ou alors sur la température.

Cette analyse est importante pour les applications éventuelles de ces filtres à spin. Il a été proposé pour ces filtres à spin des applications en polarimétrie de spin [Rougemaille03]. En général, les courants injectés pour ces types d'applications sont plutôt de l'ordre du picoampère. Nous voyons sur la figure (Fig.IV.29 (droite)) que pour une jonction de résistance $R_0 = 1 \text{ M}\Omega$, la figure de mérite intrinsèque a perdu 25 dB par rapport à sa valeur maximale. Il est donc nécessaire pour de telles applications d'avoir des jonctions avec des bruits de saturation très faibles, ce qui est difficile avec des diodes Schottky.

Par ailleurs signalons que la fonction de Sherman $\bar{S}$ de ce détecteur est faible, de l'ordre du pourcent autour de l'annulation. En pratique, cette faiblesse rend très délicate la mesure de faible polarisation d'électrons, car dans ce cas les asymétries instrumentales liées à l'environnement autour du filtre à spin doivent être très bien contrôlées.

Les performances de ce transistor seraient en revanche conservées si l'on pouvait en donner une réalisation tout solide. En effet, dans un tel dispositif tout intégré, comme les MTT, le courant injecté est toujours supérieur au courant de saturation de la diode.

4.C.3. Comparaison du SNR avec celui des MTT et des vannes de spin commerciales. Discussion

4.C.3.1. Comparaison avec les MTT

Dans la section précédente nous avons dérivé une expression de la figure de mérite adaptée à notre instrument. Cette figure de mérite s'applique également à tout transistor à électrons chauds, et en particulier aux MTT. Les expressions **IV.12** sont en fait une généralisation de la figure de mérite d'un MTT dans le cas où la transmission ne peut plus être négligée devant l'unité. En général les MTT fonctionnent à fort courant injecté (i.e. **pour des courants supérieurs au courant de saturation de la jonction**), de sorte que le bruit est essentiellement dominé par le bruit de grenaille de la source. Les mesures de bruit sur de tels transistors confirment ce résultat [Jansen03]. La figure de mérite intrinsèque d'un MTT s'exprime alors sous la forme (dans la limite des faibles transmissions):

$$F_i^{MTT} = S^2 T$$

La mesure est ici effectuée sur le collecteur. Compte tenu des expressions **(II.18)**, on peut exprimer *analytiquement* la figure de mérite intrinsèque d'un MTT en fonction de l'épaisseur d de la couche du matériau magnétique :

$$F_i^{MTT} = \frac{t}{2} \tanh\left(\frac{2d}{\beta\lambda}\right) \sinh\left(\frac{2d}{\beta\lambda}\right) e^{-d/\lambda}$$

Celle-ci est alors optimale pour une épaisseur $d_{\max}$:

$$d_{\max} = \frac{\lambda}{\beta} \arg \tanh\left(\frac{-1/\beta + \sqrt{1/\beta^2 + 8}}{2}\right)$$

On peut déduire la valeur optimale de la figure de mérite dans le cas du MTT présenté en figure **(Fig. II.9)**, où $\lambda = 22$ Å, $\beta = 0.69$ et $t = 4.10^{-4}$:

$$d_{\max} = 4.2 \text{ nm et } F_{i\max}^{MTT} = 9.10^{-5} \approx 10^{-4}$$

Nous avons représenté sur la figure **(Fig.IV.30)** la figure de mérite optimale d'un MTT usuel et celle de notre instrument pour un courant incident de 10mA, et pour les échantillons 1 et 2. La valeur du courant injecté choisie correspond à un courant de source typique pour un MTT.

Nous y avons également inclus les SNR lorsque la mesure est effectuée sur la base ou sur le collecteur.

Nous constatons que les SNR que nous obtenons sont comparables à celui d'un MTT optimisé.

Ces courbes montrent de plus, qu'à haute énergie d'injection il est plus avantageux d'effectuer la mesure de l'effet vanne de spin sur la base plutôt que sur le collecteur. Un gain de 4 dB est observé. Comme nous l'avons souligné plus haut, ce résultat provient du fait qu'autour de l'annulation le bruit de la source est *annulé* lorsque la mesure est effectuée sur la base. Rappelons également qu'une mesure autour de l'annulation permet de bénéficier d'un contraste en principe « infini ». Le bruit limitant la mesure est alors uniquement le bruit de grenaille du courant transmis (*bruit de collecte*).

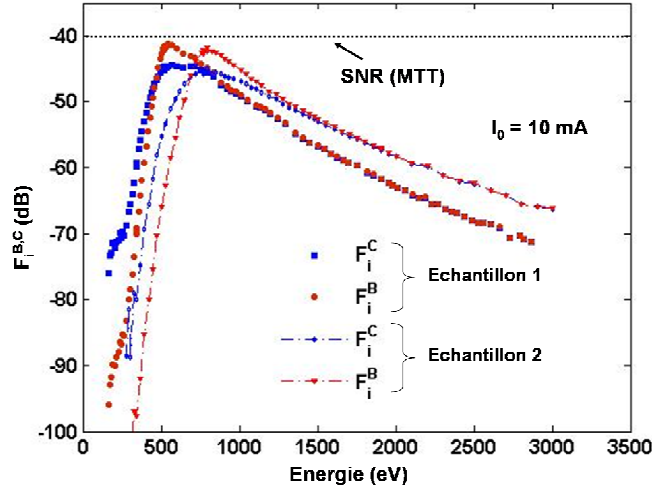


Fig.IV.30 : Evolution des figures de mérites intrinsèques $F_i^{B,C}$ pour les échantillons 1 et 2 en fonction de l'énergie d'injection. $I_0 = 10$ mA. Comparaison avec la figure de mérite intrinsèque d'un MTT optimisé opérant à l'énergie 1.4 eV.

4.C.3.2. Limites ultimes des performances en terme de SNR

Nous allons discuter dans ce paragraphe, des facteurs physiques qui limitent les performances de notre transistor.

Pour un MTT fonctionnant à une énergie autour du volt, les transmissions mesurées sont de l'ordre de 10^{-3} et il semble aujourd'hui difficile d'obtenir des figures de mérite bien au dessus de 10^{-4} , malgré les nombreuses études qui ont été menées sur l'amélioration des coefficients de collecte (choix des matériaux, des épaisseurs, des « spacers », du SC...). La raison profonde à cette limite, provient du *faible coefficient de collection* à l'interface métal/SC dont l'origine est la faible densité d'état au dessus de la barrière de Schottky. Dans notre transistor, cette contrainte est levée en injectant à haute énergie, d'une part, à cause de l'*accroissement* du nombre d'états accessibles dans le SC, et d'autre part en raison de la *multiplication d'électrons secondaires* (**chapitre V**). Pourtant, nous n'observons pas de figure de mérite très supérieures à celle de MTT. Pour en comprendre la raison, nous allons donner une majoration de la figure de mérite de notre instrument, en nous inspirant des arguments qui ont été développés au **chapitre II**. Bien que ces aspects seront abordés plus rigoureusement au prochain chapitre, nous pouvons déjà remarquer que l'utilisation d'un filtre à spin avec *une seule couche magnétique* ne peut par principe donner des figures de mérite largement supérieures à 10^{-4} , et ce, quelque soit le choix des épaisseurs de la couche magnétique et des couches non magnétiques.

Nous avons exprimé au **chapitre II** (équation II.22) l'asymétrie de spin en fonction de l'énergie d'injection E_0 et de l'énergie d'analyse (ou énergie seuil ϕ) :

$$A = P_0 \frac{\phi}{E_0} S(E_0, \phi)$$

Pour un échantillon avec une couche d'oxyde, l'énergie seuil est fixée par la hauteur du gap, et par la structure de bande du SC, et vaut typiquement 5 eV (cf. **Chapitre V**). La fonction de Sherman de notre instrument s'exprime donc sous la forme :

$$\bar{S} = \frac{\phi}{E_0} S(E_0, \phi)$$

La fonction de Sherman intrinsèque du filtre à spin S est une quantité toujours inférieure à 1, de sorte que la sélectivité en spin de notre détecteur sera toujours inférieure à $\frac{\phi}{E_0}$.

Sachant que la figure de mérite est optimale pour une énergie E proche de E^* , c'est-à-dire lorsque T est proche de 1, on peut par conséquent obtenir une majoration de la figure de mérite intrinsèque de notre instrument (avec $E^* \approx 500$ eV, et $\phi \approx 5$ eV):

$$F_i \leq \left(\frac{\phi}{E^*} \right)^2 \approx 10^{-4} \quad (\text{IV.13})$$

L'échantillon 1 présente une figure de mérite légèrement inférieure à 10^{-4} , et semble donc proche de la valeur maximale. L'échantillon 2 d'épaisseur plus grande, et donc possédant un E^* plus important, présente une figure de mérite optimale plus faible. Ces résultats montrent donc en particulier que la sélectivité intrinsèque du filtre à spin est proche de 100% même à haute énergie d'injection. La figure de mérite de l'instrument est cependant faible.

L'origine physique de cette limite provient du fait que la sélectivité en spin de notre instrument est diluée par des électrons secondaires qui ne porte aucune mémoire du spin des électrons incidents.

Ainsi, avec une telle structure d'échantillon, il semble difficile, dans l'état actuel des connaissances, d'améliorer significativement les performances de notre transistor. Cependant, nous pensons que la limite imposée par **l'équation IV.13** peut être levée en travaillant avec une autre géométrie d'échantillon. En effet, pour le moment, la sélectivité de notre instrument est limitée, car la multiplication a lieu *entre la source à électrons polarisés et l'analyse* (couche magnétique du filtre à spin). Pourtant, pour des raisons qui ont été évoqués plus haut, la fonction de Sherman intrinsèque du filtre à spin S ne semble pas altérée, même à *haute énergie d'injection* ($E^{**} = 1500$ eV pour l'échantillon 1, et $\Delta T = 30\%$). L'effet de filtre à spin est en quelque sorte « sous exploité » avec un échantillon présentant une seule couche magnétique.

En modifiant la structure de l'échantillon, il serait donc possible, en principe, de bénéficier à la fois d'une forte transmission, et d'une forte sélectivité en spin à haute énergie d'injection, rendant ainsi la figure de mérite proche de sa valeur optimale qui est de 1.

Dans le **chapitre VI** (conclusions et perspectives), nous décrirons les potentialités d'une bicouche magnétique fonctionnant à haute énergie d'injection comme vanne de spin performante.

4.C.3.3. Comparaison avec des éléments vannes de spin reposant sur la GMR

Nous comparons dans ce paragraphe l'évolution du SNR de notre transistor avec un élément vanne de spin commercial reposant sur la magnéto-résistance géante (GMR) introduite au **chapitre II**.

Nous avons représenté sur la figure (**Fig.IV.31**) la figure de mérite de notre instrument (opérant à l'énergie $E_{\max}$, calculé pour chaque I_0) en fonction du courant incident I_0 , et celle des vannes de spin actuellement utilisées dans le commerce. Nous y avons également inclus à titre de comparaison, la figure de mérite SNR^{in} (*in* pour inélastique) maximale qu'il est possible d'obtenir avec un transistor à électrons chauds, obtenue lorsque $T = S = 1$ (équation **IV.12**). Dans les vannes de spin utilisées actuellement dans les têtes de lecture, le bruit est donné par les fluctuations thermiques de la résistance R de l'élément. Ceci est valable pour les têtes de lecture reposant sur la GMR (géométrie CIP ou CPP) ou la TMR [Freitas07]. La figure de mérite d'une vanne de spin s'exprime alors sous la forme :

$$F^{\text{vs}} = \left(\frac{\Delta R}{R} \right)^2 \frac{R I_0^2}{4kT\Delta v}$$

Pour une vanne de spin actuellement utilisée pour le stockage de l'information ($w = 100$ nm, $h = 120$ nm, $t = 27$ nm, $R = 20 \Omega$, $I_0 = 1$ mA, $\text{GMR} = 50\%$, 100 Gbit/in²), on déduit un SNR de 134 dB. Pour les mêmes conditions nous obtenons avec notre instrument un SNR de 116 dB. Cette faiblesse du SNR rend à l'heure actuelle les transistors à électrons chauds, moins performants, en tout cas dans les conditions de fonctionnement actuel des têtes de lecture.

Cependant, on peut remarquer que le SNR décroît plus vite en fonction du courant dans les dispositifs type vannes de spin à GMR que pour un transistor à électrons chauds, de sorte qu'il existe un courant à

partir duquel il devient moins avantageux, *en terme de rapport signal sur bruit*, de travailler avec des vanne de spin à base de GMR. A titre d'indication, la figure de mérite d'un élément vanne de spin à GMR croise la figure de mérite de notre instrument pour un courant $I_0 = 3.10^{-5}$ A.

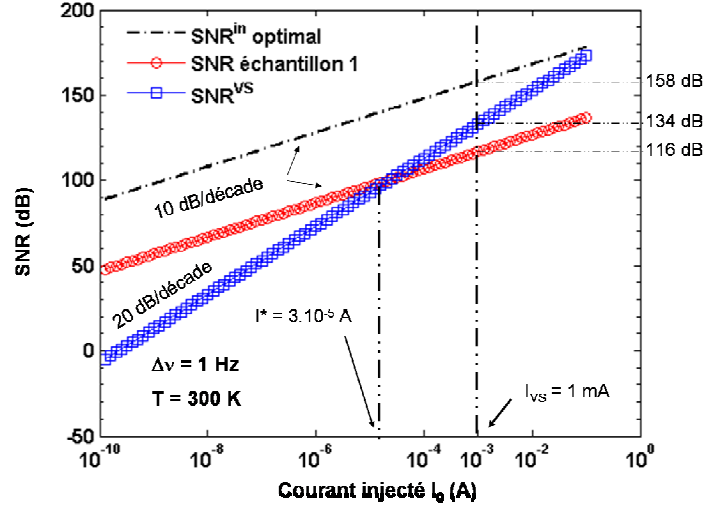


Fig. IV.31 : Evolution de SNR (rapport signal sur bruit) en fonction du courant incident pour : notre transistor (SNR échantillon 1), un élément vanne de spin (SNR^{VS}), et un transistor à électrons chauds de figure de mérite maximale (SNR^{in}).

Par ailleurs, la figure (**Fig IV.31**) montre que dans les conditions actuelles de fonctionnement d'une vanne de spin, le SNR maximal que l'on puisse obtenir avec un transistor à électron chaud est de 160 dB, ce qui est nettement supérieur à la valeur de celui d'un élément de mémoire actuel reposant sur la GMR. Ce résultat qualitatif encourage donc la poursuite des efforts dans le développement d'un transistor à électrons chauds à large figure de mérite.

Cette différence de comportement de la figure de mérite vis-à-vis du courant incident provient de la différence dans *la nature du bruit limitant la mesure*. Dans les vanne de spin reposant sur la GMR, les résistances sont faibles de sorte que c'est le bruit thermique en courant qui limite la mesure. Ce bruit est indépendant du courant, et dépend des dimensions du dispositif. Dans les transistors à électrons chauds, c'est le bruit de grenaille du courant incident (qui dans notre cas peut-être annulé à $T = 1$), et celui du courant transmis au dessus de la barrière qui limite la mesure. Ce bruit dépend du courant incident et possède la particularité d'être *indépendant* des dimensions du filtre à spin, tant que $J_{SAT.S} < I_0$, hypothèse largement vérifiée pour des petites sections.

En pratique, plusieurs critères physiques déterminent le choix de la valeur du courant I_0 . Un critère important est la dissipation par effet Joule. Si l'on souhaite travailler avec une puissance Joule

surfacique constante, i.e. $P_S = \frac{RI_0^2}{S} = \text{constante}$, alors en géométrie CPP, le courant I_0 varie comme

la surface, c'est-à-dire, qu'une diminution d'un facteur 10 dans l'extension latérale de l'élément de mémoire induit une perte d'un facteur 100 sur le courant I_0 de lecture.

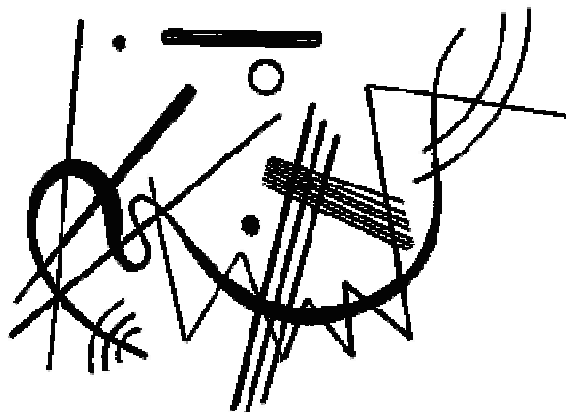
Remarquons cependant, que pour une même dissipation, notre instrument doit travailler avec *de plus faibles courants*, car il fonctionne à *une tension beaucoup plus élevée* (une centaine de volts).

Un calcul complet, qui dépend de l'application visée, est donc nécessaire pour déterminer quel système sera le plus performant.

Chapitre V

Modélisation du transport d'électrons chauds polarisés de spin dans les structures métal ferromagnétique/semi-conducteur

Ce chapitre développe le modèle original de transport d'électrons chauds polarisés de spin dans les structures métal/semi-conducteur en fonction de l'énergie d'injection. Ce modèle prend en compte les effets de cascade d'électrons secondaires dans le métal et la dépendance en énergie de l'efficacité de collection à l'interface MF/SC ainsi que l'ionisation par impact dans le SC. La distribution des électrons à la jonction est calculée. Trois contributions sont traitées séparément : la distribution d'électrons secondaires, la distribution d'électrons primaires (relaxés) de spin majoritaire et la distribution d'électrons primaires (relaxés) de spin minoritaire. Il est démontré que ces trois distributions ont des largeurs en énergie différentes. En particulier, les électrons primaires de spin majoritaire, qui sont les moins diffusés, forment la distribution la plus large. Le modèle rend compte qualitativement et quantitativement des différents régimes de transport mis en évidence par l'étude expérimentale de la transmission en fonction de l'énergie d'injection dans les jonctions métal ferromagnétique / semi-conducteur. Ces régimes sont reliés à la variation *particulière* du libre parcours moyens des électrons avec l'énergie et à la structure « en paliers » de la barrière à la jonction entre le métal et le semi-conducteur. Il existe des énergies seuil à partir desquelles l'efficacité de collection augmente brutalement. Du point de vue du transport, ce profil en paliers de l'interface agit comme une succession de filtres passe-haut en énergie. Expérimentalement, il est possible de sonder ce profil en augmentant l'énergie des électrons incidents.



1. Position du problème.

Dans un **régime diffusif**, le transport d'électrons polarisés de spin au niveau de Fermi est correctement décrit par le modèle phénoménologique de Valet-Fert [Valet93]. Celui-ci repose sur la résolution d'une équation de Boltzmann linéarisée, qui décrit *en présence d'un champ électrique*, l'évolution proche de l'équilibre des distributions électroniques des deux courants de spin (modèle de Mott). Dans le cas où la longueur de diffusion de spin est plus grande que le libre parcours moyen, ces équations de Boltzmann aboutissent alors à une équation simple de diffusion qui porte sur l'accumulation de spin (équation II.3).

Pour le transport d'électrons chauds *au-dessus* du niveau de Fermi, la situation est différente : les électrons traversent la structure magnétique sans champ électrique appliqué, et doivent par conséquent utiliser leur propre énergie cinétique pour parvenir au collecteur. Une description détaillée de ce type de transport exige donc de connaître les processus de diffusion - élastiques et inélastiques – que subi un électron dans la gamme d'énergie sondée.

A l'heure actuelle, il n'existe pas de modèle analytique traitant de façon quantitative le transport d'électrons chauds polarisés de spin dans des structures magnétiques sur une large gamme d'énergie. La raison principale est que les processus de diffusion dépendants du spin, au dessus du niveau de Fermi, ne sont pas aujourd'hui encore complètement compris. Par ailleurs, par nature, ce type de description se prête plus volontiers à une simulation numérique qui doit inclure également la géométrie de l'échantillon (structure de l'émetteur, du collecteur, nombre d'interfaces...) [Vlutters02]. Il est cependant possible à très basse énergie (1 eV) de fournir un modèle simple, comme celui que nous avons exposé au **chapitre II** (filtres à spin élastiques), qui permet de rendre compte des principaux résultats concernant les transistors à vanne de spin (MTT).

Dans ce modèle, le transport est supposé être gouverné par *le libre parcours moyen inélastique* à une énergie d'injection donnée (diffusion inélastique). Le transport est alors essentiellement régi par *des effets de volume*, comme le laisse supposer la décroissance exponentielle de la transmission avec l'épaisseur des couches magnétiques.

L'image du transport est alors celle **d'un transport balistique** à une énergie donnée, où, compte tenu des épaisseurs de métal comparables aux valeurs du libre parcours moyen, les électrons souffrent de peu de collisions.

Pour décrire le fonctionnement d'un transistor fonctionnant à plusieurs centaines d'électrons-volts au dessus de l'énergie de Fermi, ce modèle ne peut plus être appliqué. En effet, à ces énergies, le libre parcours moyen inélastique décroît de façon significative par rapport à sa valeur à basse énergie. Ce fait a deux conséquences majeures : d'une part la relaxation de **l'énergie cinétique et de la quantité de mouvement** des électrons incidents sera *très efficace*, remettant ainsi en cause l'image d'un transport balistique, et d'autre part seront créés dans le transistor **des électrons secondaires** qui vont également participer au transport électronique. Plus généralement, la description d'un transport électronique balistique à une énergie donnée devra être substituée à celle d'un transport décrivant *l'évolution* dans le filtre à spin, d'une distribution d'électrons primaires (qui porte la mémoire du spin incident) et d'électrons secondaires.

Une telle description suppose donc *à priori* de tenir compte, sur une large gamme d'énergie (10 eV-3000 eV, dans le cas présent) de l'ensemble des mécanismes de collisions (élastiques et inélastiques) en fonction de l'énergie.

De plus, cette description devra également tenir compte des éventuels mécanismes de relaxation dépendants du spin sur cette même gamme d'énergie. Enfin, comme nous l'avons signalé au **chapitre II**, le fonctionnement d'un filtre à spin, dépend également des propriétés de son interface, puisqu'en variant l'énergie d'injection, l'énergie moyenne de la distribution à l'interface métal/SC augmente, et donc, agit en quelque sorte comme une *sonde* de l'interface. Ainsi, la description, jusque là *admise* au laboratoire, qui consiste en une première étape de relaxation de l'énergie dans le Pd, suivie d'un transport balistique à l'énergie ϕ_B dans la couche magnétique n'est clairement plus valable et devra être substituée à une description qui tient compte explicitement de l'efficacité de collection à l'interface et de la relation entre l'énergie moyenne de la distribution et l'énergie incidente.

L'objectif du présent modèle, est alors, compte tenu de ces remarques, de donner une approche à la fois simple et efficace du transport d'électrons polarisés appliquée au fonctionnement des filtres à spin. Ce modèle repose sur un certains nombres d'hypothèses, qui sont présentées au prochain paragraphe. Celles-ci portent d'une part sur les mécanismes de transport (dépendants ou non du spin dans la base), et d'autre part des propriétés de l'interface.

Pour aller plus loin dans la description du transport d'électrons chauds dans les structures magnétiques, il serait nécessaire de mettre au point des outils numériques et théoriques adaptés, comme une simulation de Monté Carlo, ainsi que de disposer d'informations spectroscopiques et dépendantes du spin sur la distribution formée à la sortie du filtre à spin.

2. Présentation du modèle

Nous allons dans cette section présenter notre modèle à travers les hypothèses que nous avons retenues pour décrire le transport dans le filtre à spin.

2.A. Hypothèses concernant les mécanismes de transport dans la base du filtre à spin

2.A.1. Hypothèses sur la relaxation de l'énergie

La première hypothèse porte sur le mécanisme principal de relaxation de l'énergie d'un électron dans un métal. Pour cela nous nous sommes appuyés sur certains résultats obtenus en spectroscopie. Les études spectroscopiques [Woodruff86], en géométrie de réflexion, nous apprennent que lorsqu'un électron d'énergie E_0 élevée, frappe la surface d'un métal, une distribution d'électrons réémis se forme à la surface (**Fig.V.1**). Cette distribution se compose principalement d'électrons élastiques (LEED) réfléchis à la surface, d'électrons ayant perdu peu d'énergie par des excitations individuelles ou collectives caractéristiques du métal (EELS), d'électrons provenant de transitions Auger (interaction avec des niveaux cœur) (AES), et enfin d'électrons secondaires excités à partir de la bande de valence. La probabilité qu'une de ces transitions ait lieu à une énergie donnée est inversement proportionnelle au libre parcours moyen à cette énergie.

Parmi l'ensemble des excitations citées ci-dessus, seules les excitations individuelles avec des électrons de conduction et les excitations collectives (plasmons) ont des libres parcours moyen de l'ordre du nanomètre. Les autres, comme les transitions Auger ont des libres parcours moyen de plusieurs centaines de nanomètres (pour des énergies comparables). Ainsi, un spectre d'énergie d'électrons transmis, pour un faisceau incident énergétique ($E_0 > 10$ eV) est largement dominé par le pic des électrons secondaires. Ces électrons secondaires, sont créés à l'issue d'une interaction électron-électron qui, à chaque collision fait perdre *en moyenne* à l'électron incident la moitié de son énergie. Les pertes d'énergie avec les plasmons (lorsqu'elles sont possibles) sont plutôt inférieures à 7 eV, et sont par conséquent bien inférieures aux pertes d'énergie issues de l'interaction avec les électrons de conduction.

Notre première hypothèse sera donc de considérer comme mécanisme principal de relaxation de l'énergie (et de la quantité de mouvement), l'interaction électron-électron.

Le choix du libre parcours moyen inélastique sera discuté dans la section 3.C.2.4.

Nous négligerons les diffusions élastiques, qui relaxent uniquement la quantité de mouvement. L'effet de ce type de diffusion est en fait, dans notre modèle, implicitement inclus dans la diffusion inélastique électron-électron, qui, comme nous le verrons à la section 3.C.2.2, relaxe également la vitesse de l'électron.

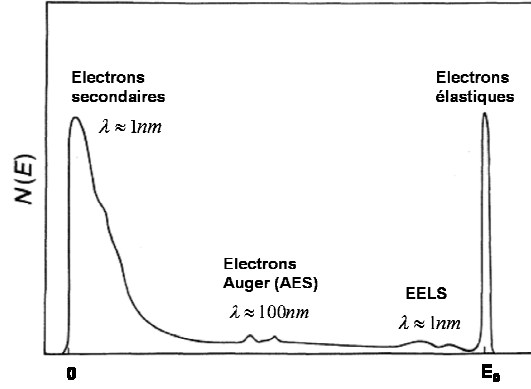


Fig V.1 : d'après [Bland94]. Distribution en énergie à la surface d'un métal (géométrie de réflexion) pour un faisceau d'électrons incident d'énergie E_0 .

2.A.2. Hypothèses sur la distribution en énergie des électrons secondaires

La deuxième hypothèse porte sur la *forme* de la distribution. Compte tenu de la nature du mécanisme principal de relaxation de l'énergie, la création d'électrons secondaires dans le métal est *un processus très efficace*. Nous allons donc supposer que la distribution des électrons à l'interface métal/SC composée d'électrons primaires et d'électrons secondaires, est principalement dominée par la distribution des électrons secondaires, *électrons de basse énergie*. Cette distribution se compose d'électrons primaires relaxés, et des « vrais » électrons secondaires.

Nous allons de plus supposer que la forme de cette distribution pourra être assimilée à une exponentielle, définie par une largeur et une amplitude¹.

La largeur de la distribution $\mathcal{E}_M$ est liée à sa « température », et son amplitude au nombre d'électrons secondaires qui ont été créés dans le filtre à spin. Nous noterons par la suite $F(\mathcal{E}, \pm P_0)$ la distribution en énergie des électrons se présentant à l'interface métal/SC. Par la suite, nous désignerons par « + » (resp. « - ») les électrons de spin majoritaires (resp. minoritaire). Cette distribution est la somme de la distribution des primaires relaxés polarisés de spin, que l'on note f_p^+ et f_p^- ainsi que de la distribution de secondaires que l'on note Mf_s . Les distributions f_p^+ , f_p^- et f_s de largeurs respectives $\mathcal{E}_p^+$, $\mathcal{E}_p^-$ et $\mathcal{E}_s$ sont supposées normalisées, et M est le nombre d'électrons secondaires

créés par les primaires : $M = \frac{M^+ + M^-}{2}$. Rappelons que $M^\pm$ fait référence respectivement à la

multiplication d'électrons secondaires engendrés par les primaires + (resp. -).

Quelque soit l'énergie d'injection, la transmission est très grande devant 1, de sorte que nous supposerons dorénavant que la largeur de la distributions des secondaires et de celle de $F(\mathcal{E}, \pm P_0)$ sont les mêmes : $\mathcal{E}_s \approx \mathcal{E}_M$.

2.A.3. Hypothèses sur le transport dépendant du spin

Enfin, la troisième hypothèse que nous ferons est liée à la propagation dépendante du spin dans la base métallique. **Nous supposons que les électrons primaires ne relaxent pas leur spin au cours de la formation de la cascade d'électrons secondaires.** Par ailleurs, nous supposerons également que la

¹ Comme nous l'avons signalé au **chapitre II**, le choix de cette forme de distribution a été dicté par les observations expérimentales sur la distribution d'électrons émis en géométrie de transmission [VanDerSluijs96]. Ce choix ne suppose pas que la distribution soit à l'équilibre, mais traduit simplement l'accumulation d'électrons secondaires à basse énergie.

polarisation des électrons secondaires ne dépend pas de celle des électrons primaires, c'est-à-dire que nous négligeons tout terme d'échange dans l'interaction coulombienne (i.e selon les notations du **chapitre II**, nous négligerons tout terme de pompage électronique, $P_{PE} = 0$). **Dans le développement du modèle, il sera ainsi inutile de distinguer les électrons secondaires en fonction de leur spin.** Seuls les électrons primaires seront traités séparément en fonction de leur spin.

2.A.4. Hypothèses concernant les propriétés de l'interface

Pour décrire la transmission à travers l'interface métal/SC, il est en principe nécessaire de connaître précisément cette interface, ainsi que la structure de bande du métal et du SC.

Dans la suite de ce chapitre, nous avons interprété l'ensemble de nos résultats en supposant (et nous le justifierons plus loin) que **le coefficient de transmission à l'interface $\alpha(\mathcal{E})$ peut-être est schématisé par deux énergies seuil : ϕ_B et ϕ_S auxquelles sont associées deux gains différents α_B et α_S , que nous supposons constants.**

L'interface est alors caractérisée par deux barrières que nous nommerons par abus de langage ϕ_B et ϕ_S (**Fig.V.2**). La première a pour origine physique la marche de potentiel imposée par la barrière de Schottky ϕ_B et vaut typiquement 0.7 eV (**chapitre III**). Son gain, α_B dépend de la transmission quantique au dessus de cette barrière, ainsi que de l'efficacité de collection de l'interface métal/SC.

Cette valeur est en pratique *faible*, et son ordre de grandeur nous est donné par les valeurs du coefficient de transmission (extrapolé à épaisseur nulle) mesuré dans les MTT (**chapitre II**) : $\alpha \approx 10^{-4}$. En effet, un électron qui se présente à l'interface métal/SC à cette énergie, est en général très efficacement diffusé, soit par les phonons soit par l'interface même, à cause des grandes différences qui existent dans la structure électronique du métal et du SC [Ludeke93]. Ce type de diffusion relaxe les contraintes de conservation de la quantité de mouvement, et le coefficient de transmission au dessus de la barrière dépend alors essentiellement du cône de collection et de la densité d'état du SC. Comme la densité d'état dans le métal est nettement supérieure à celle du SC, pour une énergie proche du minimum de la bande de conduction, un électron diffusé à la surface aura une très grande probabilité de retourner vers le métal, imposant un faible coefficient de transmission à l'interface.

La deuxième énergie seuil, ϕ_S , et dont l'origine sera discutée à la fin de chapitre, est liée *a priori* au traitement de surface ainsi qu'à l'interface métal/SC. Pour une passivation à l'UVOCS, par exemple, une énergie seuil de l'interface est le gap de l'oxyde, de valeur typique 4.4 eV (**chapitre III**). Au dessus de cette barrière, les électrons passent avec une probabilité proche de 1, alors qu'en dessous, ils doivent franchir l'oxyde soit par effet tunnel, soit à travers les défauts de l'oxyde (hypothèse qui semble la plus raisonnable compte tenu de la discussion du **chapitre III**).

En fait, comme nous verrons à la fin de ce chapitre, même pour un échantillon non oxydé, il existe toujours une énergie seuil de quelques eV au dessus du niveau de Fermi et au dessus de laquelle $\alpha(\mathcal{E})$ est proche de 1. Ce résultat suggère que la densité d'état à ces énergies est très supérieure de celle à basse énergie, et révèle des informations sur la structure électronique du SC à quelques eV au dessus du niveau de Fermi.

Enfin, afin de tenir compte du transport dans le SC, nous supposons que tout électron franchissant l'interface métal/SC au dessus d'une énergie seuil ϕ_T , pourra créer dans le SC une paire électron-trou par le mécanisme d'ionisation par impact. Il a été démontré expérimentalement par cathodoluminescence [Bréchet89] au laboratoire et par bombardement de particules α [Kobayashi72] que dans le GaAs ce processus devient très efficace (probabilité proche de 1) à partir d'une énergie, référencée par rapport au minimum de la bande de conduction de 4.35 eV, soit une énergie d'environ 5 eV par rapport au niveau de Fermi du métal.

Un électron d'énergie $\mathcal{E}$ à l'interface métal/SC, crée un nombre total d'électrons secondaires dans le GaAs donné par la relation :

$$n(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{\phi_T} \quad (\text{V.1})$$

A cause de l'existence d'une zone de déplétion, toute paire électron-trou formée à proximité de l'interface sera séparée par le champ électrique imposé par la barrière de Schottky [Eklund92], et donc, pourra contribuer à un courant collecté dans le SC. C'est en quelque sorte l'analogue avec des électrons de l'effet photovoltaïque.

En général, l'ionisation par impact est négligeable à basse énergie d'injection, mais ne peut plus être négligée lorsque l'énergie moyenne de la distribution devient de l'ordre de ϕ_T . Cet effet, bien que souvent négligé pour cette raison, est cependant envisagé dans l'étude théorique du transport d'électrons chauds dans les expériences de BEEM [Prietsch95] et a été observé dans ces systèmes pour des tensions de polarisation supérieures à 4.5 eV.

En résumé, nous avons représenté sur la figure (Fig.V.2), l'ensemble des mécanismes de transport dans la base métallique et le SC, en incluant le profil du coefficient d'interface avec les énergies seuil introduites ci dessus.

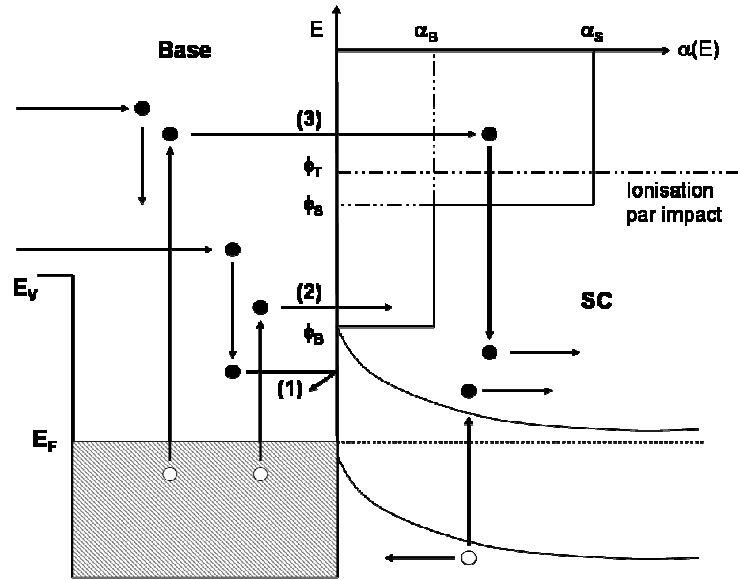


Fig.V.2 : Représentation des différents mécanismes de transport dans le filtre à spin. Un électron qui pénètre dans le filtre à spin relaxe son énergie en créant une cascade d'électrons secondaires. (1) : l'électron secondaire a une énergie trop faible pour traverser l'interface. (2) : l'électron passe au dessus de la barrière de Schottky avec un faible coefficient de transmission. (3) l'électron a suffisamment d'énergie pour traverser la barrière ϕ_S et ϕ_T avec un coefficient de transmission élevé. Il est susceptible de créer dans le SC une cascade d'électrons secondaires par ionisation par impact électronique.

L'allure du profil du coefficient de transmission est alors schématiquement le suivant :

Au dessous de la barrière de Schottky ϕ_B (égale à 0.7 eV, cf. Chapitre III) les électrons ne peuvent être transmis, et le coefficient de transmission est quasi nul. Entre ϕ_B et ϕ_S le coefficient α_B est faible, de l'ordre de 10^{-4} . Au dessus de ϕ_S (que nous prenons par la suite égale à 4.5 eV, valeur du gap de l'oxyde Ga_2O_3), l'interface devient *passante* et le coefficient de transmission α_S est proche de 0.5.

Le coefficient de transmission à l'interface peut donc être assimilé à la succession de deux filtres passe-haut en énergie. Nous avons caractérisé ces filtres par leur énergie seuil ϕ et leur gain α . Par la suite, ces barrières seront dites non multiplicatives.

Enfin, nous assimilerons l'ionisation par impact, par une barrière, que nous dirons par abus de langage multiplicative, d'énergie seuil ϕ_T ($\sim 5\text{eV}$) et de gain en énergie $\alpha(\varepsilon) = \alpha_s \frac{\varepsilon}{\phi_T}$ pour $\varepsilon \geq \phi_T$ (V.1), et nul sinon.

2.B. Expression de T et ΔT

Nous allons dans ce paragraphe dériver les expressions générales de la transmission et de sa dépendance en spin. Les expressions II.20 que l'on a déduit dans le chapitre II à une énergie d'analyse donnée, peuvent être appliquées ici dans le cas de la distribution qui se présente à l'interface métal/SC. La distribution $F(\varepsilon, \pm P_0)$ s'exprime alors sous la forme :

$$F(\varepsilon, \pm P_0) = f_p(\varepsilon) + M f_s(\varepsilon) \pm P_0 [S(\varepsilon) f_p(\varepsilon) + M A_M f_s] \quad (\text{V.2})$$

avec :

$$f_p(\varepsilon) = \frac{f_p^+(\varepsilon) + f_p^-(\varepsilon)}{2}, \quad S(\varepsilon) = \frac{f_p^+(\varepsilon) - f_p^-(\varepsilon)}{f_p^+(\varepsilon) + f_p^-(\varepsilon)} \text{ et } A_M = \frac{M^+ - M^-}{M^+ + M^-} \quad (\text{V.3})$$

La relation V.2 se compose d'un terme indépendant de la polarisation incidente, et est reliée à la transmission T, et d'un autre terme dépendant de celle-ci qui nous servira à exprimer ΔT .

En introduisant le coefficient $\alpha(\varepsilon)$ de transmission à l'interface métal/SC introduit plus haut, on obtient selon les définitions II.20 de la transmission T et de sa dépendance en spin ΔT :

$$\begin{aligned} T &= \int_0^\infty \alpha(\varepsilon) [f_p(\varepsilon) + M f_s(\varepsilon)] d\varepsilon \\ \Delta T &= 2P_0 \int_0^\infty \alpha(\varepsilon) [S(\varepsilon) f_p(\varepsilon) + M A_M f_s] d\varepsilon \end{aligned} \quad (\text{V.4})$$

Le calcul de ces grandeurs demande donc de connaître *a priori* la distribution des primaires ($f_p^+(\varepsilon)$ et $f_p^-(\varepsilon)$) et des secondaires ($f_s(\varepsilon)$), ainsi que les termes $S(\varepsilon)$, $M(\varepsilon)$, $A_M(\varepsilon)$ et le coefficient d'interface $\alpha(\varepsilon)$. L'ensemble de ces termes, excepté le terme $\alpha(\varepsilon)$, dépend de l'énergie des électrons incidents E_0 . Ils doivent donc être calculés pour chaque énergie d'injection.

Nous présentons dans les deux prochaines sections les approximations retenues pour les calculer.

3. Etude de la transmission

Nous allons dans cette section nous intéresser uniquement aux résultats obtenus sur la transmission pour des échantillons oxydés.

De façon générale, il est possible d'écrire la transmission à l'énergie E_0 sous la forme (équation V.4) :

$$T(E_0) = \int_0^\infty \alpha(\varepsilon) F(\varepsilon, \varepsilon_M(E_0)) d\varepsilon \quad (\text{V.5})$$

où $F(\varepsilon, \varepsilon_M(E_0))$ représente la distribution d'énergie à l'interface métal/SC et d'énergie moyenne $\varepsilon_M(E_0)$. Comme nous allons le montrer dans cette section, l'énergie moyenne de la distribution est « pilotée » par l'énergie incidente E_0 . Pour des épaisseurs de quelques nanomètres, l'énergie moyenne peut varier de quelques centaines de meV, à près de 10 eV.

La transmission dans le SC sera donc, très généralement, sensible d'une part aux mécanismes de transport dans la base du filtre à spin, qui sont responsables de la loi de variation $\varepsilon_M(E_0)$, et d'autre part aux propriétés de l'interface, via le coefficient d'interface $\alpha(\varepsilon)$.

Connaissant expérimentalement la transmission $T(E_0)$ il existe alors deux approches :

- Soit le coefficient d'interface $\alpha(\varepsilon)$ est connu, et dans ce cas il est possible de déduire expérimentalement l'énergie moyenne en fonction de l'énergie incidente. Cette approche nous donne alors des informations sur les mécanismes de transport dans la base métallique, et donc sur le libre parcours moyen en fonction de l'énergie.
- Soit nous sommes suffisamment habiles pour calculer précisément la distribution $F(\varepsilon, \varepsilon_M(E_0))$, et dans ce cas il est possible de remonter à une détermination du coefficient de transmission à l'interface métal/SC pour des énergies comprises entre une centaine de meV, et environ 10 eV, et donc, de réaliser une spectroscopie locale du coefficient de transmission à l'interface.

La première approche a été abordée au cours de cette section. Dans une première partie, nous allons, *en supposant un profil d'interface* type celui de la figure (**Fig.V.2**), déduire par une procédure auto-cohérente, à la fois les paramètres d'interface, et l'énergie moyenne de la distribution. Cette détermination nous permettra alors d'interpréter les différents régimes de transmission présentés au **chapitre IV** en séparant distinctement les contributions de volume et de l'interface.

Dans une seconde partie, nous développerons un modèle simple qui nous permettra d'exprimer les équations de transport dans le filtre à spin. Ces équations nous permettront alors de remonter à la loi de variations $\varepsilon_M(E_0)$ que nous comparerons à celle déduite des données expérimentales. Cette comparaison, nous a permis d'exprimer une loi universelle de l'énergie moyenne en fonction de l'énergie incidente. Nous avons alors utilisé cette loi pour déterminer à basse énergie le libre parcours moyen.

3.A. Expression de T pour les trois types de barrières

A partir de la relation **V.4** on peut exprimer la transmission dans le cas d'un faisceau non polarisé pour les trois types de barrières. On sait d'après l'hypothèse 2, que la distribution F d'électrons se présentant à l'interface métal/SC est de forme exponentielle. L'amplitude de cette distribution est $(M+1)^2$.

² Ce terme peut se calculer de la manière suivante :

Comme à chaque collision il y a deux électrons émergents, le nombre total d'électron au bout de n collisions vaut :

$$M + 1 = 2^n$$

Si n correspond au nombre de collisions qu'a subi l'électron moyen lorsqu'il parvient l'interface métal/SC, on a par conséquent :

$$n = \int_0^{t_M} \frac{dt}{\tau}$$

où t_M est le temps total mis par l'électron moyen pour traverser le filtre à spin. Cet électron rentre dans le filtre à spin avec une énergie E_0 et en ressort avec l'énergie moyenne E_M .

A partir de l'équation **V.18** (paragraphe **3.C.2.2**), on obtient donc pour expression de n :

$$n = \int_{\varepsilon_M}^{E_0} \frac{1}{\ln 2} \frac{dE}{E} = \frac{1}{\ln 2} \ln \left(\frac{E_0}{\varepsilon_M} \right)$$

On déduit par conséquent la valeur du coefficient de multiplication :

$$M + 1 = \frac{E_0}{\varepsilon_M}$$

Cette équation traduit en fait la conservation de l'énergie, et illustre simplement le fait que l'énergie incidente E_0 est partagée avec $(M+1)$ électrons d'énergie ε_M .

On peut donc écrire :

$$f_p(\varepsilon) + Mf_s(\varepsilon) = F(\varepsilon, \varepsilon_M(E_0)) = (M+1) \frac{1}{\varepsilon_M} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_M}\right) = \frac{E_0}{\varepsilon_M^2} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_M}\right) \quad (\text{V.6})$$

Compte tenu du profil d'interface, on peut alors exprimer la transmission sous la forme :

$$T(E_0) = \frac{E_0}{\varepsilon_M} \left(\alpha_B \exp\left(-\frac{\phi_B}{\varepsilon_M}\right) + \alpha_S \exp\left(-\frac{\phi_S}{\varepsilon_M}\right) + \alpha_S \frac{\varepsilon_M}{\phi_T} \exp\left(-\frac{\phi_T}{\varepsilon_M}\right) \right) = T_{\phi_B} + T_{\phi_S} + T_{\phi_T} \quad (\text{V.7})$$

La transmission est ainsi la somme de trois termes :

- T_{ϕ_B} : ce terme correspond à la transmission au dessus de la barrière ϕ_B avec un gain α_B .
- T_{ϕ_S} : ce terme correspond à la transmission au dessus de la barrière ϕ_S avec un gain α_S .
- T_{ϕ_T} : ce terme correspond à la transmission au dessus de la barrière multiplicative ϕ_T avec un gain $\alpha_S \frac{\varepsilon_M}{\phi_T}$. Nous remarquons que ce gain (ionisation par impact) dépend de l'énergie moyenne de la distribution à l'interface, et donc de l'énergie incidente.

L'étude de la transmission peut être rendue plus générale en définissant la fonction F :

$$F = \frac{T(E_0)}{E_0} \quad (\text{V.8})$$

Cette fonction, pour une barrière donnée, a une forme relativement intrinsèque, lorsqu'elle est exprimée en fonction de la variable ε_M .

3.A.1. Expression de F pour une barrière non multiplicative

Pour une barrière non multiplicative (comme ϕ_B ou ϕ_S), la fonction F s'exprime sous la forme :

$$F = \frac{\alpha}{\phi} \kappa \exp(-\kappa) \quad \text{où} \quad \kappa = \frac{\phi}{\varepsilon_M} \quad (\text{V.9})$$

Cette fonction dépend de l'énergie incidente à travers l'énergie moyenne ε_M et présente un maximum $F^{\max}$ lorsque $\varepsilon_M = \phi$ (au-delà, la fonction décroît). Ce maximum illustre simplement le compromis entre l'efficacité de multiplication dans le métal, et la transmission au dessus de la barrière. On a ainsi :

$$F \leq F^{\max} = \frac{\alpha}{\phi} \exp(-1) \quad (\text{V.10})$$

Cette valeur maximale est indépendante des mécanismes de transport dans le filtre à spin, et ne dépend que des caractéristiques de la barrière d'interface.

3.A.2. Expression de F pour une barrière multiplicative

Pour une barrière multiplicative (ϕ_T), F s'exprime sous la forme :

$$F = \frac{\alpha}{\phi_T} \exp(-\kappa) \quad \text{où} \quad \kappa = \frac{\phi_T}{\varepsilon_M} \quad (\text{V.11})$$

Cette fonction croît avec κ (donc avec l'énergie incidente) et tend vers une valeur limite :

$$F \xrightarrow{\kappa \rightarrow 0} F^{\max} = \frac{\alpha}{\phi_T} \quad (\text{V.12})$$

3.B. Interprétation des régimes de transmission en fonction de l'énergie incidente

3.B.1. Justification expérimentale du profil d'interface

Dans ce paragraphe, nous allons justifier l'hypothèse que nous avons faite sur le profil du coefficient de transmission à l'interface métal/SC. Jusqu'à présent, dans toutes les expériences réalisées avec des filtres à spin élastiques ou inélastiques, une seule barrière (ou énergie seuil) avait été considérée dans les modèles de transport. Nous allons montrer que cette hypothèse n'est plus valable à haute énergie d'injection, et que la prise en compte d'autres barrières devient nécessaire.

Nous avons représenté sur la figure (Fig.V.3) la fonction F (équation V.8) en fonction de l'énergie d'injection pour l'échantillon 1 dont les caractéristiques ont été présentées au chapitre IV.

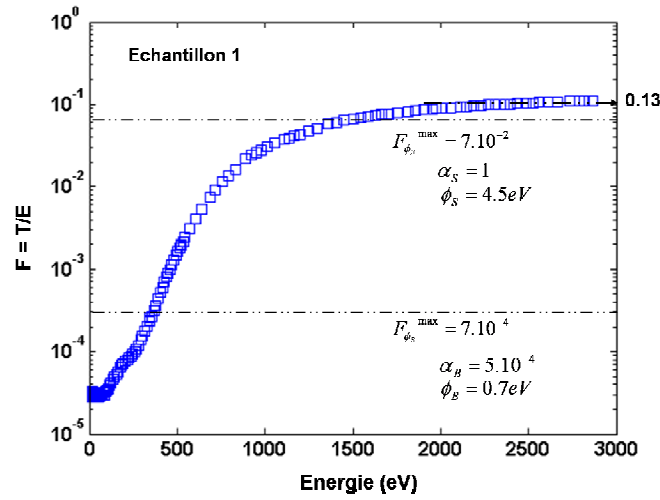


Fig.V.3 : Représentation de la fonction F expérimentale pour l'échantillon 1, en fonction de l'énergie d'injection E_0 . Mise en évidence de l'existence de trois barrières. Les valeurs maximales des fonctions F pour chaque barrière sont données par la relation V.10. Extraction graphique du gain de la barrière multiplicative.

Nous avons inclus les valeurs maximales des fonctions F pour les deux barrières (ϕ_B et ϕ_s) (équation V.10). Pour la barrière ϕ_B , nous avons pris comme gain de l'interface la valeur 5.10^{-4} (valeur qui a été prise dans les MTT présentés au chapitre II, (Fig.II.9). Nous voyons que la prise en compte d'une seule barrière ne peut pas expliquer des transmissions supérieures à $F_{\phi_B}^{\max} = 3.10^{-4}$. La prise en compte d'une deuxième barrière est donc nécessaire, mais encore une fois n'est pas suffisante pour interpréter, sur cet échantillon, les transmissions aussi élevées que celles que nous mesurons pour des énergies supérieures à 1500 eV. En effet, pour la deuxième barrière, même pour un gain d'interface de 1 (et une barrière de 4.5 eV), la valeur maximale de la fonction F est de 7.10^{-2} .

Par ailleurs, nous n'observons pas de décroissance de la fonction F (équation V.11) avec l'énergie incidente. Au contraire nous observons plutôt que la fonction F sature vers une valeur maximale $F^{\max}=0.13$, ce qui est compatible avec la transmission *au-dessus* d'une barrière multiplicative (équation V.11). Cette même fonction peut-être tracée pour l'échantillon 2, et nous obtenons une valeur de saturation $F^{\max} = 0.06$.

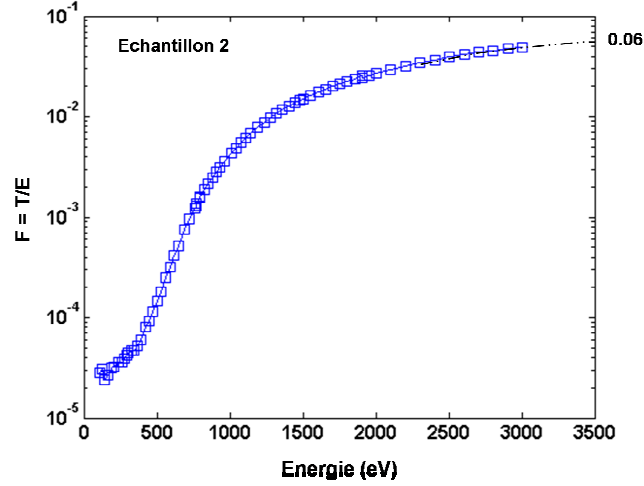


Fig.V.4 : Représentation de la fonction F expérimentale pour l'échantillon 2 en fonction de l'énergie d'injection E_0 . Extraction graphique du gain de la barrière multiplicative.

L'extraction de la valeur de saturation de la fonction F nous permet d'avoir accès graphiquement à la valeur du gain de la barrière ϕ_S , si l'on connaît l'énergie de seuil ϕ_T . Pour une énergie seuil $\phi_T = 5\text{eV}$, on déduit donc les valeurs de α_S pour les échantillons 1 et 2 :

$$\text{Echantillon 1 : } \alpha_S = 0.65$$

$$\text{Echantillon 2 : } \alpha_S = 0.32$$

Ces quantités sont de l'ordre de 0.5. La différence d'un facteur deux entre les deux échantillons, peut provenir d'une différence de la qualité de l'interface (réflexion à l'interface).

Par ailleurs, l'analyse des courbes de transmissions à haute énergie d'injection est compatible avec l'hypothèse de multiplication d'électrons secondaires dans le SC par le mécanisme de création de paires électron-trou dans le SC. En effet, à haute énergie d'injection, lorsque $\mathcal{E}_M > \phi_T$, la transmission s'exprime sous la forme (équation V.11) :

$$T \approx \frac{\alpha_S}{\phi_T} E_0$$

La transmission doit donc évoluer donc *linéairement* avec l'énergie d'injection. C'est bien ce que nous observons expérimentalement sur l'ensemble de nos échantillons à haute énergie d'injection (**Fig.V.5**).

Ces observations apportent des résultats marquants : tout d'abord le gain de la deuxième barrière est très supérieur à celui de la première barrière ($\alpha_S \gg \alpha_B$). Autrement dit pour une énergie des électrons supérieure à ϕ_S , l'interface métal/SC est *passante*.

Le régime observé à haute énergie d'injection a pour origine la multiplication d'électrons secondaires dans le SC par ionisation par impact.

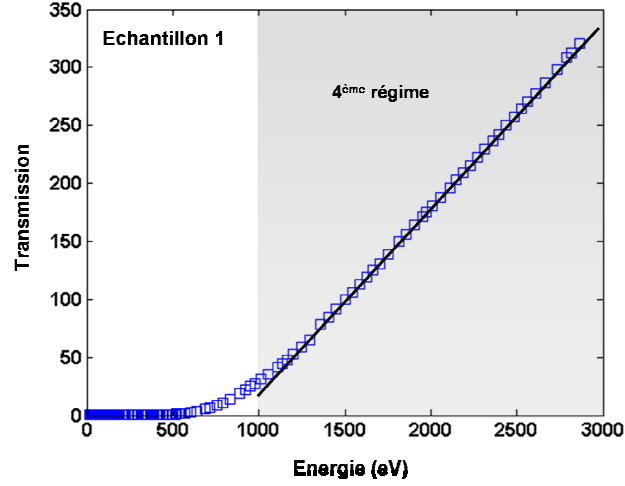


Fig. V.5 : Transmission de l'échantillon 1 en fonction de l'énergie d'injection. Signature de l'ionisation par impact à haute énergie (>1200 eV).

3.B.2. Extraction de l'énergie moyenne de la distribution et des paramètres du profil d'interface à partir des données expérimentales

De façon générale, une fois un *profil d'interface choisi*, on peut déduire à partir des données expérimentales de la transmission, l'énergie moyenne $\mathcal{E}_M$ de la distribution se présentant à l'interface, en résolvant numériquement et pour chaque énergie d'injection, l'équation :

$$\frac{T_{\text{exp}}(E_0)}{E_0} - \frac{1}{\mathcal{E}_M} \left(\alpha_B \exp\left(-\frac{\phi_B}{\mathcal{E}_M}\right) + \alpha_S \exp\left(-\frac{\phi_S}{\mathcal{E}_M}\right) + \alpha_S \frac{\mathcal{E}_M}{\phi_T} \exp\left(-\frac{\phi_T}{\mathcal{E}_M}\right) \right) = 0 \quad (\text{V.13})$$

Nous présentons sur la figure (**Fig.V.6**) l'énergie moyenne $\mathcal{E}_M$ déduite selon cette procédure pour l'échantillon 1. Nous avons pris pour cette extraction, les paramètres suivants pour le profil de la barrière : $\alpha_B = 2.10^{-4}$, $\phi_B = 0.7$ eV, $\phi_S = 4.5$ eV, $\alpha_S = 0.65$ et $\phi_T = 5$ eV.

Le choix du gain de la première barrière peut sembler arbitraire. En pratique, pour le déterminer relativement précisément, nous partons d'une valeur proche de celle obtenue dans les MTT (quelques 10^{-4}), puis nous appliquons la procédure précédente pour déduire $\mathcal{E}_M$. Nous remarquons, pour l'ensemble de nos échantillons, qu'il existe une petite plage de valeurs de α_B pour laquelle la *forme* de $\mathcal{E}_M$ ne présente pas de structures « *pathologiques* » à faible énergie.

Nous avons représenté sur la figure (**Fig.V.7**), $\mathcal{E}_M$ pour trois valeurs différentes de α_B : $\alpha_B = 10^{-4}$, 2.10^{-4} et 3.10^{-4} . Seule une valeur autour de $\alpha_B = 2.10^{-4}$ donne une courbe sans structure à basse énergie. Nous avons appliqué pour l'ensemble de nos échantillons cette procédure afin de déduire simultanément la valeur du gain de la première barrière ainsi que l'énergie moyenne $\mathcal{E}_M$ de la distribution.

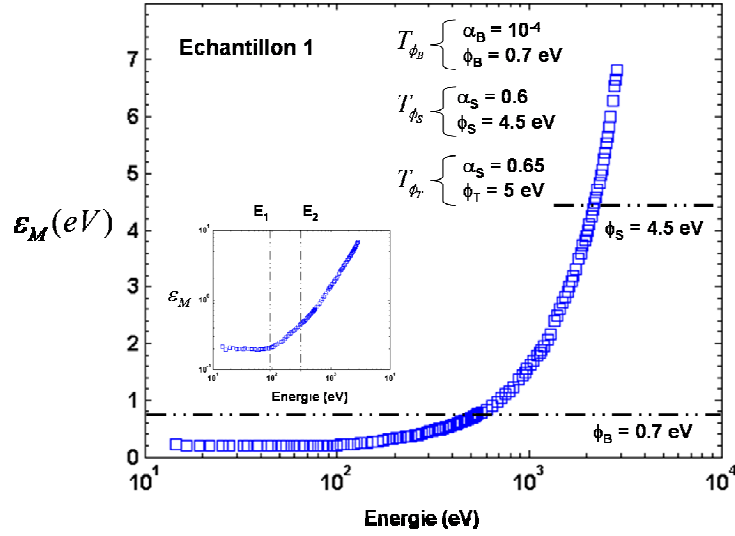


Fig.V.6 : Energie moyenne ε_M expérimentale de la distribution à l'interface métal/SC pour l'échantillon 1 en fonction de l'énergie d'injection E_0 extraite selon le procédé expliqué plus haut. En insert, représentation de ε_M en échelle log-log.

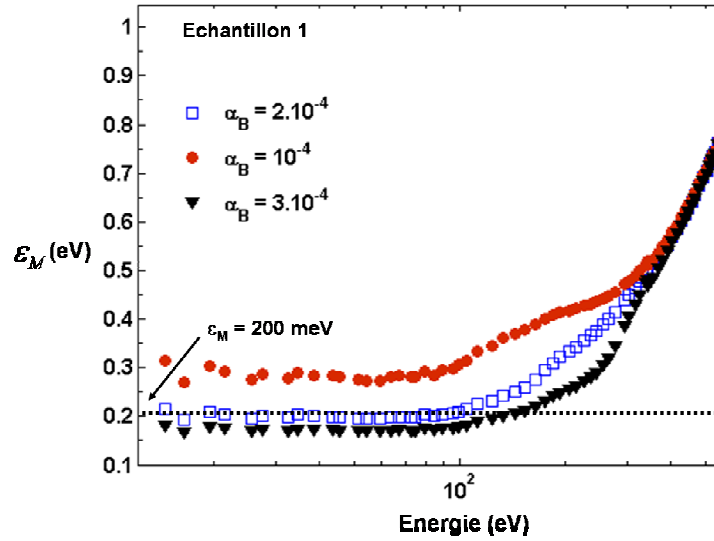


Fig. V.7 : Energie moyenne ε_M expérimentale de la distribution à l'interface métal/SC pour l'échantillon 1 et pour différentes valeurs du gain de la barrière ϕ_B . Seule la valeur $\alpha_B = 2.10^{-4}$ donne une courbe sans structures à basse énergie.

Nous avons résumé dans le tableau (**Tab.V.1**), les caractéristiques de l'interface pour les échantillons 1 et 2.

	α_B	ϕ_B^* (eV)	α_S	ϕ_S (eV)	ϕ_T^* (eV)
Echantillon 1	2.10^{-4}	0.70	0.65	4.5	5
Echantillon 2	10^{-4}	0.71	0.32	4.5	5
MTT (E = 1.4 eV)	5.10^{-4}	0.70	-	-	-

Tab.V.1 : Tableau récapitulatif des paramètres de l'interface pour les échantillons 1 et 2, et pour un MTT. (*) Valeurs issues d'une mesure expérimentale.

Ces résultats, compatibles avec ceux mesurés sur d'autres échantillons, montrent que le gain de la première barrière (ϕ_B) est de l'ordre de 10^{-4} , alors que celui de la seconde (ϕ_S) est de l'ordre de 0.5, ce qui justifie le choix du profil d'interface présenté à la première section de ce chapitre. Le gain de la première barrière est par ailleurs comparable à celui mesuré dans les MTT.

3.B.3. Interprétation des trois premiers régimes de transmission.

Nous remarquons que l'énergie moyenne de la distribution évolue entre 0.2 eV et 7 eV (pour l'échantillon 1) lorsque l'énergie d'injection varie entre 10 et 3000 eV.

L'énergie moyenne de la distribution à l'interface MF/SC est donc d'énergie beaucoup plus faible que l'énergie incidente. Elle présente essentiellement deux régimes caractéristiques :

- $10 \text{ eV} < E_0 < E_1 = 80 \text{ eV}$: l'énergie moyenne est constante.
- $E_0 > 80 \text{ eV}$: l'énergie moyenne augmente « *exponentiellement* » avec l'énergie d'injection.

Le premier régime est tout à fait cohérent avec les résultats antérieurs obtenus au laboratoire. Les mesures spectroscopiques [VanDerSluijs96] obtenus sur des membranes Au/Co/Au (**chapitre II**) ont en effet montré que l'énergie de la distribution est constante jusqu'à environ 100 eV. Ce régime est simplement la conséquence d'une transmission qui évolue linéairement avec l'énergie d'injection.

La frontière entre le 1^{er} régime le 2nd régime et donc fixée par l'énergie E_1 au dessus de laquelle l'énergie moyenne commence à augmenter. Nous interpréterons à la prochaine section ce fait comme une conséquence de l'évolution particulière du libre parcours moyen avec l'énergie.

Les autres régimes sont des régimes liés aux propriétés de l'interface. Afin d'illustrer simplement leur origine, nous avons tracé sur la figure (**Fig.V.8**), la contribution des trois barrières dans les fonctions T en prenant comme énergie moyenne, l'énergie extraite selon la procédure expliquée plus haut, et en y incluant également la transmission expérimentale.

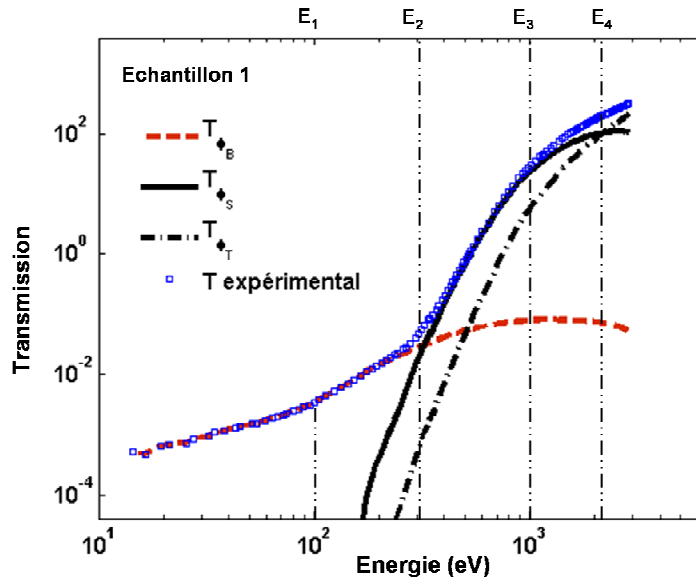


Fig.V.8 : Représentation de la transmission expérimentale et transmission calculée au dessus des trois barrières ϕ_B , ϕ_S et ϕ_T (équation V.7) en fonction de l'énergie incidente pour l'échantillon 1. Le calcul des transmissions au dessus des trois barrières a été fait en utilisant les paramètres d'interface résumés dans le tableau (Tab.V.1).

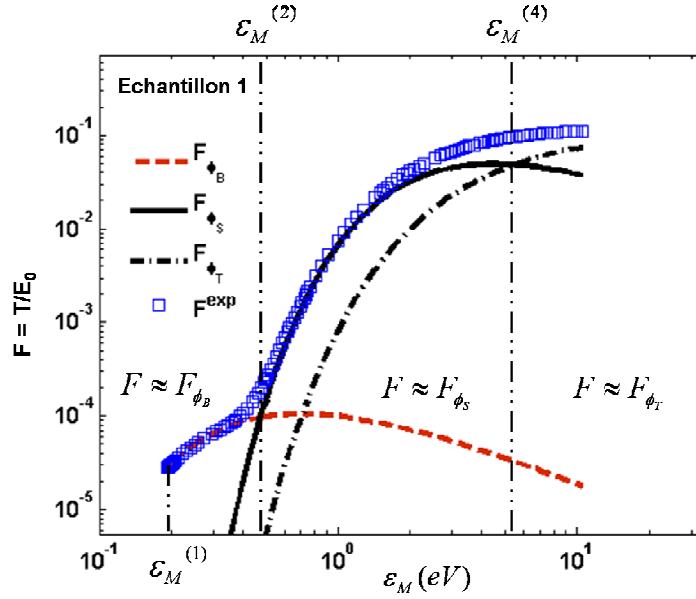


Fig. V.9 : Représentation de la fonction F expérimentale et calculée (équation V.8) pour les trois barrières ϕ_B , ϕ_S et ϕ_T en fonction de l'énergie moyenne et pour l'échantillon 1.

Nous voyons clairement que la frontière, **définie par l'énergie E_2** , entre le 2nd et le 3^{ème} régime est liée au fait que la transmission au dessus de la barrière ϕ_S domine celle au dessus de la barrière ϕ_B ($T_{\phi_B} < T_{\phi_S}$). La frontière entre le 3^{ème} régime et le 4^{ème} régime (**définie par l'énergie E_3**) ne correspond à aucun point particulier. C'est finalement un découpage arbitraire, qui illustre simplement le fait que la transmission au dessus de la barrière ϕ_S commence à saturer.

Par ailleurs, cette courbe montre l'existence d'un 4^{ème} régime, que l'on peut caractériser par l'énergie à laquelle la transmission au dessus de la barrière ϕ_S est égale à celle au dessus de la barrière ϕ_T . Comme ces deux barrières ont des caractéristiques très proches, il est en pratique difficile de voir une forme singulière sur la courbe de la transmission en fonction de l'énergie. Comme nous l'avons expliqué plus haut, la transmission au dessus de ces deux barrières sont cependant de nature différente. Expérimentalement nous observons une augmentation linéaire de la transmission avec l'énergie. Si l'on se réfère à une transmission au dessus d'une barrière non multiplicative, comme ϕ_S par exemple, cela impliquerait que l'énergie moyenne est constante. Au contraire, à haute énergie d'injection, l'énergie moyenne augmente « *exponentiellement* », ce qui est incompatible avec une transmission linéaire. Ceci n'est en revanche plus valable pour une interface multiplicative, comme ϕ_T , où lorsque l'énergie moyenne devient supérieure à ϕ_T , la transmission est censée varier linéairement avec l'énergie.

Finalement, l'ensemble de ces conclusions peut être résumé de façon encore plus parlante, en traçant la fonction F introduite précédemment, et ses différentes contributions en fonction de l'énergie moyenne ε_M (**Fig.V.9**). Cette énergie, « pilotée » par l'énergie incidente, est en fait, la *variable pertinente* pour l'étude des effets d'interface.

En effet, la fonction F exprimée dans l'espace des énergies moyennes a pour avantage de s'affranchir des mécanismes de transport dans le filtre à spin, qui sont synthétisés dans la fonction $\varepsilon_M(E_0)$, pour ne laisser apparaître que les effets d'interface. La figure Fig.V.9 permet donc une « lecture graphique » des propriétés (gain et énergie seuil) de l'interface métal/SC.

La représentation de la transmission en fonction de l'énergie incidente prête en effet à confusion, car elle intègre à la fois les mécanismes de transport dans la base, et les propriétés d'interface, et par conséquent, est source d'interprétation erronée [Drouhin05].

En particulier, parmi les énergies seuil, dans l'espace des énergies incidentes (E_1, E_2, E_3, E_4) certaines sont liées à des mécanismes de transport dans la base (comme E_1), alors que d'autres sont directement liées aux propriétés de l'interface (comme E_2 et E_4).

En résumé, nous voyons sur cette figure, qu'apparaissent naturellement deux énergies caractéristiques qui séparent les trois régimes de barrières :

- $E < \mathcal{E}_M^{(2)}$: la collection dans le SC est gouvernée par la transmission au dessus de la barrière ϕ_B . Cette énergie moyenne est atteinte pour une énergie incidente E_2 .
- $\mathcal{E}_M^{(2)} < E < \mathcal{E}_M^{(4)}$: la collection dans le SC est gouvernée par la transmission au dessus de la barrière ϕ_S .
- $E < \mathcal{E}_M^{(4)}$: la collection dans le SC est gouvernée par la transmission au dessus de la barrière ϕ_T . Cette énergie moyenne est atteinte pour une énergie incidente E_4 .

En définissant $\mathcal{E}_M^{(2)}$ par l'énergie pour laquelle $T_{\phi_B} = T_{\phi_S}$, on montre alors facilement à l'aide de (V.9) que :

$$\mathcal{E}_M^{(2)} = \frac{\phi_S - \phi_B}{\ln\left(\frac{\alpha_S}{\alpha_B}\right)} \quad (\text{V.14})$$

De même on peut exprimer l'énergie $\mathcal{E}_M^{(4)}$, en écrivant $T_{\phi_S} = T_{\phi_T}$ à cette énergie. En supposant que $\phi_T - \phi_S \ll \phi_T$, on obtient :

$$\mathcal{E}_M^{(4)} = 2\phi_T - \phi_S \approx \phi_T \quad (\text{V.15})$$

Cette dernière relation, assez intuitive, traduit le fait que la collection dans le SC est dominé par l'ionisation par impact lorsque l'énergie moyenne des électrons est légèrement supérieure à ϕ_T , énergie de seuil de création d'une paire électron trou.

Cette représentation dans l'espace des énergies moyennes, qui met l'accent sur le rôle de chaque barrière, nous sera également utile à la prochaine section, lorsque nous aborderons l'étude de la transmission dépendante du spin.

Si l'on connaît la fonction $\mathcal{E}_M(E_0)$, il devient alors possible de calculer les énergies séparant les différents régimes de la transmission à l'aide des équations (V.14) et (V.15). Le calcul de cette fonction est l'objet du prochain paragraphe.

3.C. Calcul théorique de l'énergie moyenne $\mathcal{E}_M(E_0)$

Nous avons dans la section précédente déduit de la courbe de transmission la variation expérimentale de l'énergie moyenne en fonction de l'énergie incidente. Nous allons maintenant expliquer l'allure de cette fonction à l'aide d'un modèle simple. Ce modèle décrit les mécanismes de transport dans le filtre à spin en fonction de l'énergie incidente en y incluant la formation d'électrons secondaires dans le filtre à spin.

3.C.1. Présentation du modèle

Initialement, un faisceau d'électrons primaires d'énergie E_0 pénètre dans le filtre à spin avec une vitesse v_0 perpendiculaire à la surface. Au cours de la propagation, ces électrons primaires relaxent

leur énergie et leur vitesse au cours des processus de diffusion. A une distance z de la surface, l'énergie moyenne de la distribution est $\mathcal{E}$ et sa vitesse longitudinale v_l .

Nous allons supposer que, tant que v_l reste supérieure à la vitesse au niveau de Fermi v_F , la vitesse longitudinale de l'électron n'est pas « relaxée », et la propagation est ainsi *préférentiellement favorisée vers l'avant*. Dans ce cas, le type de transport associé sera dit « balistique », c'est-à-dire que la distance totale parcourue par l'électron dans ce régime, que l'on appellera z_{ball} , sera la somme des distances parcourues entre chaque diffusion. A la fin de ce régime, la largeur de la distribution sera notée E_{ball} .

Au-delà de cette distance, la vitesse de l'électron est supposée relaxée, et toute nouvelle collision rediffuse le vecteur d'onde dans une direction aléatoire : c'est l'approximation des k aléatoires. Il est alors raisonnable de supposer que le transport est essentiellement diffusif et s'instaure sur une distance z_{diff} jusqu'à ce que l'électron parvienne à l'interface métal/SC. On a par conséquent :

$$d = z_{Ball} + z_{diff} \quad (V.16)$$

où d est l'épaisseur total du filtre à spin.

Le calcul de l'énergie moyenne en fonction de l'énergie incidente, se résume alors à deux étapes :

- **Calcul de z_{ball} et E_{ball} dans le régime balistique** (relaxation de la vitesse); z_{ball} et E_{ball} correspondant respectivement à la distance totale parcourue, et à l'énergie moyenne de la distribution à la fin de ce régime.
- **Calcul de l'énergie moyenne $\mathcal{E}_M$ de la distribution des secondaires à l'interface métal/SC dans le régime diffusif.**

L'ensemble de ces grandeurs est calculé en se donnant un libre parcours moyen $\lambda(\mathcal{E})$. Le choix de ce libre parcours moyen sera discuté au paragraphe 3.C.2.4.

Nous avons représenté sur la figure (Fig.V.10), le schéma illustrant la formation de la distribution d'électrons secondaires au cours de la propagation dans le filtre à spin. Pour des raisons de clarté, nous n'avons pas inclus la contribution de la barrière multiplicative.

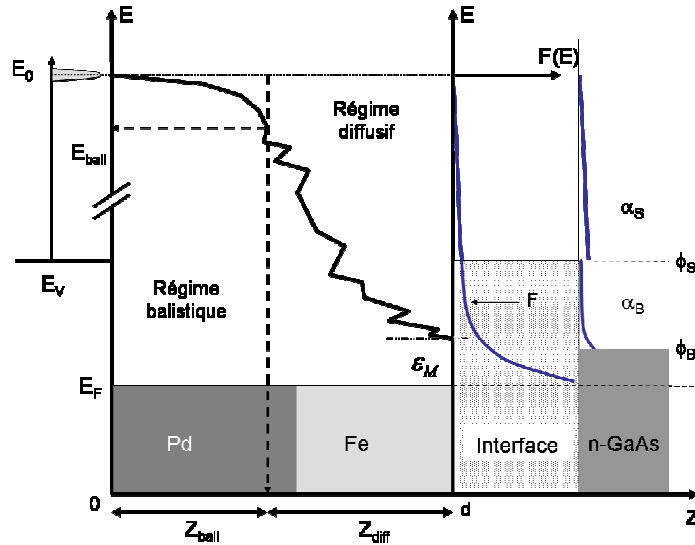


Fig. V.10 : Schéma de la formation de la distribution d'électrons secondaires au cours de la propagation dans le filtre à spin.

3.C.2. Etapes du calcul

3.C.2.1. Analyse d'une collision

Pour calculer la relaxation de l'énergie et du vecteur d'onde, il est nécessaire d'analyser le résultat d'une collision entre un électron chaud et un électron de la mer de Fermi. Comme l'énergie des électrons incidents est dans nos expériences largement supérieure à l'énergie d'un électron de Fermi, nous allons négliger son énergie initiale, ainsi que celle cédée au trou, lors de la collision.

Dans ces conditions, on peut facilement exprimer la relaxation de l'énergie et du vecteur d'onde d'un électron incident d'énergie E_1 et de vitesse V_1 . Si on appelle E_1' et V_{1l}' l'énergie et la vitesse longitudinale de l'électron incident après la collision, on a dans l'approximation des bandes paraboliques :

$$E_1' = E_1 \cos^2\left(\frac{\theta^*}{2}\right) \quad \text{et} \quad V_{1l}' = V_{1l}^* + V_{1l}'^* = \frac{V_{1l}}{2}(1 + \cos(\theta^*))$$

où l'astérisque fait référence aux quantités évaluées dans le référentiel du centre de masse.

Si l'on suppose que la diffusion est *isotrope* dans le référentiel du centre de masse, on montre alors que la distribution en énergie, suite à la diffusion, est uniforme.

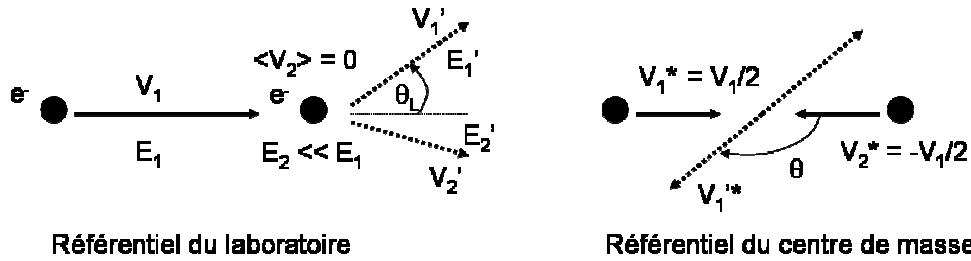


Fig. V.11 : (à gauche) Diffusion entre un électron incident d'énergie E_1 et de vitesse V_1 avec un électron de la mer de Fermi d'énergie et de vitesse moyenne nulle dans le référentiel du laboratoire. (à droite) Même diffusion mais dans le référentiel barycentrique.

On a par conséquent après une collision :

$$\langle E_1' \rangle = \frac{E_1}{2} \quad \text{et} \quad \langle V_{1l}' \rangle = \frac{V_{1l}}{2} \quad (\text{V.17})$$

On considérera donc par la suite qu'à chaque collision, l'énergie moyenne des deux électrons diffusés est la moitié de l'énergie initiale, et leur vitesse longitudinale moyenne la moitié de la vitesse initiale longitudinale.

3.C.2.2. Calcul de z_{ball} et E_{ball} : régime balistique

Compte tenu des équations (V.17), on peut écrire dans un régime balistique les équations d'évolution de l'énergie et de la vitesse longitudinale moyenne de l'électron :

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{dt} &= -\ln 2 \frac{\varepsilon}{\tau} \\ \frac{dv_l}{dt} &= -\ln 2 \frac{v_l}{\tau} \end{aligned} \quad (\text{V.18})$$

où $\tau(\varepsilon)$ est le temps moyen entre deux collisions à l'énergie ε , et vérifie l'égalité : $\lambda(\varepsilon) = v(\varepsilon)\tau(\varepsilon)$.

On peut donc déduire une équation de propagation dans le régime balistique :

$$\frac{dz}{d\varepsilon} = \frac{dz}{dt} \frac{dt}{d\varepsilon} = -v_l \frac{1}{\ln 2} \frac{\tau}{\varepsilon} \quad (\text{V.19})$$

avec v_l qui, à partir des équations (V.18) s'exprime sous la forme :

$$v_l = v_0 \frac{\varepsilon}{E_0} \quad (\text{V.20})$$

avec v_0 et E_0 la vitesse et l'énergie initiales de l'électron primaire.

Si l'on note E_F l'énergie de Fermi dans le métal, v_0 s'exprime sous la forme :

$$v_0 = v_F \sqrt{\frac{E_0 + E_F}{E_F}} \quad (\text{V.21})$$

On peut donc exprimer la distance totale parcourue dans le régime balistique (z_{ball}), en intégrant l'équation (V.19) :

$$z_{ball} = -\frac{1}{\ln 2} \int_{E_0}^{E_{ball}} v_l(\varepsilon) \tau(\varepsilon) \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{1}{\ln 2} \int_{E_{ball}}^{E_0} \lambda(\varepsilon) \sqrt{\frac{E_0 + E_F}{\varepsilon + E_F}} \frac{d\varepsilon}{E_0} \quad (\text{V.22})$$

Nous avons introduit dans cette équation l'énergie E_{ball} . Cette énergie se calcule à partir de l'équation (V.20), en prenant $v_l = v_F$. On déduit par conséquent comme expression de E_{ball} :

$$E_{ball} = E_0 \sqrt{\frac{E_F}{E_0 + E_F}} \quad (\text{V.23})$$

3.C.2.3. Calcul de z_{diff} et ε_M : régime diffusif

Nous allons maintenant calculer la distance parcourue par l'électron moyen dans le régime diffusif. Dans un régime diffusif, cette quantité obéit à l'équation d'évolution :

$$\frac{dz^2}{dt} = D(\varepsilon) \quad (\text{V.24})$$

où $D(\varepsilon)$ est le coefficient de diffusion dépendant de l'énergie, et a pour valeur :

$$D(\varepsilon) = \frac{1}{3} v^2(\varepsilon) \tau(\varepsilon) \quad (\text{V.25})$$

L'équation de propagation dans ce régime est alors :

$$\frac{d(z^2)}{d\varepsilon} = \frac{d(z^2)}{dt} \frac{dt}{d\varepsilon} = -\frac{1}{3} \frac{1}{\ln 2} \frac{v^2 \tau^2}{\varepsilon} \quad (\text{V.26})$$

On peut alors à partir de l'équation (V.26) déduire la distance totale parcourue par l'électron moyen dans le régime diffusif :

$$z^2_{diff} = \frac{1}{3 \ln 2} \int_{\varepsilon_M}^{E_{ball}} \lambda^2(\varepsilon) \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \quad (\text{V.27})$$

où ε_M est la largeur de la distribution à l'interface métal/SC.

L'énergie moyenne est alors calculée en résolvant numériquement l'équation :

$$d = z_{ball} + z_{diff} \quad (\text{V.28})$$

3.C.2.4. Choix du libre parcours moyen

Pour résoudre l'équation (V.28), il faut se donner une expression du libre parcours moyen inélastique électron-électron (IMFP) en fonction de l'énergie. Nous avons choisi, en première approximation, une variation de l'IMFP compatible avec l'allure générale de la courbe universelle de l'IMFP mesurée dans les métaux [Seah79].

Cette courbe indique qu'à basse énergie l'IMFP décroît selon une puissance de l'énergie, puis pour une énergie E_{min} autour de 40 eV, passe par un minimum λ_{min} de quelques angströms. Au-delà de cette énergie, l'IMFP augmente avec l'énergie selon une puissance $\frac{1}{2}$. Cette remontée du libre parcours

moyen à haute énergie (énergie supérieure à 50eV) est aujourd'hui bien documentée pour de nombreux composés inorganiques, en cumulant les données d'origine spectroscopique ainsi que celles déduites de modèles prédictifs ; en revanche, les mesures sur la partie basse énergie sont plus controversées, et souvent en désaccord avec la loi de puissance en $1/E^2$ établit par Quinn [Quinn62].

L'évolution à basse énergie de l'IMFP selon une loi universelle indépendante du matériau est donc à considérer avec beaucoup de réserve. Les valeurs de libre parcours moyen autour de 1 eV mesurées à l'aide des MTT (**chapitre II, Fig.II.14**), et de façon plus générale déduites des mesures BEEM sont plutôt de l'ordre de quelques nanomètres, ce qui est très en dessous de valeurs attendues avec la loi universelle. La raison principale à ce comportement atypique est la densité d'état très élevée des bandes *d* pour un métal ferromagnétique comparée à la densité d'état des bandes *sp* [Drouhin00].

En pratique, nous avons choisi un libre parcours moyen inélastique de la forme suivante :

$$\lambda(\varepsilon) = \lambda_l \left(\frac{E_l}{E_l + \varepsilon} \right)^{a_l} + \lambda_h \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon + E_h} \right)^{a_h} - \lambda_{off} \quad (\text{V.29})$$

Cette expression fait intervenir 7 paramètres. En réalité seulement 4 paramètres sont ajustables. λ_h , λ_{off} et a_h ont été choisis afin que $\lambda_{min} = 4.4 \text{ \AA}$, $E_{min} = 40 \text{ eV}$ et $a_h = 1/2$. Les autres paramètres ont été choisis afin d'avoir des valeurs du libre parcours moyen cohérents avec les mesures à basses énergies.

Le tableau (V. 2) résume les paramètres choisis pour l'estimation du libre parcours moyen :

Paramètres IMFP	λ_l (Å)	E_l (eV)	a_l	λ_h (Å)	E_h (eV)	a_h	λ_{off} (Å)
valeurs	153	0.58	0.35	4.5	720	0.5	55

Tab.V.2 : Récapitulatif des paramètres choisis pour le libre parcours moyen inélastique.

Avec un tel jeu de paramètres, le libre parcours moyen inélastique à 1 eV vaut ainsi 5.5 nm, ce qui est de l'ordre de grandeur de ce qui est mesuré en BEEM. Nous avons représenté sur la figure (**Fig.V.12**) le libre parcours moyen inélastique avec les paramètres définis au tableau (**Tab.V.2**).

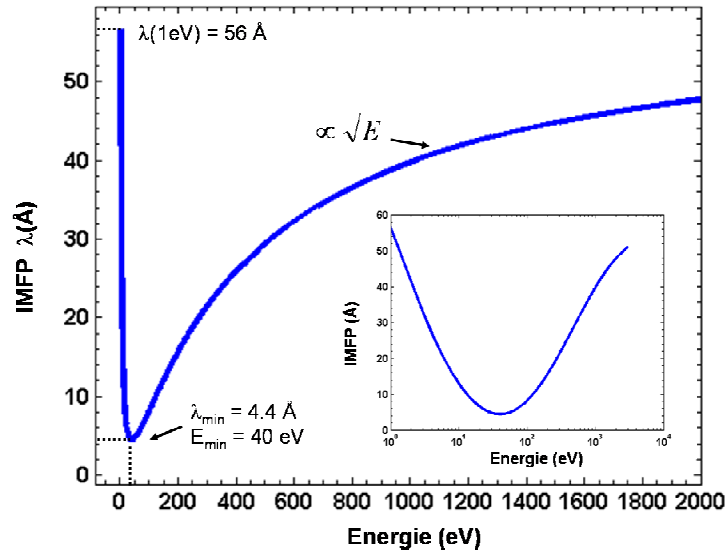


Fig.V.12 : Libre parcours moyen inélastique en fonction de l'énergie. En insert, libre parcours moyen inélastique en échelle log-lin.

3.C.3. Courbe de l'énergie moyenne calculée en fonction de l'énergie E_0 . Interprétation du premier régime

Nous présentons sur la figure (**Fig.V.13a**), l'énergie moyenne calculée pour l'échantillon 3 (qui possède une épaisseur suffisante pour que le modèle s'applique, cf. **3.C.4**), selon le modèle décrit plus

haut, ainsi que l'énergie moyenne extraite selon la procédure décrite au paragraphe précédente. Pour cette extraction, les paramètres de l'interface sont résumés dans le **Tab.V.3**.

Paramètres d'interface	α_B	ϕ_B^* (eV)	α_S	ϕ_S (eV)	ϕ_T (eV)
Echantillon 3	7.10^{-5}	0.76	0.3	4.5	5

Tab.V.3 : Récapitulatif des paramètres de l'interface pour l'échantillon 3. (*) issue d'une mesure [Rougemaille03].

L'échantillon 3 a été étudié lors de la thèse de Nicolas Rougemaille [Rougemaille03] et a pour structure : Pd(5nm)/Fe(3.5nm)/Ox/GaAs.

L'énergie moyenne calculée est en très bon accord avec l'énergie moyenne extraite à partir de la transmission expérimentale. En particulier, ce modèle reproduit quantitativement les deux régimes observés sur l'énergie moyenne expérimentale. En dessous de 80 eV, cette énergie est quasi constante, puis à partir de cette énergie, elle augmente « *exponentiellement* » avec l'énergie E_0 .

Ces régimes peuvent mieux s'interpréter si l'on trace la quantité z_{ball} en fonction de l'énergie d'injection (**Fig.V.13b**). Rappelons que cette quantité représente la distance parcourue par l'électron moyen dans le régime balistique. Nous avons également représenté sur la figure (**Fig.V 14**), la courbe de transmission expérimentale et calculée avec l'énergie moyenne issue du modèle présenté. L'accord est tout à fait satisfaisant.

Pour une énergie inférieure à 80 eV, de l'ordre de deux fois E_{min} , z_{ball} est quasiment constante, voire décroît. Ce résultat est la conséquence de la diminution du libre parcours moyen avec l'énergie. La relaxation de l'énergie de l'électron moyen, qui est principalement assurée par le régime diffusif, est donc quasiment indépendante de l'énergie jusqu'à 80 eV.

Au-delà de cette énergie, le régime balistique s'étale sur une distance plus grande, et la distance effective sur laquelle le régime diffusif relaxe l'énergie devient alors plus faible : l'énergie moyenne se met donc à augmenter.

3.C.4. Limites du modèle. Vers une courbe $\varepsilon_M(E_0)$ universelle ?

Comme nous l'avons précisé au début de cette section, l'intérêt de développer un modèle pour décrire l'énergie moyenne en fonction de l'énergie incidente, est de pouvoir remonter aux propriétés de l'interface à partir des courbes expérimentales, ou si ces paramètres sont connus de calculer la transmission à travers le filtre à spin pour différentes épaisseurs. Le modèle rudimentaire que nous avons présenté est loin de cet objectif. Ce modèle n'est par exemple pas *prédictif*, et un ajustement du libre parcours moyen est nécessaire pour ajuster l'énergie moyenne calculée à celle déduite de la transmission. Par ailleurs, il n'est pas applicable pour des épaisseurs faibles du filtre à spin, comme l'échantillon 1. A 1000 eV, par exemple, d'après notre modèle, le régime balistique s'étale sur une distance de 50 Å, qui est supérieure à l'épaisseur de l'échantillon 1. Le calcul de $\varepsilon_M = E_{ball}$ à cette énergie, donne une valeur de 100 eV ce qui est très certainement loin de la réalité.

Le régime diffusif que nous avons supposé dans la deuxième partie du transport, repose sur l'hypothèse d'un grand nombre de collisions dans ce régime, ce qui n'est plus vérifié à haute énergie d'injection, ou pour des faibles épaisseurs. Un grand nombre de collisions sera généralement compatible avec des libres parcours moyen faibles devant la longueur z_{diff} . Cette hypothèse est d'autant moins vérifiée que z_{diff} est faible.

Enfin, précisons que nous avons du choisir un libre parcours moyen à haute énergie surestimé par rapport aux valeurs mesurées expérimentalement. A 1000 eV par exemple, le libre parcours moyen que nous avons utilisé est de 40 Å, alors que l'ensemble des mesures spectroscopiques [NIST] donne une valeur plutôt de l'ordre de 15 Å. La distance parcourue pendant le régime balistique est donc probablement surestimée.

Cependant, qualitativement, celui-ci rend compte du fait qu'en dessous de 80 eV l'énergie moyenne de la distribution est globalement *invariante* car le retard à la relaxation de la vitesse longitudinale est compensé par la décroissance du libre parcours moyen avec l'énergie, de sorte que la distance sur laquelle s'opère la *relaxation de l'énergie* est quasi constante. Au delà de cette énergie, comme nous l'avons précisé plus haut, la remontée du libre parcours moyen à haute énergie *rompt* cet équilibre, et tout retard à la relaxation de la vitesse longitudinale, sera un retard à la relaxation de l'énergie. La fonction $\varepsilon_M(E_0)$ pour des énergies d'injection supérieures à 100 eV doit donc être reliée à la forme du libre parcours moyen à haute énergie.

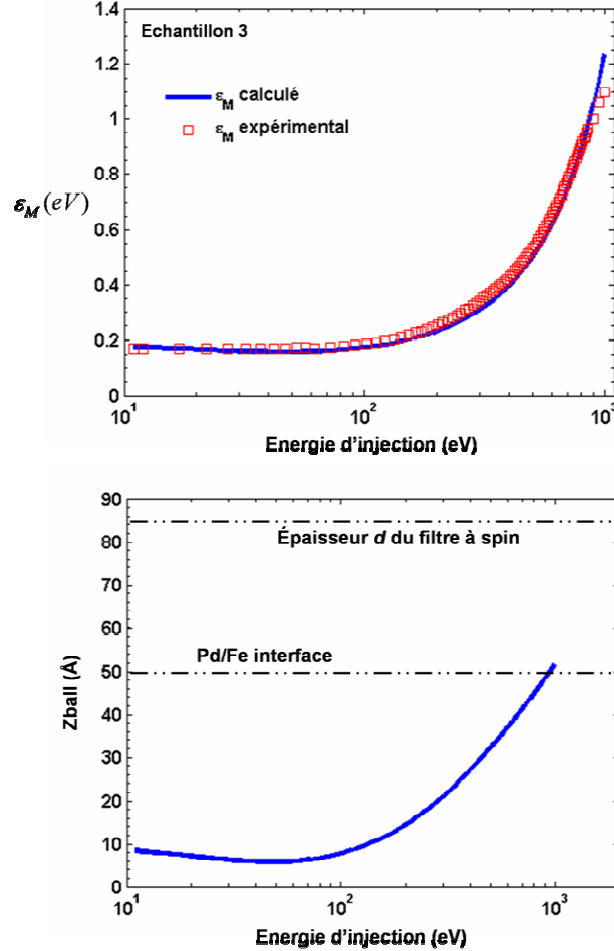


Fig. V.13 : (En haut, ligne continue) Variation de l'énergie moyenne ε_M calculée en résolvant l'équation (V.28) en fonction de l'énergie incidente E_0 . (carrés) énergie moyenne extraite de la transmission expérimentale avec comme paramètres d'interface ceux résumés dans le tableau (Tab.V.3).

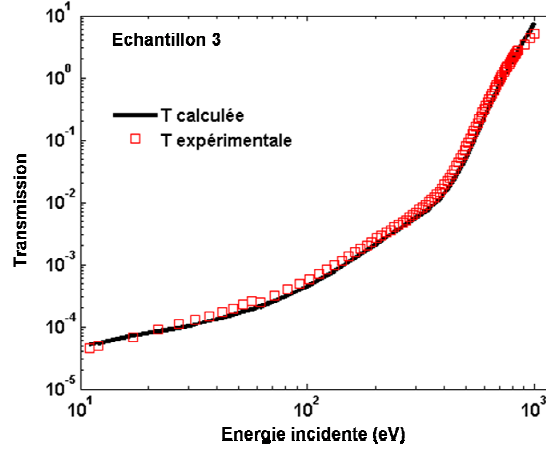


Fig. V.14 : Transmission expérimentale (carrés) et calculée selon l'équation V.7, en prenant l'énergie moyenne calculée avec l'équation (V.28).

Partant de cette idée, nous avons alors cherché à partir des courbes expérimentales de ε_M , une loi de variation de l'énergie moyenne avec l'énergie incidente. Nous avons trouvé, que **pour une énergie incidente E_0 supérieure à E_1** (énergie à laquelle l'énergie moyenne se met à augmenter), une loi simple relie l'énergie incidente à l'énergie moyenne :

$$\ln\left(\frac{\varepsilon_M}{\varepsilon_M^{(1)}}\right) = \gamma \left(\sqrt{\frac{E_0}{E_1}} - 1 \right) \quad (\text{V.30})$$

Nous avons tracé sur les figures (**Fig.V.15**) l'énergie moyenne expérimentale pour les échantillons 1 et 3 selon l'équation (V.30). L'accord est remarquable, alors même que les échantillons sont d'épaisseur sensiblement différente. Cette loi est reproductible sur d'autres échantillons, et le coefficient γ semble être indépendant de l'épaisseur et de l'ordre de 0.78. C'est alors l'énergie moyenne $\varepsilon_M^{(1)}$ qui inclut la dépendance avec l'épaisseur.

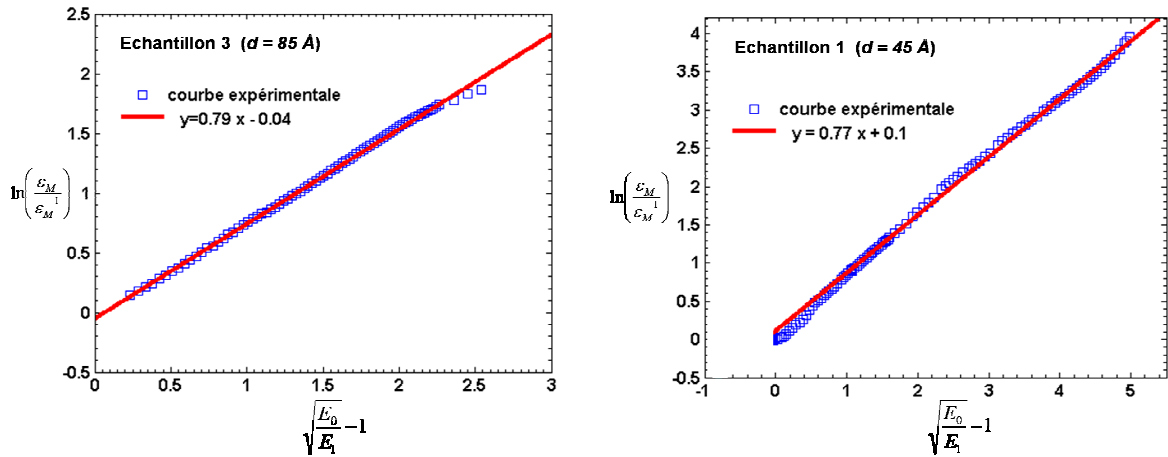


Fig.V.15 : Représentation de la fonction $\ln\left(\frac{\varepsilon_M}{\varepsilon_M^{(1)}}\right)$ en fonction de $\sqrt{\frac{E_0}{E_1}} - 1$ pour l'échantillon 3 à gauche, et pour l'échantillon 1 à droite.

3.C.5. Détermination pseudo-expérimentale du libre parcours moyen à basse énergie

La relation **V.30** qui semble être de caractère « universel » pour ce type de métal, repose sur notre modèle de détermination expérimentale de l'énergie moyenne, qui nous semble cependant raisonnable. Nous pensons que cette relation permet de relier le libre parcours moyen à basse énergie, et le libre parcours moyen à haute énergie. En effet, comme nous l'avons précisé plus haut, l'augmentation de l'énergie moyenne avec l'énergie incidente traduit physiquement l'idée que l'augmentation de la distance parcourue pendant le régime balistique (relaxation de la vitesse) est compensée par une diminution de la distance sur laquelle s'opère le régime diffusif (relaxation de l'énergie).

Autrement dit, lorsque l'énergie incidente passe de E_0 à $E_0 + \delta E_0$, l'énergie moyenne augmente de ε_M à $\varepsilon_M + \delta \varepsilon_M$. Ces variations sont alors reliées aux variations des libres parcours moyen à haute et basse énergie selon l'expression (compte tenu du fait que $d = z_{ball} + z_{diff}$) :

$$\lambda(E_0 + \delta E_0) - \lambda(E_0) = -(\lambda(\varepsilon_M + \delta \varepsilon_M) - \lambda(\varepsilon_M)) \quad (\text{V.31})$$

Autrement dit :

$$\boxed{\frac{d\lambda(E_0)}{dE_0} = -\frac{d\varepsilon_M}{dE_0} \frac{d\lambda(\varepsilon_M)}{d\varepsilon_M}} \quad (\text{V.32})$$

Cette relation montre que la dérivée de la fonction $\varepsilon_M(E_0)$ est reliée aux dérivées du libre parcours moyen à haute et basse énergie. Si l'on connaît la loi de variation du libre parcours moyen à haute énergie $\frac{d\lambda(E_0)}{dE_0}$, et la fonction $\varepsilon_M(E_0)$, on est capable avec la relation (V.32) de déduire l'évolution

du libre parcours moyen en fonction de ε_M , et donc une forme du libre parcours moyen à basse énergie. On a par conséquent d'après (V.30) :

$$\frac{d\lambda(\varepsilon_M)}{d\varepsilon_M} = -\frac{1}{\frac{d\varepsilon_M}{dE_0}} \frac{d\lambda(E_0)}{dE_0} = -\frac{2}{\gamma} \sqrt{E_1 E_0} \frac{1}{\varepsilon_M} \frac{d\lambda(E_0)}{dE_0} \quad (\text{V.33})$$

Le libre parcours moyen à haute énergie ($E_0 > 50$ eV) est correctement décrit par une loi en puissance $\frac{1}{2}$. Si l'on écrit la dérivée du libre parcours sous la forme : $\lambda(E_0) \propto \lambda_{\min} \sqrt{\frac{E_0}{E_{\min}}}$, on déduit de la relation (V.33) :

$$d\lambda(\varepsilon_M) = -\frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{E_1}{E_{\min}}} \frac{1}{\varepsilon_M} d\varepsilon_M \quad (\text{V.34})$$

En intégrant l'équation (V.34), on obtient alors une forme du libre parcours moyen à basse énergie (valable pour $\varepsilon > \varepsilon_M^{(1)}$) :

$$\boxed{\lambda(\varepsilon) = \lambda_{\min} \left[1 + \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{E_1}{E_{\min}}} \ln\left(\frac{E_{\min}}{\varepsilon}\right) \right]} \quad (\text{V.35})$$

avec $E_1 = 80$ eV, $E_{\min} = 40$ eV, et $\gamma = 0.78$.

Nous avons représenté sur la figure (**Fig.V.16**) le libre parcours moyen calculé avec la formule (V.35) pour deux valeurs du minimum du libre parcours moyen : $\lambda_{\min} = 3$ Å et $\lambda_{\min} = 4$ Å.

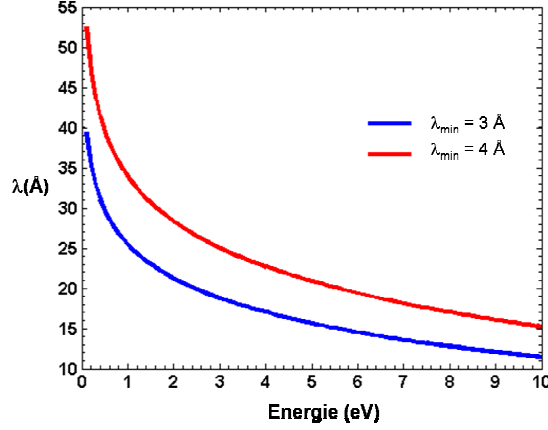


Fig.V.16 : Détermination pseudo-expérimentale du libre parcours moyen à basse énergie issue de la formule (V.35) pour deux valeurs du paramètre $\lambda_{\min}$.

La loi de variation $\varepsilon_M(E_0)$ nous permet d'établir un lien entre le libre parcours moyen à haute énergie, et le libre parcours moyen à basse énergie. La variation du libre parcours moyen à basse énergie déduite par ce procédé est relativement « lente » entre 1 et 10 eV, et « s'accélère » à plus basse énergie. En particulier, pour une énergie de 1 eV, nous trouvons un libre parcours moyen d'environ 3nm, ce qui est tout à fait comparable à la valeur mesurée avec les MTT (chapitre II).

4. Etude de la transmission dépendante du spin

Nous allons dans cette section étendre le modèle précédent dans le cas où la distribution de primaires est polarisée de spin. L'expression de la transmission dépendante du spin est (équation V.4) :

$$\Delta T = 2P_0 \int_0^\infty \alpha(\varepsilon) [S(\varepsilon) f_p(\varepsilon) + MA_M f_s] d\varepsilon \quad (\text{V.36})$$

Le calcul de cette quantité exige de traiter séparément les trois distributions : $f_p^+(\varepsilon)$, $f_p^-(\varepsilon)$ et $f_s(\varepsilon)$. Rappelons (chapitre II) que l'effet de filtre à spin ne peut exister que si les distributions $f_p^+(\varepsilon)$, $f_p^-(\varepsilon)$ sont différentes.

Nous allons dans un premier temps calculer, moyennant certaines approximations les termes $f_p(\varepsilon)$, $S(\varepsilon)$ et $A_M(\varepsilon)$, puis le terme ΔT pour une barrière non multiplicative et multiplicative, puis nous comparons les prédictions du modèle avec les résultats expérimentaux.

4.A. Calcul de $f_p(\varepsilon)$, $S(\varepsilon)$ et $A_M(\varepsilon)$

4.A.1. Calcul de $f_p(\varepsilon)$ (distribution des électrons primaires)

La distribution moyenne des primaires s'exprime par définition sous la forme :

$$f_p(\varepsilon) = \frac{f_p^+(\varepsilon) + f_p^-(\varepsilon)}{2} \quad (\text{V.37})$$

En général, il est coutume d'admettre que la distribution des secondaires et des primaires est identique. En réalité, ce résultat suppose que l'ensemble des électrons, primaires et secondaires, soit en *équilibre thermodynamique* les uns avec les autres. Cette hypothèse revient à admettre que ces électrons subissent le même nombre de collisions. Mais dans notre cas, cette hypothèse n'est plus valable puisque le nombre de collisions que subi un électron dépend de son énergie. Par conséquent, à une

énergie donnée, le rapport entre le nombre de primaires $f_p(\varepsilon)$ et le nombre total d'électrons $F(\varepsilon)$ (primaires plus secondaires) est simplement égal à $2^{n(\varepsilon)} = \frac{E_0}{\varepsilon}$.

La distribution des primaires peut donc se déduire de la celle de $F(\varepsilon)$:

$$f_p(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{E_0} F(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_M^2} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_M}\right) \quad (\text{V.38})$$

Cette équation a une conséquence importante sur la relation entre l'énergie moyenne des primaires et de celle des secondaires. Un calcul simple permet de montrer que :

$$\varepsilon_p = 2\varepsilon_M \quad (\text{V.39})$$

Rappelons qu'il est expérimentalement impossible de distinguer les deux distributions (primaires relaxés et vrais secondaires) lorsque les électrons sont non polarisés de spin. Dans le cas de notre expérience, l'ajout du spin porté par les primaires, permet de « marquer » les primaires par rapport aux électrons secondaires. Nous verrons plus loin, que la relation (V.39) est compatible avec les mesures expérimentales de l'asymétrie de spin de la transmission.

4.A.2. Calcul de $S(\varepsilon)$ (polarisation des électrons primaires)

Le terme $S(\varepsilon)$ s'exprime sous la forme :

$$S(\varepsilon) = \frac{f_p^+(\varepsilon) - f_p^-(\varepsilon)}{f_p^+(\varepsilon) + f_p^-(\varepsilon)}$$

Ce terme que nous avons introduit au **chapitre II** représente la fonction de Sherman d'un filtre à spin élastique opérant à l'énergie ε ; physiquement, il correspond également à la polarisation de la distribution des électrons primaires. Pour calculer ce terme, nous devons connaître les deux distributions $f_p^+(\varepsilon)$ et $f_p^-(\varepsilon)$. Par analogie avec l'expression **V.38**, on pourrait penser, *à priori*, que ces distributions peuvent s'exprimer sous la forme :

$$f_p^\pm \equiv g_p^\pm(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_M^{\pm 2}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\varepsilon_M^\pm}\right) \quad (\text{V.40})$$

avec $\varepsilon_M^\pm$ les énergies moyennes des distributions électroniques calculées respectivement selon la procédure **3.C.2**, en prenant un libre parcours moyen dépendant du spin $\lambda^+(\varepsilon)$ et $\lambda^-(\varepsilon)$. Seulement ces distributions ne vérifient pas l'égalité $f_p(\varepsilon) = \frac{g_p^+(\varepsilon) + g_p^-(\varepsilon)}{2}$.

Nous pensons néanmoins que l'utilisation de ces fonctions dans le calcul de $S(\varepsilon)$ est une approximation raisonnable. Dans ces conditions $S(\varepsilon)$ s'exprime sous la forme :

$$S(\varepsilon) \approx \frac{g_p^+(\varepsilon) - g_p^-(\varepsilon)}{g_p^+(\varepsilon) + g_p^-(\varepsilon)} \quad (\text{V.41})$$

4.A.3. Calcul de A_M . (asymétrie de la multiplication)

D'après l'équation V.3 A_M s'exprime sous la forme :

$$A_M = \frac{M^+ - M^-}{M^+ + M^-} \quad (\text{V.42})$$

Ce terme a été introduit au **chapitre II** (équation **II.19b**) et correspond à la multiplication dépendant du spin d'électrons secondaires. Pour calculer ce terme il faut connaître les coefficients de multiplication M^+ et M^- induits par les deux distributions de primaires relaxés. Par un raisonnement similaire à celui qui nous a servi à calculer le coefficient de multiplication, on peut dire que l'énergie totale perdue par un électron primaire est $E_0 - \varepsilon_p^\pm$ et que cette énergie est partagée avec $M^\pm$ électrons d'énergie moyenne ε_M . $M^\pm$ s'exprime donc sous la forme :

$$M^\pm = \frac{E_0 - \varepsilon_p^\pm}{\varepsilon_M} \quad (\text{V.43})$$

On déduit par conséquent que :

$$A_M = \frac{\varepsilon_p^- - \varepsilon_p^+}{2E_0} \quad (\text{V.44})$$

On remarque que ce terme est négatif, et contribue donc dans le sens opposé à l'effet de filtre à spin. En effet, les électrons primaires de spin minoritaires, qui sont davantage relaxés, ont créé plus d'électrons secondaires que les électrons primaires de spin majoritaire.

Compte tenu des expressions V.42, V.43 et V.44, on peut alors réécrire le terme MA_M sous la forme :

$$MA_M = -2 \frac{\varepsilon_p^+ - \varepsilon_p^-}{\varepsilon_p^+ + \varepsilon_p^-}$$

Ce terme est simplement donné par deux fois l'asymétrie des énergies moyennes de la distribution des primaires polarisés. Comme nous le verrons au paragraphe 4.C, ce terme est quasi constant sur l'ensemble de la plage d'énergie que nous avons sondé. Pour calculer ce terme, nous pouvons approximer leur énergie moyenne à l'aide de la relation V.40 :

$$\varepsilon_p^\pm = 2\varepsilon_M^\pm$$

Cette approximation permet de relier A_M à l'asymétrie β des énergies moyennes calculées $\varepsilon_M^\pm$:

$$A_M = -2 \frac{\varepsilon_M^+ - \varepsilon_M^-}{\varepsilon_M^+ + \varepsilon_M^-} = -2\beta \quad (\text{V.45})$$

Au final, la transmission dépendante du spin s'exprime sous la forme :

$$\Delta T = 2P_0 \int_0^\infty \alpha(\varepsilon) [S(\varepsilon) f_p(\varepsilon) - 2\beta(\varepsilon) f_s] d\varepsilon = \Delta T_0 - \Delta T_1 \quad (\text{V.46})$$

ΔT est ainsi la somme de deux termes :

- **un premier : $\Delta T_0 = 2P_0 \int_0^\infty \alpha(\varepsilon) S(\varepsilon) f_p(\varepsilon) d\varepsilon$ (V.50), toujours positif, et qui traduit l'effet de filtre à spin,**

- un second : $\Delta T_1 = 4P_0 \int_0^\infty \alpha(\varepsilon) \beta(\varepsilon) f_s d\varepsilon$ (V.51) *négatif*, dont l'origine est liée à la multiplication dépendante du spin.

4.B. Dépendance en spin de la transmission pour une barrière non multiplicative et multiplicative en fonction de l'énergie moyenne.

4.B.1. Représentation de ΔT_0 pour une barrière non multiplicative de gain 1 : effet de filtre à spin

Nous allons discuter dans ce paragraphe de l'évolution de ΔT_0 ainsi que de l'asymétrie dans le cas où le profil est dominé par une barrière non multiplicative. Cette discussion nous permettra d'interpréter au prochain paragraphe l'ensemble des régimes de la transmission dépendante du spin en fonction de l'énergie incidente.

En désignant par $\kappa = \frac{\phi}{\varepsilon_M}$ et $u = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_M}$, on peut montrer que le terme ΔT_0 est une fonction intrinsèque qui ne dépend que de la variable *adimensionnée* κ . Elle s'exprime sous la forme :

$$\Delta T_0(\kappa) = 2P_0 \int_\kappa^\infty S(u) u \exp(-u) du \quad (\text{V.47})$$

avec :

$$S(u) = \frac{(1-\beta)^2 \exp(\frac{\beta}{1-\beta^2} u) - (1+\beta)^2 \exp(-\frac{\beta}{1-\beta^2} u)}{(1-\beta)^2 \exp(\frac{\beta}{1-\beta^2} u) + (1+\beta)^2 \exp(-\frac{\beta}{1-\beta^2} u)} \quad (\text{V.48})$$

Cette fonction est la **fonction de Sherman intrinsèque du filtre à spin** défini à l'énergie *adimensionnée* u . Nous l'avons représentée sur la figure (Fig.V.17) en fonction de cette variable.

La fonction de Sherman S du filtre à spin démarre à une valeur négative ($-\frac{2\beta}{1+\beta^2}$), s'annule pour une valeur $u = u_0$, puis sature vers 1 aux valeurs plus élevées.

Par la suite nous allons supposer que le terme β (asymétrie des énergies moyennes) est constant quelque soit l'énergie d'injection E_0 . Cette hypothèse sera vérifiée expérimentalement.

Par simplicité nous la prendrons égale à 0.5. Ce comportement illustre simplement le fait que la distribution f_p^+ est moins relaxée que la distribution f_p^- , de sorte qu'à basse énergie S est négative (il y a plus d'électrons de spin minoritaire que de spin majoritaires), alors qu'à haute énergie S devient positive (il y a plus d'électrons de spin minoritaire) et sature vers 1 (filtre à spin sélectif) lorsque κ est grand devant 1. Cette fonction s'annule pour une valeur particulière de u :

$$u = u_0 = 2 \frac{1-\beta^2}{\beta} \tanh^{-1}(\beta) \quad (\text{V.49})$$

où $\tanh^{-1}$ représente la fonction réciproque de $\tanh$.

Avec cette notation, on peut alors montrer que la fonction de Sherman s'exprime simplement sous la forme :

$$S(u) = \tanh\left(\frac{\beta}{1-\beta^2}(u - u_0)\right) \quad (\text{V.50})$$

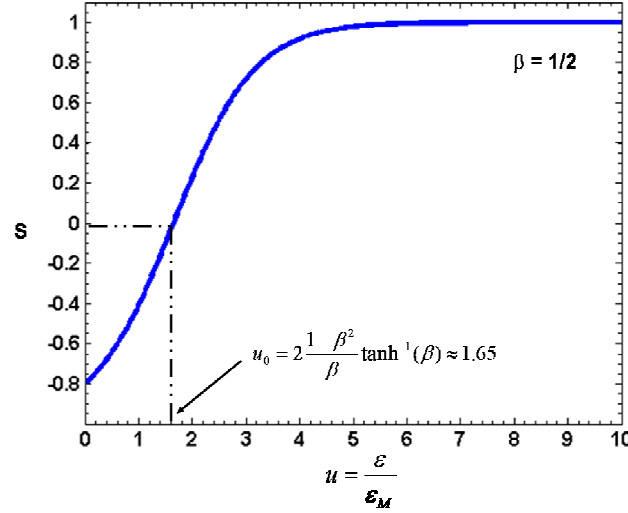


Fig.V.17 : Fonction de Sherman S en fonction de la variable adimensionnée u .

Cette fonction montre que la polarisation $S(\varepsilon)$ des électrons primaires à l'interface dépend de l'énergie. Cette polarisation s'annule pour une énergie particulière qui ne dépend que de l'énergie moyenne des secondaires, et de l'asymétrie de spin des énergies moyennes des électrons primaires.

Nous avons représenté sur la figure (**Fig.V.18**), la transmission dépendante du spin ΔT_0 en fonction de la variable $\kappa = \frac{\phi}{\varepsilon_M}$ et en utilisant la fonction S présentée plus haut.

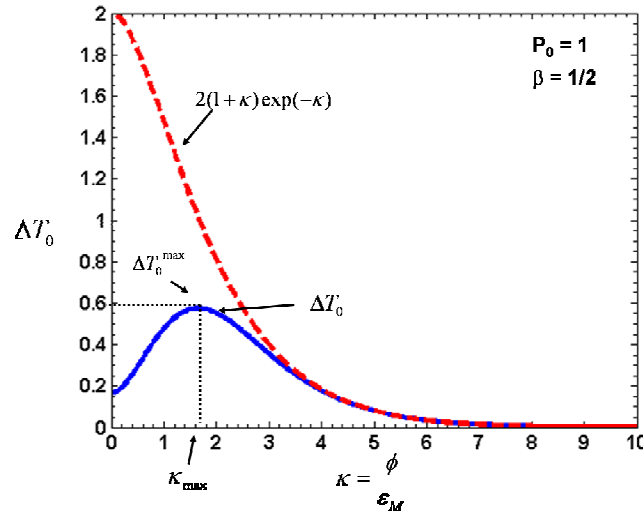


Fig.V.18 : Dépendance en spin de la transmission ΔT_0 pour une barrière non multiplicative en fonction de la variable adimensionnée κ . $f(\kappa) = 2(1 + \kappa)\exp(-\kappa)$ en fonction de κ .

Nous avons également représenté la fonction $f(\kappa) = 2(1 + \kappa)\exp(-\kappa)$ qui correspond au calcul de ΔT_0 dans le cas où $S(\varepsilon) = 1$ quelque soit l'énergie.

Cette fonction est utile, car c'est une très bonne approximation de ΔT_0 dans le cas où $\kappa \gg 1$, c'est-à-dire dans la situation où l'énergie moyenne de la distribution des secondaires est nettement inférieure à la hauteur de barrière ϕ .

Nous observons que ΔT_0 passe par un maximum pour une valeur $\kappa = \kappa_{\max}$. Il s'agit alors du régime de saturation. L'origine physique de ce maximum est le suivant : lorsque l'énergie moyenne de la

distribution augmente, il y a de plus en plus d'électrons primaires qui franchissent la barrière, donc ΔT_0 augmente. Cependant lorsque l'énergie moyenne des primaires devient supérieure à la hauteur de barrière, les deux canaux de spin ne sont plus filtrés en énergie, et donc ΔT_0 diminue. Puisque l'énergie moyenne des primaires est deux fois plus élevée que celle des secondaires, on s'attend à ce que ce maximum soit atteint lorsque $\varepsilon_M \approx 0.5\phi$.

Compte tenu de l'équation V.50, on peut exprimer très simplement la valeur $\kappa_{\max}$ pour laquelle ce maximum est atteint. Cette valeur est atteinte au point où la polarisation des primaires s'annule $S(u_0) = 0$:

$$\kappa_{\max} = u_0 = 2 \frac{1 - \beta^2}{\beta} \tanh^{-1} \beta \quad (\text{V.51})$$

soit :

$$\varepsilon_M^{\max} = \frac{\phi}{2} \frac{\beta}{(1 - \beta^2) \tanh^{-1} \beta} \approx 0.6\phi \quad \text{pour } \beta = 1/2 \quad (\text{V.52})$$

Cette expression relie simplement, en fonction des propriétés d'interface (représentées par le paramètre ϕ) et de volume (β), l'énergie moyenne des électrons secondaires pour laquelle ΔT_0 passe par son maximum. Ce maximum s'exprime sous la forme :

$$\Delta T_0^{\max} = 2P_0 \int_{\kappa_{\max}}^{\infty} \tanh\left(\frac{\beta}{1 - \beta^2}(u - u_0)\right) u \exp(-u) du \approx 0.6 \quad \text{pour } \beta = 1/2$$

En conclusion, pour un faisceau polarisé à 100%, la dépendance en spin du courant collecté à travers une barrière de gain 1 est de 60% du courant incident (pour $\beta=0.5$).

4.B.2. Représentation de ΔT pour une barrière non multiplicative de gain 1. Prise en compte du terme de multiplication dépendant du spin

Nous allons maintenant présenter l'évolution de ΔT , qui nous le rappelons, intègre les termes de filtre à spin (ΔT_0) ainsi que celui liée à la multiplication dépendante du spin (ΔT_1).

Pour une interface non multiplicative et de gain 1, le terme ΔT_1 se calcule facilement en supposant l'asymétrie des énergies moyennes β constante. On a d'après l'équation V.46 :

$$\Delta T_1 = -4P_0\beta \exp(-\kappa)$$

On déduit alors l'expression totale de la transmission dépendante du spin pour une barrière non multiplicative :

$$\Delta T = 2P_0 \int_{\kappa}^{\infty} \tanh\left(\frac{\beta}{1 - \beta^2}(u - u_0)\right) u \exp(-u) du - 4P_0\beta \exp(-\kappa) \quad (\text{V.53})$$

Nous avons représenté sur la figure (Fig.V.19), la fonction ΔT en fonction de la variable adimensionnée κ , dans le cas où $\beta = 1/2$ et $P_0 = 1$.

Nous y avons inclus la contribution des deux transmissions dépendantes du spin ΔT_0 et ΔT_1 .

Nous prévoyons ainsi pour une telle interface l'annulation, puis un changement de signe de ΔT . Dans le cas présent, cette annulation est attendue pour une énergie adimensionnée $\kappa = 1.3$, c'est-à-dire pour une énergie moyenne des secondaires $\varepsilon_M = 0.77\phi$, où ϕ est la hauteur de la barrière.

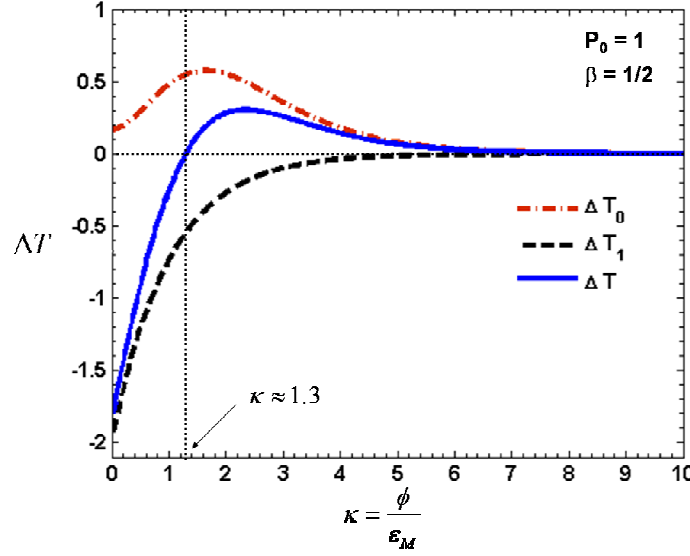


Fig.V.19 : (courbe pleine) Dépendance en spin de la transmission ΔT pour une barrière non multiplicative en présence du terme de multiplication dépendant du spin (ΔT_1) en fonction de la variable adimensionnée κ . (courbes en pointillées) Contributions séparées des termes ΔT_0 et ΔT_1 .

4.B.3. Représentation de l'asymétrie de spin de la transmission dans le cas où $\kappa < \phi$

Dans ce cas, la barrière est très sélective en énergie, et correspond au régime des basses énergies d'injection, pour lesquelles l'énergie moyenne reste en dessous de la hauteur de barrière. Une propriété qu'il est alors intéressant d'étudier, en plus de ΔT est l'asymétrie de spin $A = \frac{\Delta T}{2T}$.

Comme dans ce régime, S est proche de 1, on peut approximer ΔT par la fonction $f(\kappa) = 2(1 + \kappa)\exp(-\kappa)$. On obtient alors compte tenu de l'expression de la transmission T au dessus de la barrière :

$$A = \frac{\Delta T}{2T} \cong \frac{2P_0\kappa\exp(-\kappa)}{2E_0/\phi\kappa\exp(-\kappa)} = P_0 \frac{\phi}{E_0} \quad (\text{V.54})$$

Cette équation est similaire à celle obtenue de façon phénoménologique au **chapitre II** (équation II.22). Elle traduit le fait que, tant que le filtre à spin reste sélectif, l'asymétrie de spin est simplement donné par le rapport entre la hauteur de barrière et l'énergie d'injection, et physiquement correspond au terme de *dilution* de l'asymétrie des primaires par les électrons secondaires.

Cette relation est également une conséquence de la relation V.39, qui exprime le fait que l'énergie moyenne des primaires est différente de celle des secondaires.

Si les deux distributions avait la même largeur, on montrerait en effet que l'asymétrie de spin serait donnée par : $A = P_0 \frac{\varepsilon_M}{E_0}$. Nous verrons au paragraphe 4.C.2 que c'est l'équation V.54 qui est expérimentalement valable.

4.B.4. Représentation de ΔT en prenant en compte l'ionisation par impact (barrière multiplicative)

Nous pouvons reprendre les mêmes calculs dans le cas où la barrière est multiplicative ($\alpha(\varepsilon) = \alpha_s \frac{\varepsilon}{\phi_T}$ (pour $\varepsilon \geq \phi_T$)), c'est-à-dire lorsque l'on prend en compte l'ionisation par impact dans

le SC. Dans ce cas, on montre que ΔT s'exprime sous la forme (avec $\kappa = \frac{\phi_T}{\varepsilon_M}$) :

$$\Delta T(\kappa) = \frac{2P_0}{\kappa} \int_{\kappa}^{\infty} (S(u)u - 2\beta) \mu e^{-u} du \quad (\text{V.55})$$

Nous avons représenté sur la figure (**Fig.V.20**) ΔT , dans le cas où $\beta = 1/2$ et $P_0 = 1$.

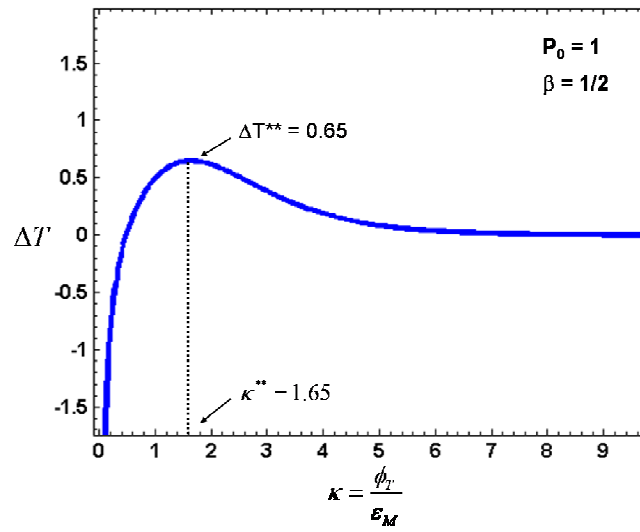


Fig.V.20 : Dépendance en spin de la transmission pour une barrière multiplicative en présence du terme de multiplication dépendant du spin (ΔT_1) en fonction de la variable adimensionnée κ .

Cette figure présente les mêmes caractéristiques que la figure (**Fig.V.19**), cependant nous observons que l'annulation de ΔT s'effectue à une énergie plus élevée, typiquement pour $\varepsilon_M \cong 2\phi_T$. Cela correspond au fait que les distributions des primaires polarisés étant d'énergie moyenne plus élevée que les secondaires (deux fois plus élevée), ils sont multipliés par ionisation par impact avant les électrons secondaires, ce qui a pour conséquence de retarder l'énergie pour laquelle le terme de multiplication dépendant du spin devient supérieur au terme de filtre à spin.

Enfin, la dépendance en spin de la transmission passe par un maximum pour une énergie $\varepsilon_M^{} = 0.6\phi_T$ et a pour valeur maximale $\Delta T^{**} = 0.65$. La valeur maximale de ΔT^{**} ne dépend que du coefficient β .**

Nous comparerons au prochain paragraphe, ces valeurs à celles mesurées sur les échantillons 2 et 3 dans le régime de saturation de ΔT .

4.C. Comparaison avec les résultats expérimentaux

4.C.1. Choix de la dépendance en spin de l'IMFP

Nous avons utilisé le modèle décrit dans la section précédente, pour calculer les énergies moyennes $\varepsilon_M^\pm$. Nous avons pris pour cela un libre parcours moyen dépendant du spin dans le Fe. Celui-ci s'exprime sous la forme :

$$\frac{1}{\lambda(\varepsilon)^\pm} = \frac{1}{\lambda(\varepsilon)} (1 \mp \eta)$$

où $\eta = \frac{\lambda(\varepsilon)^+ - \lambda(\varepsilon)^-}{\lambda(\varepsilon)^+ + \lambda(\varepsilon)^-}$ représente l'asymétrie des libres parcours moyen. Nous avons déduit cette

valeur des mesures du libre parcours moyen inélastique dépendant du spin du Fe à partir des données spectroscopiques obtenues dans le système Fe/Cuivre [Pappas91].

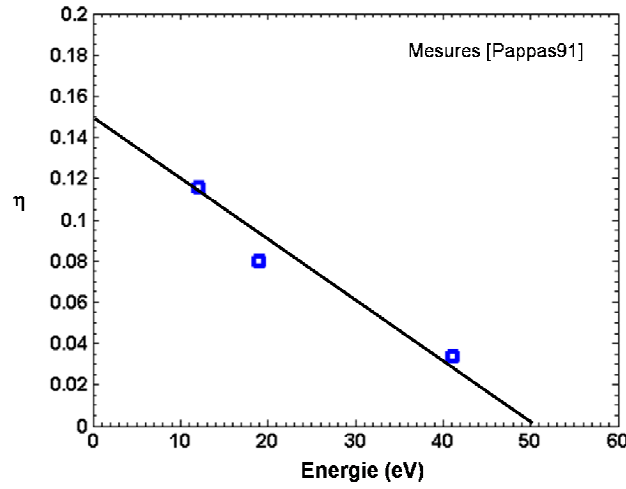


Fig. V.21 : Asymétrie de spin η du libre parcours moyen inélastique en fonction de l'énergie.

Nous avons donc choisi, pour la procédure d'extraction de $\varepsilon_M^\pm$, une asymétrie de l'IMFP de la forme :

$$\begin{aligned} \eta &= 0.15(1 - \varepsilon/50) && \text{pour } \varepsilon < 50 \text{ eV} \\ \eta &= 0 && \text{pour } \varepsilon \geq 50 \text{ eV.} \end{aligned}$$

4.C.2. Interprétation des trois premiers régimes de ΔT

Nous avons représenté sur la figure (**Fig.V.22**), la transmission dépendante du spin expérimentale pour l'échantillon 3 en fonction de l'énergie incidente. Nous avons également représenté la quantité ΔT calculée à l'aide de l'équation **V.55**, en prenant pour paramètres de l'interface ceux présentés au **Tab.V.3**, et pour l'énergie moyenne celle calculée au paragraphe **3.C.3**.

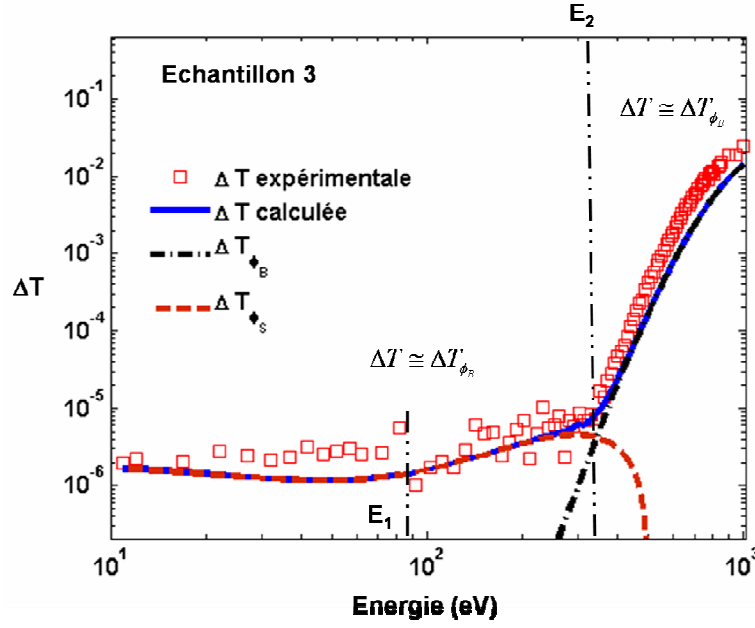


Fig.V.22 : (carrés) Dépendance en spin expérimentale de la transmission en fonction de l'énergie incidente E_0 pour l'échantillon 3. (courbe pleine) Dépendance en spin de la transmission calculée avec l'équation V.57. (courbes en pointillées) Dépendance en spin de la transmission calculée pour les barrières ΔT_{ϕ_B} et ΔT_{ϕ_T} .

Notre modèle reproduit donc qualitativement et quantitativement les mesures expérimentales. En particulier, il nous permet de comprendre l'origine des trois premiers régimes observés sur ΔT en lien avec les régimes de barrières introduit à la section 3.

Pour une énergie incidente $E_0 \leq E_2$, la collection dans le SC, ainsi que sa dépendance en spin, sont dominé par la transmission au dessus de la barrière de Schottky ϕ_B . On a donc pour cette gamme d'énergie : $\Delta T \cong \Delta T_{\phi_B}$. Dans la gamme d'énergie $E_0 \leq E_1$, pour laquelle $\mathcal{E}_M$ est quasi constante, on a donc également ΔT constante d'après l'expression V.55. Au-delà l'énergie moyenne commence à sonder en énergie la barrière ϕ_B et ΔT_{ϕ_B} suit une évolution qui a été discutée au paragraphe 4.B.2. La décroissance de ΔT_{ϕ_B} (ainsi que son annulation) est cependant masquée par la deuxième barrière.

Dans la gamme d'énergie $E_0 \geq E_2$, c'est la transmission au dessus de la barrière ϕ_S qui domine. On a donc dans cette gamme d'énergie $\Delta T \cong \Delta T_{\phi_T}$. Ce changement de barrière s'illustre également en regardant l'asymétrie de spin de la transmission. En effet, nous avons montré au paragraphe 4.B.3, que lorsque l'on se trouve loin du régime de saturation d'une barrière, l'asymétrie de spin est simplement donnée par la relation V.54 :

$$A = \frac{\Delta T}{2T} \cong P_0 \frac{\phi}{E_0}$$

L'asymétrie tracée en fonction de l'énergie incidente, doit donc suivre une décroissance hyperbolique avec l'énergie incidente, et, **à l'énergie E_2** présenter un *saut* dans le rapport des énergies seuil $\frac{\phi_S}{\phi_B}$.

C'est bien ce que l'on observe expérimentalement. Nous avons représenté sur la figure (Fig.V.23), l'asymétrie de spin A_{ϕ_B} et A_{ϕ_S} des deux barrières ϕ_B et ϕ_S en fonction de l'énergie incidente.

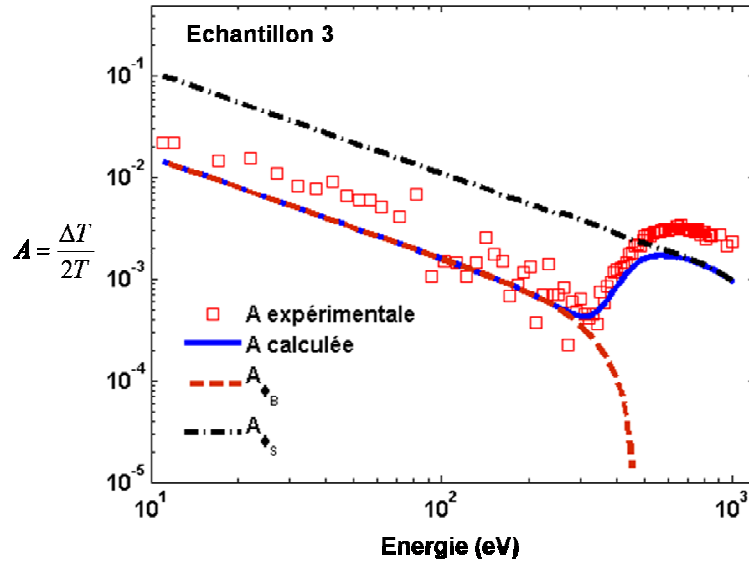


Fig.V.23 : (carrés) Asymétrie de spin expérimentale de la transmission en fonction de l'énergie incidente E_0 pour l'échantillon 3. (courbe pleine) Asymétrie de spin de la transmission calculée en tenant compte des deux barrières ϕ_B et ϕ_S . (courbes en pointillées) Asymétrie de spin de la transmission calculée séparément pour la barrière ϕ_B et ϕ_S .

Compte tenu de la discussion que nous avons menée au paragraphe 4.B.3, cette courbe est par ailleurs une preuve expérimentale du fait que l'énergie moyenne des primaires est différente de celle des secondaires.

4.C.3. Interprétation du régime de saturation ΔT . Discussion

Les mesures que nous avons effectuées à hautes énergies, nous permettent d'étudier le régime de saturation de ΔT . Nous présentons sur les figures (Fig.V.24 et Fig.V.25), la dépendance en spin de la transmission ΔT en fonction de la variable $\kappa = \frac{\phi_S}{\mathcal{E}_M}$ pour les échantillons 1 et 2.

Pour le calcul de ΔT (équation V.55) de ces deux échantillons, nous avons pris le même profil d'interface que celui adopté pour leur transmission, en distinguant cependant le profil selon que l'on tienne ou non en compte l'ionisation par impact (que nous avons appelé respectivement sur les figures Fig.V.23 et Fig.V.24 ΔT_{ϕ_S} et ΔT_{ϕ_T}).

Ne pouvant appliquer le modèle présenté au paragraphe 3.C.3 pour calculer les énergies moyennes $\mathcal{E}_M^\pm$, nous avons simplement défini ces quantités à partir de leur asymétrie β :

$$\mathcal{E}_M^\pm = \mathcal{E}_M (1 \pm \beta)$$

avec $\mathcal{E}_M$ extrait expérimentalement à l'aide de la transmission et β constant.

Nous observons que le calcul de ΔT en prenant en compte l'ionisation par impact, est en très bon accord avec les données expérimentales, et confirme à nouveau l'efficacité de ce mécanisme à haute énergie d'injection.

En particulier, en prenant pour valeur de $\beta = 0.4$ pour les deux échantillons, le calcul reproduit quantitativement d'une part le maximum de ΔT , mais aussi la valeur de κ pour laquelle ce maximum est atteint.

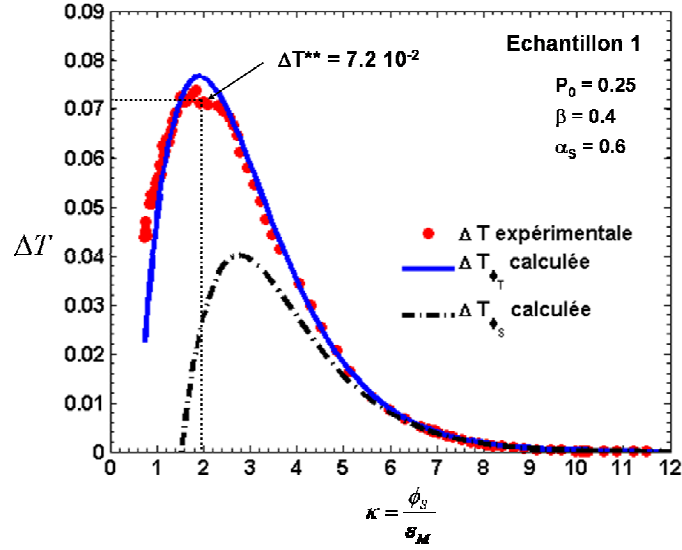


Fig. V.24 : (cercles) Dépendance en spin de la transmission expérimentale en fonction de la fonction κ pour l'échantillon 1. (courbe pleine) Dépendance en spin calculée de la transmission en fonction de la fonction κ en tenant compte des trois barrières. (courbe en pointillée) Dépendance en spin calculée de la transmission en fonction de la fonction κ en ne tenant pas compte de la barrière multiplicative.

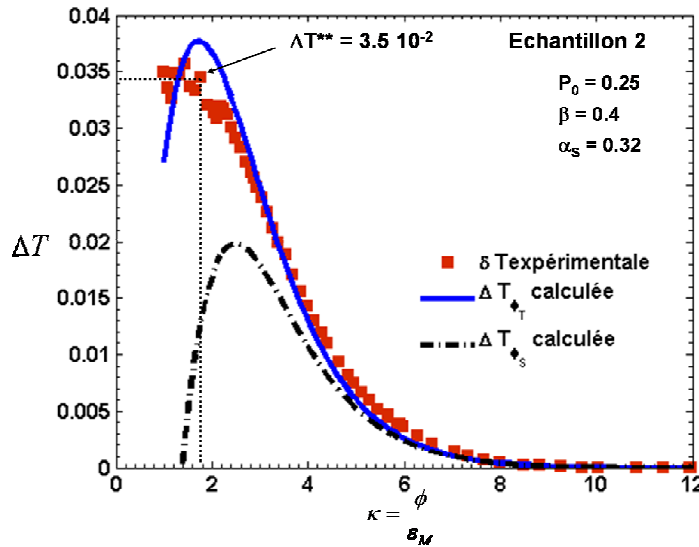


Fig.V.25 : (carrés) Dépendance en spin de la transmission expérimentale en fonction de la fonction κ pour l'échantillon 1. (courbe pleine) Dépendance en spin calculée de la transmission en fonction de la fonction κ en tenant compte des trois barrières. (courbe pointillée) Dépendance en spin calculée de la transmission en fonction de la fonction κ en ne tenant pas compte de la barrière multiplicative.

Ceci apporte des informations intéressantes sur le fonctionnement d'un filtre à spin à haute énergie. Ces résultats démontrent d'une part que, si l'on connaît la valeur de β , l'évolution de ΔT peut complètement se déduire des mesures de transmission T , et que, d'autre part, un coefficient β élevé (de l'ordre de 0.4) et globalement constant sur l'ensemble de la gamme d'énergie suffit à rendre compte des données expérimentales de ΔT . La sélection en spin dans la base magnétique (qui a pour conséquence de séparer en énergie les distributions primaires f_p^+ et f_p^-) est donc efficace même à une dizaine d'eV au dessus du niveau de Fermi.

4.C.4. Limites du modèle. Perspectives

Nous observons cependant un écart entre les mesures expérimentales et le modèle pour des énergies supérieures à la hauteur de la barrière ϕ_T . Nous prévoyons une décroissance plus marquée au-delà de ϕ_T . Cette différence peut provenir soit de la limite de notre modèle lorsque l'énergie moyenne devient supérieure à la hauteur de barrière³, soit de la mesure (en particulier pour l'échantillon 2 à haute énergie). En effet à ces énergies (3000 V), l'asymétrie sur le courant collecté est de l'ordre de grandeurs des asymétries instrumentales ($\approx 10^{-4}$), ce qui rend délicat la mesure de ΔT à ces énergies. Pour le moment, sur l'ensemble des échantillons que nous avons testés, nous n'avons jamais observé de changement de signe sur ΔT . Pour cela, il faudrait soit monter à plus haute énergie, soit changer la configuration de mesure. En effet, dans les expériences de filtre à spin avec des jonctions métal/SC, les effets sont intégrés car la barrière agit comme un filtre passe haut en énergie. Compte tenu du modèle qui a été développé il serait très bénéfique d'obtenir maintenant des informations spectroscopiques et dépendantes du spin sur la distribution. Une expérience de spectroscopie où l'on peut contrôler l'énergie d'injection et l'énergie d'analyse de la distribution sur une large gamme nous permettrait une mesure directe de la *forme* de la distribution en fonction de l'énergie incidente. Une telle mesure nous permettrait de confronter directement nos prédictions de $\varepsilon_M(E_0)$ avec l'énergie moyenne mesurée de la distribution (**section 3**). Par ailleurs des mesures d'asymétrie sur la distribution nous renseigneraient d'une part sur la polarisation des primaires en fonction de l'énergie incidente, et d'autre part sur le terme de multiplication dépendant du spin.

Ces informations spectroscopiques devraient donc nous apporter des informations très riches à la fois sur le libre parcours moyen et sur sa dépendance en spin.

Au cours de cette thèse nous avons également travaillé sur la conception et la réalisation d'une telle expérience. Cependant, par manque de temps, nous n'avons pas pu la mener à son terme.

5. Sensibilité aux défauts de l'interface

Sur l'ensemble des échantillons que nous avons testés, nous observons des écarts par rapport aux résultats présentés plus haut. Les principaux changements apparaissent quand le transport est dominé par la transmission au dessus de la première barrière (basse énergie d'injection). En général pour certains échantillons, nous n'observons pas de limite franche entre le premier (énergie E_1) et deuxième régime. De plus, pour ces échantillons il est très difficile de mesurer une transmission dépendante du spin au dessous de 400 eV. Ces problèmes ne sont pas nouveaux et ont été source de grandes difficultés dans les thèses précédentes (ainsi que dans la notre), où l'analyse s'effectuait essentiellement à basse énergie [Wirth00, Rougemaille03].

Nous pensons que l'ensemble de ces problèmes est imputable aux défauts de l'interface, et non à la présence d'une couche magnétiquement morte à l'interface, comme il l'a été longtemps suggéré [Wirth00]. Ces défauts sont source de courants de fuite au dessous de la barrière de Schottky.

A partir du modèle que nous avons développé, il est facile de tenir compte d'un terme supplémentaire de transmission sous la barrière de Schottky. Pour cela, nous avons simplement introduit un coefficient d'interface α_0 entre l'énergie 0 et ϕ_B .

Qualitativement, on peut dire que sous la barrière se trouvent beaucoup d'électrons secondaires de basse énergie. Ce courant de fuite, qui est naturellement proportionnel à la multiplication peut même dominer le courant d'électron qui franchit l'interface au dessus de la barrière, tout en donnant une évolution linéaire de la transmission avec l'énergie incidente.

Cette condition se produit lorsque :

³ En fait l'énergie à laquelle le terme négatif de ΔT commence à dominer dépend assez sensiblement de l'énergie moyenne exacte de la distribution des primaires. Cet exemple montre donc que la connaissance précise de la distribution des primaires devient nécessaire lorsque l'énergie moyenne des secondaires devient de l'ordre de grandeur de la hauteur de barrière. En revanche la valeur maximale de ΔT , ainsi que l'énergie moyenne associée sont peu dépendants de ce paramètre.

$$\frac{\alpha_0}{\alpha_B} \geq \exp\left(-\frac{\phi}{\varepsilon_M}\right)$$

Pour l'échantillon 1 par exemple, et pour la première barrière, cette condition est réalisée lorsque $\frac{\alpha_0}{\alpha_B} \geq 3\%$.

On peut également évaluer qualitativement l'effet d'un coefficient de transmission sous la barrière non nul sur ΔT . Dans ce cas, on montre facilement à l'aide de l'équation V.55 que le terme dominant est donné par la multiplication dépendante du spin. On montre alors que la dépendance en spin de la transmission sous la barrière s'exprime sous la forme :

$$\Delta T_1^{(0)} \cong -4P_0\beta\alpha_0$$

Ce terme négatif a tendance à diminuer la dépendance en spin de la transmission au dessus de la barrière. Nous avons représenté sur la figure (Fig.V.26) la dépendance en spin en fonction de l'énergie incidente, pour deux valeurs différentes de α_0 ⁴.

On observe ainsi qu'un coefficient de fuite de l'ordre du pourcent de α_B ($\alpha_0 = \frac{\alpha_B}{75}$) suffit à diminuer ΔT d'un facteur 5, rendant la transmission dépendante du spin calculée très proche de celle mesurée.

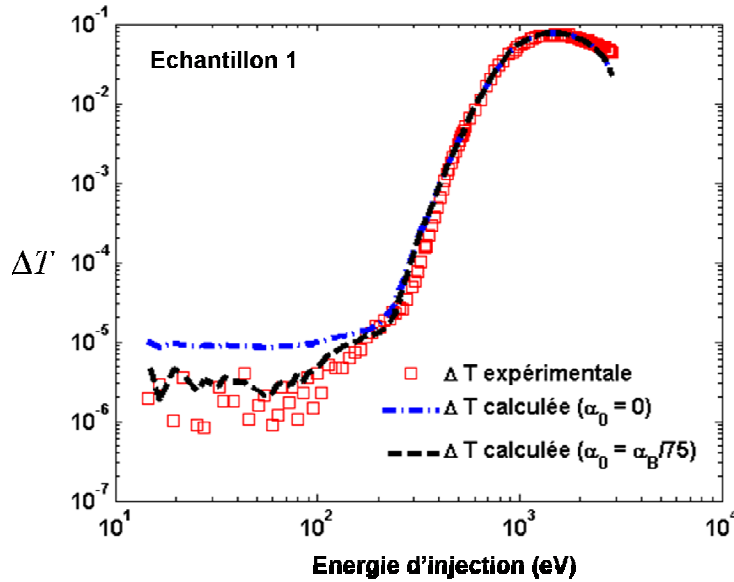


Fig.V. 26 : (carrés) Dépendance en spin de la transmission expérimentale en fonction de l'énergie d'injection pour l'échantillon 1. (courbes en pointillées) Dépendance en spin de la transmission calculée en fonction de l'énergie d'injection pour $\alpha_0 = 0$ et pour $\alpha_0 = \alpha_B / 75$.

La maîtrise de la qualité électrique de l'interface métal/SC est donc très importante pour une barrière à faible gain, alors qu'elle l'est beaucoup moins pour une barrière à grand gain, comme le deuxième barrière ϕ_s .

En pratique, nous avons observé que les échantillons qui ont donné les meilleurs résultats sont ceux dont le substrat de départ (GaAs) bénéficiait d'une reprise par épitaxie par jets moléculaires suivie d'une procédure d'oxydation par ozonation.

⁴ Pour calculer ΔT , nous avons appliqué la même procédure que celle du paragraphe précédent, mais nous avons recalculé à partir des données expérimentales, l'énergie moyenne lorsque l'on tient compte du terme α_0 . L'allure de cette courbe est alors la même, sauf à basse énergie, où l'énergie moyenne est un peu plus basse de l'ordre de 150 meV.

6. Origine de la deuxième barrière : effets de l'interface métal/semi-conducteur

Dans les sections précédentes, nous avons montré que la forme de la transmission (et sa dépendance en spin) est très fortement déterminée par le profil d'interface. En particulier, pour interpréter nos résultats, nous avons montré qu'il est nécessaire de tenir compte d'une barrière ϕ_s de grand gain, et d'énergie seuil aux alentours de 5 eV. Pour les échantillons oxydés, il est naturel de penser que cette énergie seuil est liée au gap de l'oxyde qui se trouve entre le métal ferromagnétique et le SC. En changeant le profil d'interface, il est donc possible *a priori* de changer significativement l'allure de la transmission. C'est pour cette raison que nous avons fabriqué des échantillons qui ne présentent pas d'oxyde entre le métal et le SC.

De façon étonnante, nous avons mesuré sur ces échantillons des transmissions qui ne peuvent s'expliquer avec uniquement une seule barrière (la barrière de Schottky).

Nous avons représenté sur la figure (**Fig.V.27**), la transmission d'un échantillon passivé à l'hydrazine d'épaisseur totale 4 nm. Nous avons en plus représenté la transmission calculée en prenant comme énergie moyenne, l'énergie moyenne « universelle » introduite au paragraphe 3.C.4. Nous avons résumé sur le **Tab.V.4**, les paramètres d'interface déduits selon la procédure 3.B.1. Nous voyons que la transmission calculée est en parfait accord avec les mesures expérimentales de la transmission.

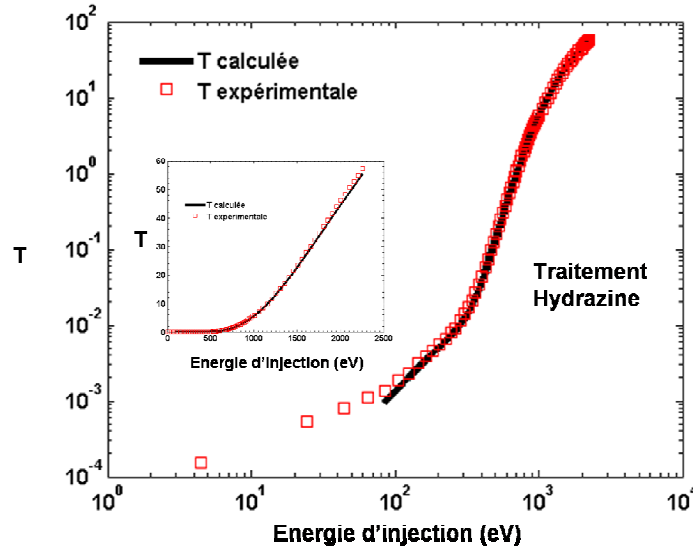


Fig. V.27 : Transmission expérimentale (carrés) et transmission calculée (ligne pleine) en fonction de l'énergie incidente pour un échantillon passivé à l'hydrazine et d'épaisseur totale 4 nm. En insert, transmission en échelle linéaire. Pour le calcul de la transmission, la loi universelle $\varepsilon_M(E_0)$ (équation V.30) et les paramètres d'interface résumés dans le Tab.V.4 ont été utilisés.

Paramètres d'interface	α_0	α_B	ϕ_B^* (eV)	α_S	ϕ_S (eV)	ϕ_T (eV)
Echantillon passivé à l'hydrazine	0	7.10^{-5}	0.67	0.15	4.5	5

Tab.V.4 : Récapitulatif des paramètres d'interface de l'échantillon passivé à l'hydrazine. (*) issue d'une mesure.

Il semble donc que même pour un échantillon sans oxyde, la présence d'une deuxième barrière à fort gain est nécessaire pour rendre compte de l'évolution de la transmission. Nous avons émis deux hypothèses pour expliquer ce résultat.

Soit l'origine de la deuxième barrière est liée à l'oxyde GaN, soit elle est liée de façon plus fondamentale à l'interface métal/GaAs (en particulier à cause de l'accroissement du nombre d'états dans le SC avec l'énergie). L'origine de cette énergie seuil est aujourd'hui encore un sujet de discussion.

De façon générale, pour une bande parabolique, le nombre d'états augmente avec la racine carrée de l'énergie. Le nombre d'états dépend également du nombre de bande à une énergie donnée. En particulier, pour le GaAs, nous remarquons que la bande Γ_7 apparaît pour une énergie $E_{\Gamma_7} = 4.5 \text{ eV}$ (cf. Fig.V.28) au dessus de la bande de valence, soit une énergie de 3.8 eV au dessus du niveau de Fermi dans le métal. Cette valeur est proche de celle ($\phi_s = 4.5 \text{ eV}$) que nous avons choisi dans notre modèle. Par ailleurs la bande Γ_7 possède une masse effective très faible, de sorte que le nombre d'états pour cette bande est important. Il est donc probable que l'énergie seuil qui apparaît dans les jonctions métal/GaAs soit finalement plus sensible à la structure de bande du GaAs, qu'au traitement de surface. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons fabriqué un échantillon Pd(2nm)/Fe(4nm)/GaAs en utilisant comme un traitement de surface à HCl (chapitre III). Avec ce type de traitement, un tel échantillon ne présente aucun oxyde à l'interface [Tereshchenko99].

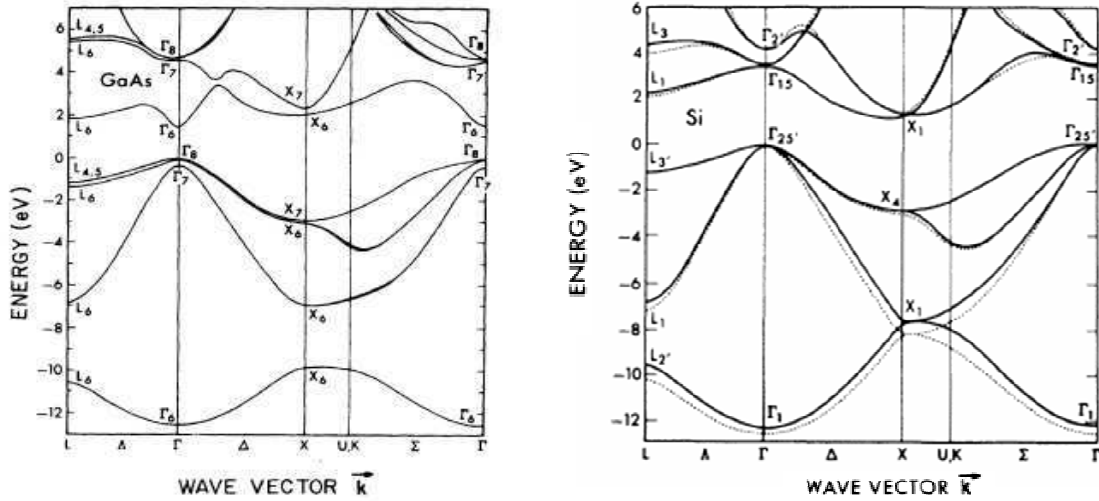


Fig.V.28 : d'après [Chelikowsky76] (gauche) Structure de bande du GaAs. (droite) Structure de bande du Si.

Nous avons représenté sur la figure (Fig.V.29) la courbe de transmission d'un tel échantillon ainsi que sa dépendance en spin. Nous avons également représenté la transmission calculée à partir de l'équation V.7, en prenant comme énergie moyenne, l'énergie moyenne universelle (3.C.4) et les paramètres d'interface résumés dans le Tableau (Tab.V.5). Pour cet échantillon, nous voyons un comportement de la transmission pour une énergie d'injection inférieure à 400 eV différent de celui présenté pour un échantillon oxydé, ou passivé à l'hydrazine.

En particulier, nous observons une différence significative dans les deux premiers régimes. Ce type de comportement semble s'expliquer en introduisant un coefficient transmission sous la barrière de Schottky α_0 non nul. Pour ajuster la transmission, nous avons pris un coefficient α_0 égal à α_B . Cette condition correspond au cas où la première barrière est complètement « court-circuitée » par les courants de fuite sous la barrière. Ces courants de fuite peuvent expliquer pourquoi nous n'observons pas de transmission dépendante du spin pour une énergie d'injection inférieure à 400 eV.

Au dessus de cette énergie, le calcul de ΔT au dessus de la barrière ϕ_s (et ϕ_T) est compatible avec les mesures expérimentales. Ces résultats confirment à nouveau le fait que le traitement d'interface ne joue pas un rôle majeur dans le profil en énergie de celle-ci.

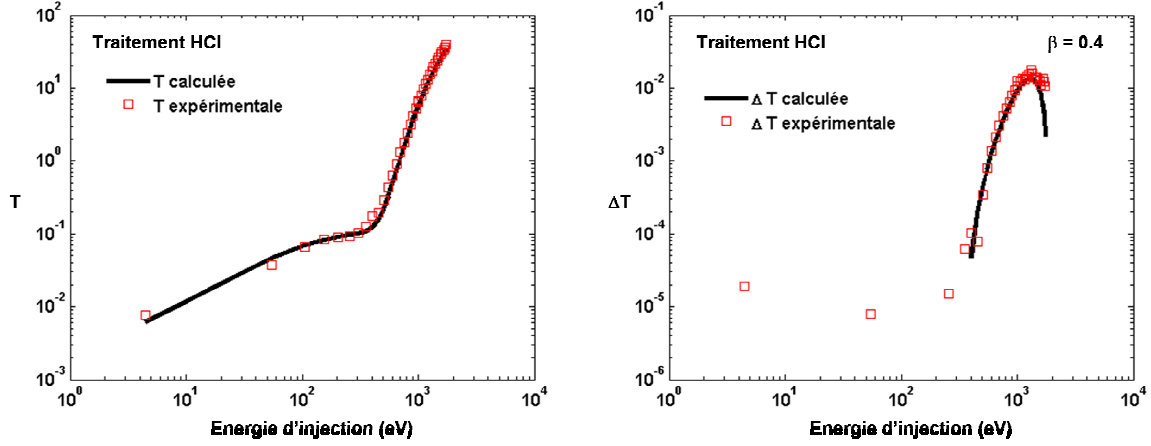


Fig.V.29 : (à gauche) Courbe de transmission expérimentale et calculée en fonction de l'énergie d'injection pour un traitement à HCl. (à droite) Courbe de transmission dépendante du spin expérimentale et calculée pour ce même échantillon. Nous avons pris pour coefficient $\beta = 0.4$.

Paramètres d'interface	α_0	α_B	ϕ_B^* (eV)	α_S	ϕ_S (eV)	ϕ_T (eV)
Echantillon traité à HCl	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	0.68	0.15	4.5	5

Tab.V.5 : Récapitulatif des paramètres d'interface de l'échantillon traité à HCl. (*) issue d'une mesure.

Nous avons par ailleurs conduit d'autres expériences, qui doivent toutefois être considérées comme préliminaires, sur un échantillon Au(2nm)/Co(3nm)/Au(7nm)/Si fabriqué par voie électrochimique (**chapitre III**). Cet échantillon ne présente pas d'oxyde à l'interface.

Nous représentons sur la figure (**Fig.V.30**), la courbe de transmission de cet échantillon, ainsi que la fonction $\frac{AE_0}{P_0}$ en fonction de l'énergie d'injection E_0 . Cette dernière fonction est utile pour caractériser les énergies seuils. En effet d'après la relation V.55, on a :

$$\frac{AE_0}{P_0} = \phi \quad (\text{V.56})$$

Cette fonction nous donne par conséquent, lorsque l'on se trouve loin du régime de saturation de la barrière, l'énergie seuil de la barrière.

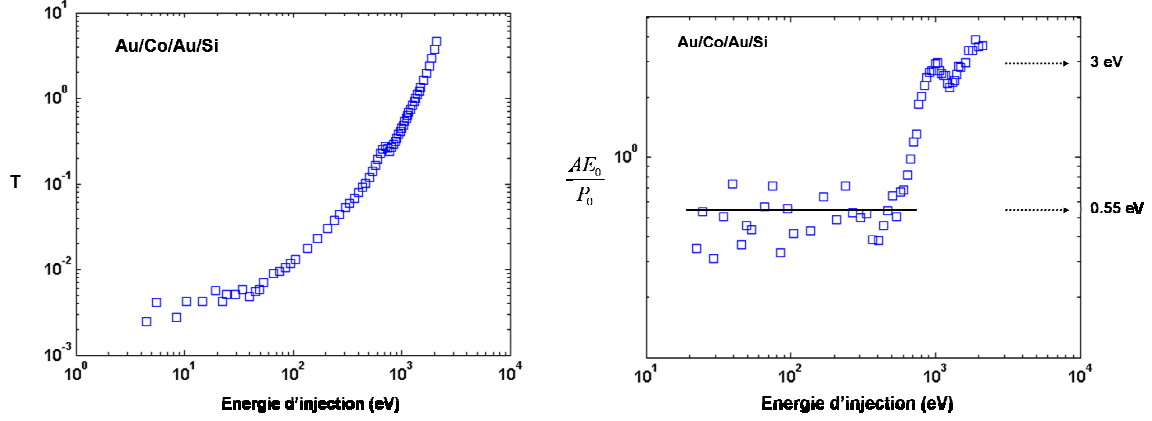


Fig.V.30 : (à gauche) Courbe de transmission en fonction de l'énergie incidente pour l'échantillon Au/Co/Au/Si. (à droite) Fonction $\frac{AE_0}{P_0}$ en fonction de l'énergie incidente pour ce même échantillon.

Nous remarquons sur cet échantillon qu'en dessous de 600 eV, la fonction $\frac{AE_0}{P_0}$ est constante, de l'ordre de 0.55 eV, valeur proche de la hauteur de Schottky mesurée (0.7 eV) et au dessus de 600 eV, cette fonction monte jusqu'à une valeur de 3 eV. Cette valeur peut à nouveau être comparée avec l'énergie seuil de la bande $\Gamma_{15} = 3.3$ eV (cf.**Fig.V.27**), soit une énergie seuil référencée par rapport au niveau de Fermi du métal de 2.9 eV.

L'existence d'énergies seuil liées à la structure de bande du SC est donc une hypothèse raisonnable.

Nous observons cependant qu'il est possible de moduler les propriétés de transport dépendantes du spin (et donc l'efficacité du filtre à spin) en jouant sur les traitements de surface. Nous avons représenté sur la figure (**Fig.V.31**) la fonction $\frac{AE_0}{P_0}$ pour un échantillon oxydé et sans oxyde avec GaAs comme collecteur, et un échantillon avec du Silicium comme collecteur.

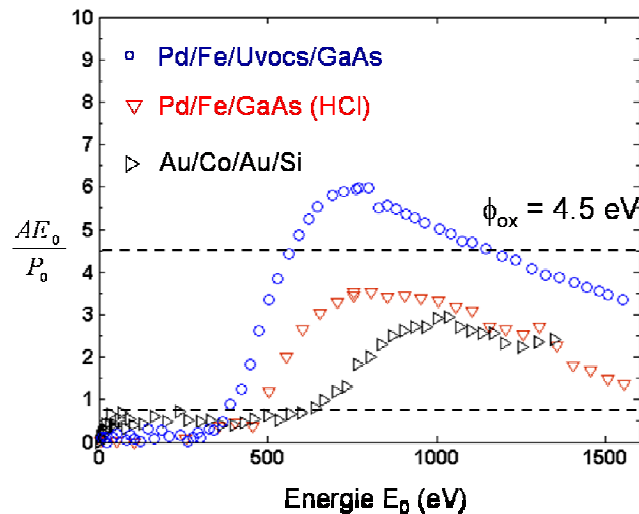


Fig.V.31 : Fonction $\frac{AE_0}{P_0}$ en fonction de l'énergie incidente pour trois types d'échantillons : Pd/Fe/Uvocs/GaAs, Pd/Fe/GaAs et Au/Co/Au/Si.

Chapitre VI

Conclusion et perspectives

Nous avons réalisé au cours de cette thèse une expérience de transport d'électrons polarisés de spin dans des jonctions métal ferromagnétique/semi-conducteur dans une gamme d'énergie d'injection s'étendant de 10 à 3000 eV. Dans cette expérience, l'injecteur est physiquement découplé du filtre à spin et permet le contrôle à la fois de l'énergie des électrons incidents et de leur polarisation.

Les régimes que nous avons observés sur la transmission et sur sa dépendance en spin sur la gamme d'énergie explorée ont été interprétés à l'aide d'un modèle qui traite distinctement les mécanismes de transport qui ont lieu dans le filtre à spin, aux interfaces et dans le semi-conducteur (ionisation par impact).

En particulier, nous avons montré le lien qui existe entre l'énergie des électrons incidents et l'énergie moyenne de la distribution à l'interface métal/semi-conducteur, que l'on peut interpréter comme l'énergie à laquelle s'effectue le transport dans le filtre à spin. Expérimentalement, il est possible de varier cette énergie en augmentant l'énergie incidente. Lorsque l'énergie des électrons incidents passe de 10 à 3000 eV, l'énergie moyenne de la distribution évolue de 0.2 à près de 10 eV. La relation entre ces deux énergies est reliée à la forme particulière du libre parcours moyen inélastique avec l'énergie. Cette relation nous a permis de déduire une loi de variation expérimentale du libre parcours moyen inélastique à basse énergie.

De plus, nous avons montré que, jusqu'à des énergies incidentes de 3000 eV, le transport dans le filtre à spin reste très sélectif en spin. Ce résultat montre que l'asymétrie de spin du libre parcours moyen reste élevé jusqu'à une dizaine d'eV au dessus du niveau de Fermi.

Le modèle que nous avons développé nous permet également de remonter aux propriétés de l'interface métal/semi-conducteur. Les régimes qui ont été mis en évidence sur la transmission et sa dépendance en spin, s'interprètent qualitativement et quantitativement en modélisant le coefficient de transmission à l'interface par un profil en paliers. Il existe des énergies seuils aux dessus desquelles l'efficacité de collection dans le semi-conducteur augmente brutalement. Ces énergies seuils sont liées à la nature de l'interface métal/semi-conducteur ainsi qu'à la structure de bande du SC. En particulier, nous avons montré que dans les jonctions métal/GaAs, au dessus d'une énergie de l'ordre de 4 eV, le coefficient de transmission à l'interface (de l'ordre de 0.5) est très supérieur à celui au dessus de la barrière de Schottky (de l'ordre de 10^{-4}).

L'ensemble de ces résultats ouvre des nombreuses perspectives.

Tout d'abord la réalisation d'une expérience de spectroscopie résolue en énergie sur des feuilles auto-supportées en géométrie de transmission (cf. **Fig.VI.1**) nous permettrait de vérifier plus en détail le modèle que nous avons développé. En particulier, la mesure de la distribution transmise (ainsi que sa polarisation) en fonction de l'énergie des électrons incidents nous permettrait une mesure plus directe du libre parcours moyen (et de sa dépendance en spin) à basse énergie.

Par ailleurs, les résultats que nous avons obtenus ont montré, qu'en variant l'énergie d'injection, il est possible de réaliser une spectroscopie *locale* du coefficient de transmission à l'interface entre un métal et un semi-conducteur. En combinant un modèle de transport dans le métal, et les données de la transmission, il est possible de remonter au profil en énergie du coefficient de transmission à l'interface sur une gamme étendue en énergie à partir de l'équation générique :

$$\text{Loi } \epsilon_M(E_0) \quad + \quad \text{Profil de l'interface } \alpha(\epsilon) \quad = \quad \text{Filtre à spin} \begin{cases} T \\ \Delta T \end{cases}$$

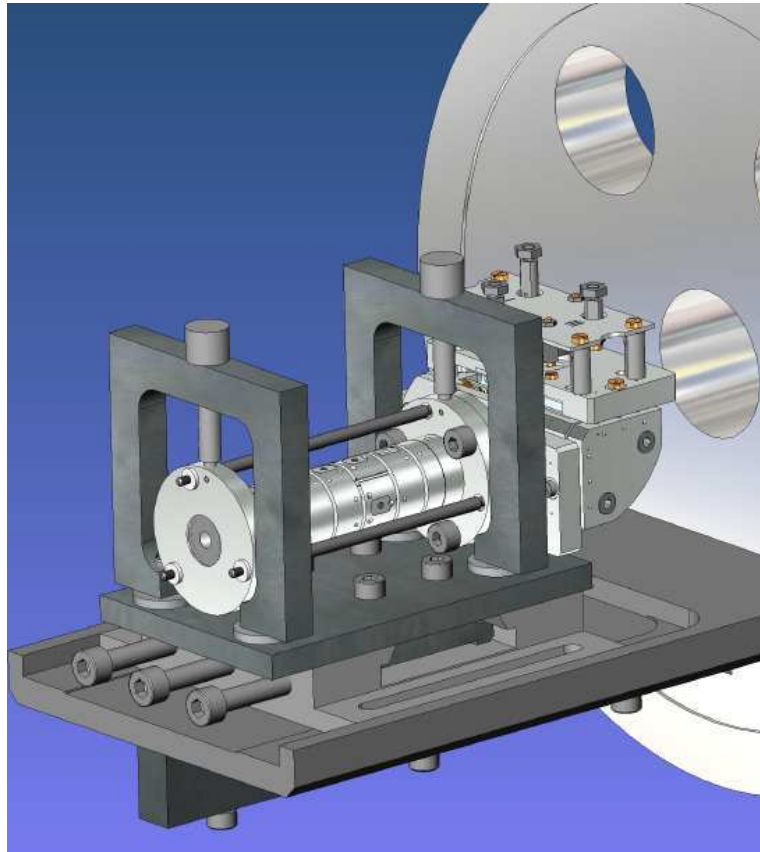


Fig.VI.1 : Schéma de l'optique électronique d'analyse pour l'expérience de transmission résolue en énergie. Cette optique que nous avons conçue et réalisée au laboratoire comporte une optique de transport et un sélecteur électrostatique à 20 meV de résolution. Sur cet analyseur est monté un channelplate (non représenté ici) qui permet d'amplifier le courant d'électrons.

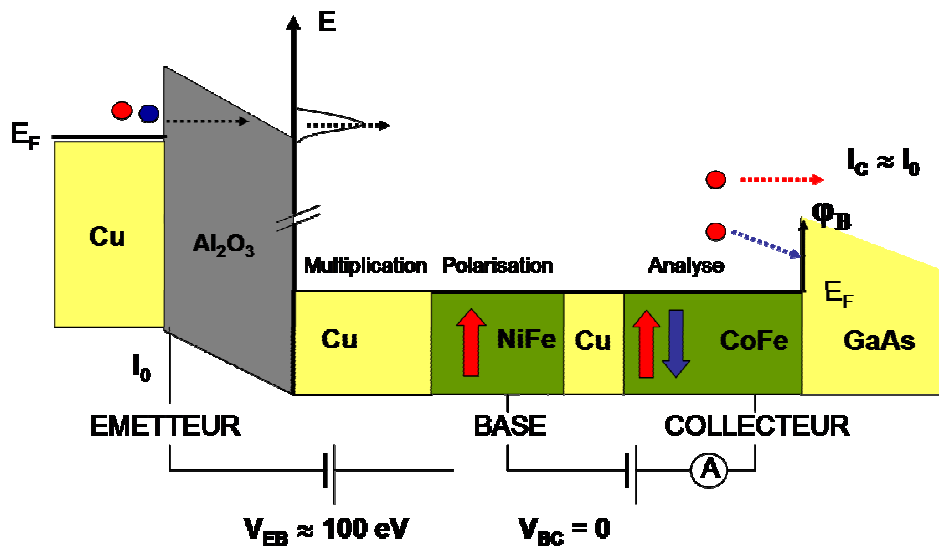


Fig.VI.2 : Principe de fonctionnement d'une vanne de spin M/Oxyde/M/MF/M/MF/SC à haute énergie d'injection. Cette vanne de spin se compose de trois parties : la première assure la multiplication des électrons, la seconde les polarise, et la troisième les analyse avec une forte sélectivité. Enfin, le semi-conducteur les collecte avec une grande efficacité.

Enfin, nous pensons que les filtres à spin peuvent être des dispositifs prometteurs pour l'électronique de spin. En particulier, la réalisation d'un MTT de structure M/oxyde/M/MF/M/MF/SC (cf.**Fig.VI.2**) ou encore M/oxyde/M/MF/M/MF/oxyde/M dans lequel il est possible de polariser l'émetteur par rapport à la base jusqu'à des tensions de plusieurs centaines de volts, permettrait de réaliser une vanne de spin à figure de mérite très élevée. Pour un fonctionnement autour de l'annulation, un tel dispositif bénéficierait d'au moins trois atouts :

- effet de la multiplication dans le métal ainsi que de l'efficacité de collection élevée dans le collecteur à haute énergie,
- forte sélectivité en spin.
- bruit réduit lorsque la mesure est effectuée sur la base.

La réalisation de telles structures Si/Al₂O₃/Co(4nm)/Cu(3.5nm)/CoFeB(3nm)/Pt(3nm) est actuellement en cours, en collaboration avec le laboratoire LPM de l'université Raymond Poincaré à Nancy. Les mesures électriques à hautes énergies d'injection sur ce type d'échantillons constituent un des axes de recherche du nouveau doctorant Xiaoxin Li qui poursuit ce travail de thèse.

Bibliographie

Chapitre II

- Aeschlimann97** : Aeschlimann et al, PRL 79, 25, *Ultrafast Spin-Dependent Electron Dynamics in fcc Co* (1997)
- Alperovich05** : Alperovich V. et al, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research section A-accelerators spectrometers detectors and associated equipment 536 (3), 302-307, *Polarized cathodoluminescence induced by low-energy spin-polarized electrons injected in p-GaAs(Cs,O)* (2005)
- Appelbaum07** : Appelbaum I. et al, Nature, Vol 447, 05803, *Electronic measurement and control of spin transport in silicon* (17 May 2007)
- Braden03** : Braden J.G et al, PRL, 91, 056602, *Direct Measurement of the Spin Polarization of the Magnetic Semiconductor (Ga,Mn)As*, (2003)
- Busch69** : Busch G. et al, PRL 22, 597, *Observation of Electron Polarization in Photoemission* (1969)
- Cacho02** : Cacho C et al, PRL, 88, 066601-1, *Spin Filtering of Free Electrons by Magnetic Multilayers: Towards an Efficient Self-Calibrated Spin Polarimeter* (2002)
- Celotta94** : Celotta R.J. Et al, JAP 75, 6452, *Hot electron spin-valve effect in coupled magnetic layers* (1994)
- Clark63** : Clark W.G et al, PRL 10, 134, *Nuclear Polarization in InSb by a dc Current* (1963)
- Cohen73** : Mécanique quantique, Cohen-Tannoudji C., Diu B., Tome II, p.1202
- Datta89** : Datta S. et al, APL, 56,665, *Electronic analog of the electro-optic modulator* (1989)
- Drouhin96** : Drouhin H-J. et al, J.Appl.Phys. 79, 4734, *Spin-dependent transmission of free electrons through ultrathin cobalt layers (invited)* (1996)
- Drouhin00** : Drouhin H-J. et al, PRB 62, 556, *Total scattering cross section of spin-polarized low-energy electrons in transition metals* (2000)
- Esaki67** : Esaki L. et al, PRL 19, 852-854, *Magnetointernal Field Emission in Junctions of Magnetic Insulators* (1967)
- Fert01** : Fert A. et al, PRB 64, 184420, *Conditions for efficient spin injection from a ferromagnetic metal into a semiconductor* (2001)
- Fert06** : Fert A. et al, IEEE Trans.Electron.Devices (special issue on spintronics)
- Filipe98** : Filipe A. et al, PRL 80, 2425, *Spin-Dependent Transmission of Electrons through the Ferromagnetic Metal Base of a Hot-Electron Transistorlike System* (1998)
- Gröbli95** : Gröbli J.C. et al, Phys.Rev.B 51, 2945, *Spin-dependent transmission of polarized electrons through a ferromagnetic iron film* (1995)
- Groot83** : R. A. de Groot et al., Phys. Rev. Lett. **50**, 2024, *New Class of Materials: Half-Metallic Ferromagnets* (1983)
- Hanbicki03** : Hanbicki A.T. et al, APL 82, p.4092, *Analysis of the transport process providing spin injection through an Fe/AlGaAs Schottky barrier* (2003)
- Hao90** : Hao X. et al, PRB 42, 8235, *Spin-filter effect of ferromagnetic europium sulfide tunnel barriers* (1990)

- Hopster83** : Hopster et al, PRL 50,70, *Evidence for Spin-Dependent Electron-Hole-Pair Excitations in Spin-Polarized Secondary-Electron Emission from Ni(110)* (1983)
- Huang07** : Huang BQ. Et al, Cond matt arXiv:0705.4260v1, *Experimental realization of a silicon spin field-effect transistor* (29 May 2007)
- Hueso07** : Hueso L.E. et al, Nature, vol 445, 05507, *Transformation of spin information into large electrical signals using carbon nanotubes* (January 2007)
- Jansen00** : Jansen R. et al, PRL 85,3277, *Thermal Spin-Wave Scattering in Hot-Electron Magnetotransport Across a Spin Valve* (2000)
- Jansen03** : Jansen R, J.Phys.D : Appl.Phys. 36 R289-R308, *The spin-valve transistor: a review and outlook* (2003)
- Jiang04** : Jiang X. et al, Phys.Rev. B 69, 014413, *Bias voltage dependence of magnetocurrent in magnetic tunnel transistors* (2004)
- Jiang05** : Jiang X. et al, PRL 94, 056601, *Highly Spin-Polarized Room-Temperature Tunnel Injector for Semiconductor Spintronics using MgO(100)* (2005)
- Joly06** : Joly L., Thèse de doctorat de l'Université Louis Pasteur Strasbourg I, (2006).
- Jullière75** : Jullière M., Phys.Lett.54A, 225-226, *Tunneling between ferromagnetic films* (1975)
- Kato04** : Kato Y.K et al, Science, Vol 306, *Observation of the spin hall effect in semiconductors* (10 DEC 2004)
- Kanter69** : Kanter H. et al, PRB 1, 522, *Slow-Electron Mean Free Paths in Aluminum, Silver, and Gold* (1970)
- Kessler85** : Kessler J., Polarized electrons, seconde edition, Springer-Verlag, Berlin, 1985
- Kirschner92** : Kirschner J. et al, Surf Sci. 273, 147, *Spin polarization of secondary electrons from Fe(110) excited by unpolarized primary electrons* (1992)
- Kisker82** : Kisker E. et al, Solid state Comm. 44, 591, *Observation of a high spin polarization of secondary electrons from single crystal Fe and Co* (1982)
- Knorren95** : Knorren R., PRB 61, 9427, *Dynamics of excited electrons in copper and ferromagnetic transition metals: Theory and experiment* (2000)
- Kumar00** : Kumar A. et al, J.Magn.Magn.Mater, 214 L1, *Low-field magnetocurrent above 200% in a spin-valve transistor at room temperature* (2000)
- Lampel68** : Lampel G., PRL 20, 491, *Nuclear Dynamic Polarization by Optical Electronic Saturation and Optical Pumping in Semiconductors* (1968)
- Mizushima98a** : Mizushima K et al, US patent No US5747859 (1998)
- Mizushima98b** : Mizushima K. et al, PRB 58, 4660, *Strong increase of the effective polarization of the tunnel current in Fe/AlO_x/Al junctions with decreasing Fe layer thickness* (1998)
- Mizushima97** : Mizushima K. et al, IEEE, trans.magn 33,3500, *Energy-dependent hot electron transport across a spin-valve* (1997)
- Monsma95** : Monsma D.J. et al, PRL 74, 5260, *Perpendicular Hot Electron Spin-Valve Effect in a New Magnetic Field Sensor: The Spin-Valve Transistor* (1994)
- Monsma98** : Monsma D.J. et al, Science 281, 407, *Room temperature - Operating spin-valve transistors formed by vacuum bonding* (1998)
- Motsnyi03** : Motsnyi V.F et al, APL 81, 265, *Electrical spin injection in a ferromagnet/tunnel barrier/semiconductor heterostructure* (2002)
- Mott36** : Mott N.F, Proc. R.Soc. London, Ser.A 153, 699-717
- Mott65** : Mott N.F and W. Massey : *The Theory of Atomic Collisions* (Clarendon, Oxford 1965), Chap. IX
- Oberli98** : Oberli D. et al, Phys.Rev. Lett. 81, 4228, *Total Scattering Cross Section and Spin Motion of Low Energy Electrons Passing through a Ferromagnet* (1998)

- Oberli99** : Oberli D. et al, JMMM 198-199, 140-142, *Transmission and spin motion of electrons across ferromagnets* (1999)
- Orgassa99** : Orgassa D. et al, PRB 60, 13237-13240, *First-principles calculation of the effect of atomic disorder on the electronic structure of the half-metallic ferromagnet NiMnSb* (1999)
- Panguluri03** : Panguluri R.P et al, PRB 68, 201307, *Point contact spin spectroscopy of ferromagnetic MnAs epitaxial films* (2003)
- Pappas91** : Pappas D.P. et al, Phys.Rev.Lett. 66, 504, *Spin-dependent electron attenuation by transmission through thin ferromagnetic films* (1991)
- Penn85** : Penn D.R. et al, PRB 32, 7753, *Spin polarization of secondary electrons in transition metals : theory* (1985)
- Pierce74** : Pierce D.T. et al, 1974, PRB 9, 4035, *Hot-electron scattering length by measurement of spin polarization* (1974)
- Rashba00** : Rashba E.I. et al, PRB 62, R16 267-R16270, *Theory of electrical spin injection: Tunnel contacts as a solution of the conductivity mismatch problem* (2000)
- Rippard99** : Rippard W.H. et al, APL, 75 1001, *Ballistic electron magnetic microscopy: Imaging magnetic domains with nanometer resolution* (1999)
- Rippard00** : Rippard W.H. et al, PRL, 84,971, *Spin-Dependent Hot Electron Transport in Co/Cu Thin Films* (2000)
- Rougemaille03** : Rougemaille N., *Transmission d'électrons chauds, polarisés de spin, dans les jonctions Schottky métal ferromagnétique/semiconducteur*, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (2003)
- Sato01** : Sato S. et al, APL 79, 1157, *Spin-valve transistor with an Fe/Au/Fe(001) base* (2001)
- Schonhense93** : Schonhense G. et al, Annal Phys.2, 465, *Transmission of electrons through ferromagnetic material and applications to detection of electron-spin polarization* (1993)
- Schmidt00** : Schmidt G.D. et al, PRB 62, R4790-R4793, *Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor* (2000)
- Shimatsu98** : Shimatsu T. et al, J.Vac.Sci.Techno. A 16 2125, *Metal bonding during sputter film deposition* (1998)
- Sze66** : Sze S.M. et al, JAP, 37, 2690, *Hot-Electron Transport in Semiconductor-Metal-Semiconductor Structures* (1966)
- Tedrow71** : Tedrow P.M. et al, PRL 26, 192-195, *Spin-Dependent Tunneling into Ferromagnetic Nickel* (1970)
- Unguris82** : Unguris J. et al, PRL49,72, *Spin and Energy Analyzed Secondary Electron Emission from a Ferromagnet* (1982)
- Valet93** : Valet T. et al, PRB 48, 7099-7113, *Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers* (1993)
- VanDersluijs96** : Drouhin H-J. et al, JAP 79, 4734, *Spin-dependent transmission of free electrons through ultrathin cobalt layers (invited)* (1996)
- VanDijken02b** : Van Dijken S. et al, APL 82,77, *Comparison of magnetocurrent and transfer ratio in magnetic tunnel transistors with spin-valve bases containing Cu and Au spacer layers* (2002).
- VanDijken02** : Van Dijken S. et al, PRB 66, 094417, *Spin-dependent hot electron transport in $Ni_{81}Fe_{19}$ and $Co_{84}Fe_{16}$ films on GaAs(001)* (2002)
- VanDijken03** : Van Dijken S. et al, APL 83, 951, *Giant magnetocurrent exceeding 3400% in magnetic tunnel transistors with spin-valve base layers* (2003)
- Vlutters02** : Vlutters R. et al, PRL 88,027202, *Interface, Volume, and Thermal Attenuation of Hot-Electron Spins in $Ni_{80}Fe_{20}$ and Co* (2001)

- Weber01** : Weber W. et al, Science 291, *Magnetization precession by hot spin injection* (9 Feb 2001)
- Yang94** : Yang Q. et al, PRL 72, 3274, *Spin flip diffusion length and giant magnetoresistance at low temperatures* (1994)
- Zutic04** : Zutic I. et al, Review of modern Physics, Vol 76, April 2004

Chapitre III

- Berkovits02** : Berkovits V.L. et al, Appl.Phys.Lett. 80, 3739, *Wet chemical nitridation of GaAs (100) by hydrazine solution for surface passivation* (2002)
- Berling06** : Berling D. et al, JMMM 297, 118, *Accurate measurement of the in-plane magnetic anisotropy energy function $E_a(\theta)$ in ultrathin films by magneto-optics* (2006)
- Cacho02** : Cacho C. et al, PRL 88, 066601, *Spin filtering of free electrons by magnetic multilayers: Towards an efficient self-calibrated spin polarimeter* (2002)
- Chevallier85** : Chevallier J. et al, APL 47 (2), *Donor neutralization in GAAS (SI) by atomic-hydrogen* (1985)
- Claydon04** : Claydon J.S. et al, PRL 93, 037206, *Direct observation of a bulklike spin moment at the Fe/GaAs(100)-4x6 interface* (2004)
- Cowley65** : Cowley A.M. et al, JAP 36, 10, *Surface states and barrier height of metal-semiconductor systems* (1965)
- Drouhin89** : Drouhin H.-J. et al, Rev.Sci.Instrum. 60 (6), *Ultrahigh-vacuum sample transfer device with broad temperature-range* (June 1989)
- Durand95** : Durand O. et al, JMMM. 145, 111, *Origin of the uniaxial magnetic-anisotropy in Fe films grown by molecular-beam epitaxy* (1995)
- Filipe97** : Filipe A., Thèse de doctorat (1997)
- Filipe97b** : Filipe A., APL 70, 129, *Structure and magnetism of the Fe/GaAs interface* (1997)
- Filipe98** : Filipe A., PRL 80, 2425, *Spin-dependent transmission of electrons through the ferromagnetic metal base of a hot-electron transistorlike system* (1998)
- Kneedler97** : Kneedler E.M. et al, PRB 56, 8163, *Influence of substrate surface reconstruction on the growth and magnetic properties of Fe on GaAs(001)* (1997)
- Jansen03** : Jansen R., J.Phys.D : Appl.Phys. 36 R289-R308, *The spin-valve transistor: a review and outlook* (2003)
- Lepine98** : Lépine B. et al, JAP 83, 1, *Solid state interdiffusions in epitaxial Fe/GaAs(001) heterostructures during ultrahigh vacuum annealings up to 450 degrees C* (1998)
- Lu93** : Lu Z.H. et al, J.Vac.Sci.Technol. B 11 (6), *Ultraviolet-ozone oxidation of GAAS (100) and INP (100)* (Nov 1993)
- Lu86** : Lu G.N., Thèse d'état (1986)
- Marcadet96** : Marcadet X., Thèse de doctorat (1996)
- Mönch01** : Mönch W, *Electronic properties of semiconductor interfaces*, SpringerVerlag (2001)
- Norde79** : Norde H. et al, JAP 50, 5052, *Modified forward IV plot for Schottky diodes with high series resistance* (1979)
- Paget99** : Paget D. et al, Surface Science 441 (1), 149-157, *Photorefectance spectroscopy investigation of the temperature dependence of the photovoltage of clean and cesiated GaAs(001)* (1999)
- Passlack94** : Passlack M. et al, JAP 77 (2), 686, *GA2O3 films for electronic and optoelectronic applications* (1995)
- Pearton91** : Pearton S.J. et al, Physica B, 170, 85-97 (1991)

- Prod'homme07** : Prod'homme P. et al, JMMM 315 (1), 26, *Preparation, characterization and magneto-optical investigation of electrodeposited Co/Au films* (2007)
- Rhoderick78** : Rhoderick E.H et Williams R.H, Metal-semiconductor contacts, Oxford : Clarendon Press Oxford (1978)
- Roos91** : Roos G. et al, APL 59 (4), *Thermal-dissociation energy of the SI-H complex in N-type GAAS* (1991)
- Ruckman86** : Ruckman M.W. et al, PRB 33, 7029, *Interdiffusion and reaction at the FE/GAAS(110) interface* (1986)
- Schottky39** : Schottky W., Z.Physik 113, 367 (1939)
- Shockley52** : Shockley W. et al, Phys.Rev. 87, 835, *Statistics of the recombinations of holes and electrons* (1952)
- Tereshchenko99** : Tereshchenko O. et al, J.Vac.Sci.Techno. A 17(5), 2655, *Composition and structures of H-Cl-isopropanol treated and vacuum annealed GaAs (100) surfaces* (1999)
- Thibado96** : Thibado P.M et al, PRB 53, 10481, *Nucleation and growth of Fe on GaAs(001)-(2x4) studied by scanning tunneling microscopy* (1996)
- Vaz01** : Vaz C.A.F et al, JAP 89, 7374, *Dependence of the coercive field on the Cu overlayer thickness in thin Co/Cu(001) and Ni/Cu(001) fcc epitaxial films* (2001)
- Waldrop79** : Waldrop J.R, APL 34, 630, *Interface chemistry of metal-GAAS Schottky barrier contacts* (1979)
- Xu98** : Xu Y.B. et al, PRB 58, 890, *Evolution of the ferromagnetic phase of ultrathin Fe films grown on GaAs(100)-4x6* (1998)

Chapitre IV

- Becker26** : Becker J.A. et al, Phys.Rev. 28, 341 (1926)
- Drouhin85** : Drouhin H-J. et al, PRB 31 (6), 3872-3886, *Photoemission from activated GALLIUM-ARSENIDE .2. spin polarization versus kinetic-energy* (1985)
- Filipe98** : Filipe A. et al, PRL 80, 2425, *Spin-dependent transmission of electrons through the ferromagnetic metal base of a hot-electron transistorlike system* (1998)
- Freitas07** : Freitas PP., J.Phys. Condens.Matter 19, 165221, *Magnetoresistive sensors* (2007)
- Goldstein76** : Goldstein B. et al, Surface Sci. 57, 733, *Langmuir evaporation from (100), (111A), and (111B) faces of GAAS* (1976)
- Harting76** : Harting E., Read F.H, electrostatics Lenses, Elsevier, Amsterdam, 1976.
- Houdré85** : Houdré R., Thèse d'état, (1985)
- Jansen03** : Jansen R, J.Phys.D : Appl.Phys. 36 R289-R308, *The spin-valve transistor: a review and outlook* (2003)
- Klemperer71** : Klemperer O. et Barnett M.E, Electron Optics, third edition, Cambridge University Press, (1971)
- Lampel68** : Lampel G., PRL 20, 491, *Nuclear dynamic polarization by optical electronic saturation and optical pumping in semiconductors* (1968)
- Lassailly90** : Lassailly Y. et al, PRB 41 (2), 1266-1269, *Experimental photoemission results on the low-energy conduction bands of silicon* (1990)
- Meier84** : Meier F. et Zakharchenya B.P., Optical Orientation. Modern problems in condensed matter-Sciences, édité par V.M. Agranovich et A.A. Maradudin. Vol 8. North-Holland, Amsterdam (1984)
- Peretti90** : Peretti J. et al, PRL 64 (14), 1682-1685, *Novel photoemission approach to hot-electron transport in semiconductors* (1990)

- Pierce75** :Pierce D.T et al, APL 26, 670, *Negative electron affinity GAAS – new source of spinpolarized electron* (1975)
- Pierce76** : Pierce D.T. et al, Phys.Rev. B 13, 5484, *Photoemission of spin-polarized from GAAS* (1976)
- Pierce80** : Pierce D.T. et al, Rev.Sci. Instrm. 51, 478, *GAAS spin polarized electron source* (1980)
- Rougemaille03** : Rougemaille N., Transmission d'électrons chauds, polarisés de spin, dans les jonctions Schottky métal ferromagnétique/semiconducteur, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (2003)
- Solomon** : Solomon I., Communication privée.
- Scheer65** : Scheer J.J et al, Solid State Comm. 3, 189 (1965).
- Young57** : Young J.R. et al, Phys.Rev. 103, 292 (1957)

Chapitre V

- Bland94** : Bland J.A.C et B. Heinrich, Ultrathin Magnetic structures I, springer-Verlag Berlin Heidelberg (1994)
- Bréchet89** : Bréchet Ph., Thèse de doctorat de l'université de Paris XI, (1989).
- Chelikowsky76** : Chelikowsky J.R et al, PRB. Vol 14, 556, *Nonlocal pseudopotential calculations for electronic-structure of 11 diamond and zincblend semiconductors* (1976)
- Drouhin00** : Drouhin H-J. et al, PRB 62, 556, *Total scattering cross section of spin-polarized low-energy electrons in transition metals* (2000)
- Drouhin05** : Drouhin H-J. et al, JAP 97 (6), 063702 *Spin detectors operating in the medium-energy range* (2005)
- Eklund92** : Eklund E.A et al, PRL. 68, 831, *Direct determination of impact-ionization rates near threshold in semiconductors using soft-X-ray photoemission* (1992)
- Kobayashi72** : Kobayashi T. et al, IEEE, Trans. Nucl Sci NS-19, 324, *Performance of GAAS surface-barrier detectors made from high-purity GALLIUM-ARSENIDE* (1972)
- Ludeke93** : Ludeke R. et al, Phys. Rev. Lett. 70 214, *Novel transport effects in high-bias ballistic-electron-emission spectroscopy* (1993).
- NIST** : Standard References database 71 NIST ELECTRON INELASTIC MEAN FREE PATH DATA BASE Version 1.1
- Pappas91**: Pappas D.P. et al, PRL 66, 504, *Spin-dependant electron attenuation by transmission through thin ferromagnetic-films* (1991)
- Prietsch95** : Prietsch M., Physics Reports 253, 163-233, *Ballistic-electron-emission microscopy (BEEM)- studies of metal-semiconductor interfaces with nanometer resolution* (1995).
- Quinn62** : Quinn J.J. et al, PRB, 22 (6), 2677-2682 (1980)
- Rougemaille03** : Rougemaille N., Transmission d'électrons chauds, polarisés de spin, dans les jonctions Schottky métal ferromagnétique/semiconducteur, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (2003)
- Seah79** : Seah M.P. et al, Surface and Interface Analysis 1, 2 (1979).
- Tereshchenko99** : Tereshchenko O. et al, J.Vac.Sci.Techno. A 17(5), 2655, *Composition and structures of H-Cl-isopropanol treated and vacuum annealed GaAs (100) surfaces* (1999)
- Valet93** : Valet T. et al, PRB 48, 7099-7113, *Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers* (1993)
- Vlutters02** : Vlutters R. et al, PRB, Vol 65, 024416, *Modeling of spin-dependent hot-electron transport in the spin-valve transistor* (2002)

Wirth00 : Wirth T., Etude du transport d'électrons polarisés en spin dans les hétéro-structures metal ferromagnétique / semi-conducteur pour l'obtention de nouveaux composants électroniques, thèse de doctorat, Ecole Polytechnique (2000).

Woodruff86 : Woodruff D.P, Modern Techniques of surface sciences, Cambridge University Press, edited by R.W. Calm, E.A.Davis and I.M.ward, (1986).

Annexe 1

Article 1

N. Rougemaille, D. Lamine, G. Lampel, Y. Lassailly, J. Peretti

*« Injection energy dependence of spin-polarized hot-electron transport through
a ferromagnetic metal / oxide / semiconductor junction »*

Accepté à Physical Review B (Janvier 2008)

Injection energy dependence of spin-polarized hot-electron transport through a ferromagnetic metal/oxide/semiconductor junction

N. Rougemaille, D. Lamine,* G. Lampel, Y. Lassailly, and J. Peretti

Physique de la Matière Condensée, Ecole Polytechnique, CNRS, 91128 Palaiseau, France

(Dated: September 30, 2007)

Spin-polarized hot electron transport through a ferromagnetic metal/oxide/semiconductor junction is studied as a function of the electron injection energy. The incident spin-polarized electrons are produced by a GaAs photocathode and are injected from vacuum into the thin metal layer. This allows a variation in the injection energy over a wide range (from a few eV up to 1keV). The current transmitted through the junction is measured in the semiconductor collector. A spin-dependent component of the transmitted current is detected when reversing either the spin polarization of the incident electrons or the magnetization of the metal layer. For injection energy in the hundreds of eV range, both the mean transmitted current and the spin-dependent transmitted current exhibit a spectacular increase, over several orders of magnitude. A transport regime is reached where electron transmission is larger than unity, providing a current gain, while the spin-selectivity of the magnetic layer is still very high (close to 100%). This variation is analyzed in the framework of a transport model, which accounts for the relaxation of the electron energy and velocity by secondary electron excitation. This model fits qualitatively and quantitatively with the experimental data and evidences the importance of the metal/oxide/semiconductor barrier shape on the spin-asymmetry of the transmitted current.

PACS numbers: 72.25.-b, 73.40.Qv, 79.20.Hx, 85.75.-d

I. INTRODUCTION

In ferromagnetic metals, because of the spin asymmetry of the electron density of empty states, the inelastic mean-free-path is larger for majority-spin electrons than for minority-spin electrons in an energy range which extends up to about 50eV above the Fermi Level. This favors the transport of majority-spin hot electrons and is at the origin of electron spin filtering effects in thin magnetic films.¹⁻⁸ Different experimental approaches have been developed to explore spin-dependent hot-electron transport in thin magnetic films. They are based either on electron spectroscopy techniques⁵⁻¹⁴ or on three-terminal solid state devices,¹⁵⁻²¹ and give access to the transport properties in a wide energy range, typically between 1eV up to several hundreds of eV. The principle of all these experiments is basically the same : hot electrons are injected into a thin magnetic film and the intensity (or polarization) of the current transmitted through the film is measured as a function of the incident electron polarization and/or of the magnetization state of the film. The largest spin-asymmetry values in hot-electron transmission through thin ferromagnetic films are obtained at low injection energy, i.e. a few eV above the metal Fermi level.^{9,10,12,14-21} In this energy range, the electron transmission through the thin magnetic layer is almost ballistic and is described by an exponential attenuation with the mean-free-path as characteristic attenuation length. From the spin asymmetry of the mean-free-path, one can define a spin-discriminating length which is found to be as small as a few nanometers (typically 3 to 5nm) for electrons of a few eV energy.^{14,18} A magnetic layer of thickness of the order of the spin discriminating length is therefore highly spin-selective. Spin-filtering efficiency

close to unity has indeed been demonstrated in magnetic layers of only a few nanometers thickness. However, operating a spin filter at low injection energy is limited by the low total transmission efficiency. The mean transmitted current is indeed generally orders of magnitude smaller than the injected current mainly because of the weak exit probability of low energy electrons from the metal.¹⁵⁻²¹

At higher injection energy the situation is very different. The transmitted current is indeed dominated by electrons which emerge from a secondary electron cascade at energy much smaller than the injection energy. Therefore, the transport is governed by the electronic properties over a wide energy range. When the injection energy ranges from a few eV to several tens of eV, the electron inelastic mean-free-path stiffly decreases so that, electrons are very efficiently relaxed. The transport can then be described by a simple model which empirically combines the very fast excitation of a secondary electron cascade and the subsequent low-energy ballistic transport through the magnetic layer.^{9,10,12,14,18} This scheme has two consequences : the overall transmitted current increases because of the secondary electron multiplication and the magnetic layer spin selectivity is still high because the transmission mainly occurs at low energy. One can profit from these two properties in spin-valve structures. Indeed, in a spin valve structure containing only two magnetic layers (of about 1nm thickness each), large magneto-current asymmetry has been obtained in the whole injection energy range from a few eV up to 100eV while the secondary electron multiplication yielded a linear increase of the transmitted current with injection energy.¹⁴ Similar experiments performed in a single magnetic layer structure have shown that the transmission asymmetry measured when inject-

ing spin-polarized electrons decreases with injection energy inversely to the increase of the total transmitted current.^{9,10,12,18} This result is not contradictory with the spin-valve experiment. Indeed, the magnetic layer is still spin selective but the incident electron polarization is “diluted” by the secondary electrons before the spin filter operates. In other words, when spin-polarized incident electrons are injected into a metallic film containing a single magnetic layer, the secondary electrons do not contribute to the spin-dependent transmitted current which all originates from the spin filtering of the only primary electrons. This is an important result as it means that the polarization of secondary electrons does not depend on the one of the injected electrons and that the effects of exchange integral asymmetry on the secondary electron polarization are negligible.

For injection energies higher than 100eV, the extension of the transport scheme mentioned above does not predict any particular behavior. However, the situation is again very different, in particular because of the increase in the electron mean-free-path. Indeed electron transmission experiments at injection energies of several hundreds of eV exhibits strong deviations from the simple transport model which fits at moderate injection energy.²² In the present paper, we report on a study of spin-polarized electron transport through a ferromagnetic metal/oxide/semiconductor junction, where the electron injection energy is varied from a few eV up to 1keV. The experimental configuration can be compared to a three-terminal device geometry,^{15–21} the emitter being here the GaAs spin-polarized electron source separated from the metallic base by vacuum. This allows an easy control of the electron injection energy and of the polarization. At moderate injection energy (from 8eV to 100eV above the metal Fermi level), results are similar to the one obtained in previous studies.^{9,12,14,18} But, above 100eV injection energy, the increase in the transmitted current becomes super-linear and the spin-dependent transmitted current rises by several orders of magnitude, increasing even faster than the transmitted current. This feature clearly differs from what could be predicted from any previous studies performed at moderate injection energy. We have developed a model to describe the transport of spin-polarized hot electron through the metal/oxide/semiconductor structure. Qualitative and quantitative agreement with the experimental data is obtained over the whole probed injection energy range. This model is based on the calculation of the electron energy distribution that results from the secondary electron cascade in the metallic layer and of the electron transfer into the semiconductor collector through the junction barrier. Both the energy and velocity relaxation of the incident electrons, by excitation of secondary electrons from the metal Fermi sea, are taken into account. The calculation shows that the increase in the electron transmission and in the spin-dependent transmission, observed when the injection energy exceeds several hundreds of eV, is a combined effect of the broad-

ening of the electron energy distribution and of the variation with energy of the electron transfer efficiency at the base-collector junction. It turns out that a hot-electron spin-filtering device that has a controlled barrier shape at the base-collector interface and that can be operated at injection energy of several hundreds of eV exhibits striking transport regimes. In particular, a structure having a thin oxide interfacial layer between the magnetic metal base and the semiconductor collector combines high spin selectivity (close to unity) and high electron transmission (larger than unity), opening up the possibility to achieve large magneto-current asymmetry together with current gain. For other specific base-collector barrier shape, a sign reversal of the transmission spin-asymmetry could even be obtained at high injection energy due to the spin-dependence of the secondary electron multiplication efficiency in the magnetic layer.

II. EXPERIMENT

The spin-polarized electron transmission experiment is performed in a UHV chamber with a base pressure of a few 10^{-11} Torr. The principle of this experiment is schematized in Fig.1. The sample is a Pd/Fe/oxide/n-

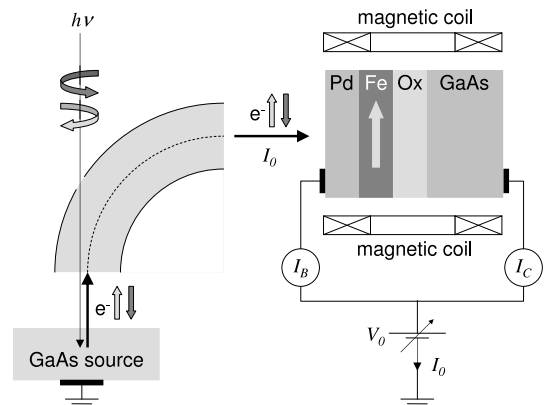


FIG. 1: : Schematics of the experimental set-up and principle.

GaAs junction. The semiconductor collector is a 1 nm-thick n -doped(10^{16}cm^{-3}) GaAs layer grown on an n^+ -doped(001) GaAs substrate with an ohmic back contact. A 2nm-thick oxide layer is formed on the surface of the GaAs top layer by exposure to UV-light and ozone. This thin oxide layer avoids interdiffusion between the GaAs and the subsequently grown metallic film and contributes to the junction potential barrier.²³ The metallic film is made of a Fe layer, of thickness $d_{Fe} \simeq 3.5\text{nm}$, covered by a Pd cap layer, of thickness $d_{Pd} \simeq 5\text{nm}$, which prevents the iron from oxidation. The Fe layer exhibits an in-plane magnetization square hysteresis loop, with a coercive field of about 500Oe and a remanent magnetization m_R close to the saturation magnetization m_S ,

$m_R \simeq 0.9m_S$. This allows to reverse the Fe layer magnetization from $+m_R$ to $-m_R$ by pulsed-current operation of an in-situ magnetic coils and to measure the spin-dependent transmitted current at zero external magnetic field.

The spin-polarized electron beam is produced by a GaAs photocathode activated to negative electron affinity by cesium and oxygen deposition. Under excitation with a circularly-polarized near-band gap laser light (of energy $h\nu = 1.58\text{eV}$), this source yields an electron beam of longitudinal spin-polarization P_0 , which can be switched between $+25\%$ and -25% by reversing the light polarization. This electron beam passes through a cylindrical electrostatic deflector to convert the longitudinal spin polarization into a transverse one aligned along the Fe-layer magnetization axis. The beam is then focused onto the sample by electrostatic electron optics. The electron injection energy E_0 , referred to the metal Fermi level, is controlled by the sample potential V_0 . A typical incident current of 200nA , with a 200meV energy distribution width, is injected into the junction.

By analogy with the three terminal transistor-like devices, the currents flowing in the metallic layer (“base”) and in the semiconductor (“collector”) are labeled I_B and I_C respectively. The injected current is labeled I_0 . These three currents are independently measured using home-made isolated current amplifiers, which may operate at 1kV with an electronic noise of $30\text{fA}/\sqrt{\text{Hz}}$. The independent measurement of is performed by disconnecting one of the two (base or collector) terminals, and then using the sample as a collecting anode. Fig.2 shows the experimental variation of I_0 , I_B and I_C with the injection energy E_0 . The injected current I_0 is constant as soon as the sample potential is significantly larger than the potential of the last electrode of the electron optics (40V). However, at low sample potential, the injection efficiency is at most reduced by 40% . The current conservation relation $I_0 = I_B + I_C$ is experimentally verified over the whole probed energy range. At low injection energy, the base current I_B is almost equal to I_0 since the transmitted current I_C is very small. But at high injection energy, I_C strongly increases and becomes larger than the injected current I_0 above $E_0 = 712\text{eV}$. At the same time, the base current I_B decreases, drops down to zero at $E_0 = 712\text{eV}$ and then becomes negative. Since I_C increases and overcomes the value of the injected current, it is clear that the transport through the metal is mainly governed by electron-electron scattering, providing electron multiplication by excitation of a secondary electron cascade.

The spin-dependent component of the transmitted current $\Delta I_C = I_C^+ - I_C^-$ is the difference between the values I_C^+ and I_C^- of the collector current for an incident electron spin-polarization of respectively $+P_0$ and $-P_0$. As an example, the measurement of ΔI_C , when the injection energy is set at 712eV (the energy where $I_C = I_0$ and $I_B = 0$), is shown in the inset of Fig.2. For this measurement, the incident electron polarization was flipped

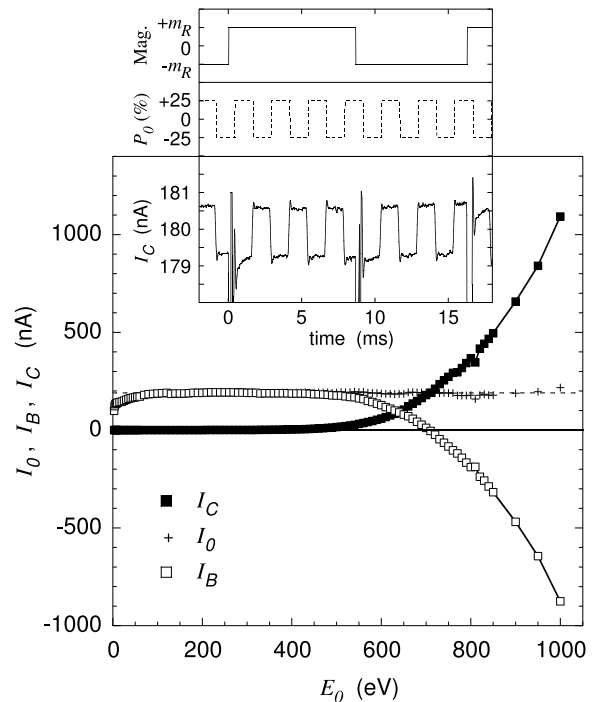


FIG. 2: Variation of the injection current I_0 , of the base current I_B measured at the metallic layer terminal, and of the transmitted current I_C measured in the semiconductor collector versus the injection energy E_0 . The inset shows the collected current change due to the spin-dependent electron transmission. For this measurement, the energy was set at $E_0 = 712\text{eV}$ and the incident electron polarization modulated at 400Hz . The magnetization was several times flipped over by pulsed current operation of the magnetic coil. The configurations $[+m_R, +P_0]$ and $[-m_R, -P_0]$ gives the same value of $I_C = \bar{I}_C - \Delta I_C/2$, showing a low instrumental asymmetry.

between $+P_0$ and $-P_0$ by modulating the incident light polarization between σ^+ and σ^- at a frequency of 400Hz . For each value of the injection energy, ΔI_C is systematically measured for the two opposite magnetizations $+m_R$ and $-m_R$ of the Fe layer. This allows to get rid of instrumental asymmetry. As shown in the inset of Fig.2, instrumental asymmetry is very low and reversing the incident electron polarization or the sample magnetization produces the same transmitted current variation. Indeed, the spin-filtering effect only depends on the orientation of the incident electron polarization relative to that of the magnetization.

For the analysis of the experimental data, we will consider the dimensionless quantities:

- i) the transmission $T = I_C/I_0$,
- ii) the spin dependent transmission $\Delta T = \Delta I_C/I_0$,
- iii) the transmission spin asymmetry

$$A_C = (I_C^+ - I_C^-)/(I_C^+ + I_C^-) \approx \Delta T/2T$$

Note that these three normalized quantities are not affected by the decrease in the injection efficiency at low

sample potential. The variations of T and ΔT as a function of E_0 are plotted in Fig.3(a). The transmission T varies over almost six orders of magnitude and clearly exhibits three regimes. In the low energy range, up to about 80eV, T increases linearly with E_0 . In the intermediate

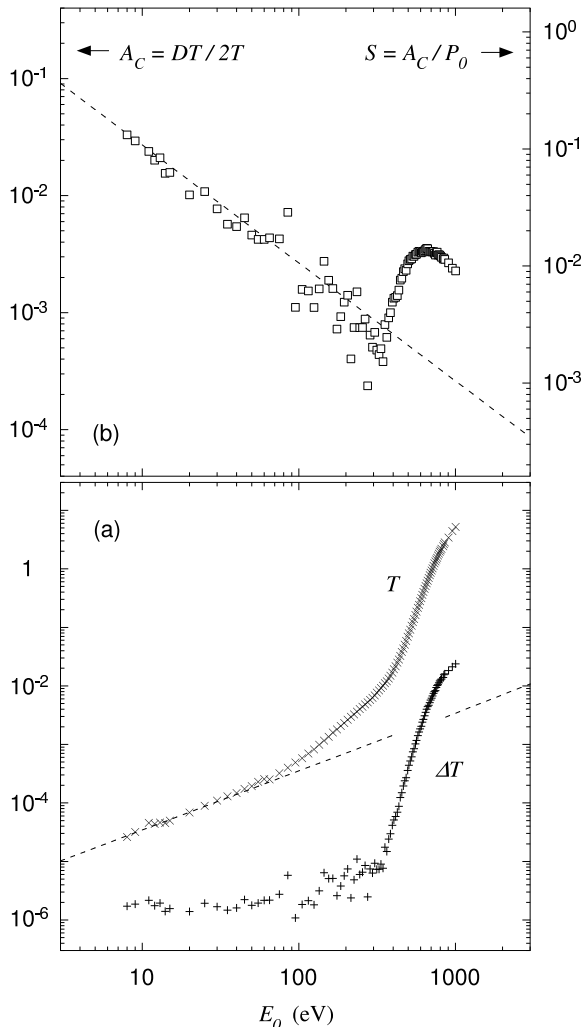


FIG. 3: (a) Variation of the transmission T (symbols x) and of the spin dependent transmission ΔT (symbols +) with the injection energy E_0 . The dashed line corresponds to a linear increase in E_0 , (b) Variation of the transmission spin asymmetry A_C (symbols $\square$) with the injection energy E_0 . The dashed line corresponds to a decrease proportional to $1/E_0$. The right-hand vertical axis gives the corresponding value of $S = A_C/P_0$, the asymmetry for a 100% polarized incident beam. This quantity is analogous to the Sherman function in spin polarimetry.

energy range, between 80eV and 350eV, the increase in T is more pronounced. Finally, above 350eV T steps up abruptly and goes beyond unity. The variation of the spin dependent transmission ΔT also reveals three regimes in the same three energy ranges. At low injection energy ΔT is constant as was observed in all the previous sim-

ilar experiments.^{9,10,12,14,18} However, beyond 80eV the spin-dependent transmission increases over four orders of magnitude. In the high energy range, the increase in ΔT is particularly spectacular as it is even faster than that of the transmission T . This is evidenced by the variation of the transmission spin asymmetry A_C [Fig.3(b)] which unveils a jump by an order of magnitude between 350eV and 800eV injection energy. This feature is a strong deviation from the behavior of the transmission spin-asymmetry in the low injection energy range which was expected, from any previous studies performed at moderate injection energy, to show a constant decrease.

III. THEORETICAL MODEL

A. Hot-electron transport through a metal/oxide/semiconductor junction.

1. Overview of the model.

In this section, we will first consider the case of an unpolarized electron beam injected in a metal/oxide/semiconductor structure, where the metal layer is non-magnetic. The electron transport through the metallic layer is schematized in Fig.4. We assume that it is governed by electron-electron scattering yielding a secondary electron cascade. This results in the formation of an electron distribution mixing primary and secondary electrons. The distribution $F(\varepsilon)$ that reaches the metal/oxide/semiconductor junction, may be written:

$$F(\varepsilon) = M f(\varepsilon) \quad (1)$$

where $f(\varepsilon)$ is the normalized distribution of electrons and M the multiplication factor related to the secondary electron cascade. Then, electron are transferred through the junction barrier into the semiconductor collector with an efficiency $\alpha(\varepsilon)$. The transmitted electrons collected in the semiconductor form the current I_C . The electrons which can not cross the barrier accumulate in the metallic base and contribute to the current I_B , together with the holes produced in the metal by the excitation of the secondary electrons. Following these ideas, the electron transmission T can be written :

$$T = M \int_0^{+\infty} \alpha(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (2)$$

At the metal/semiconductor interface, the collection efficiency $\alpha(\varepsilon)$ is known to be an increasing function of the collection energy ε above the barrier of the Schottky junction.²¹ In the sample studied here, this tendency is reinforced by the presence of the oxide layer. Indeed, two barriers have to be considered : the semiconductor band bending barrier of height $\phi_{SC} = 0.78\text{eV}$,²⁴ and the oxide layer barrier of height $\phi_{Ox} = 4.5\text{eV}$ much larger than

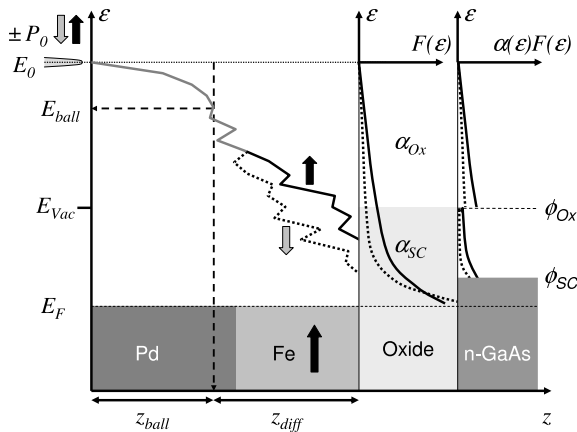


FIG. 4: Schematics of the electron relaxation process through the metal layer and of the transmission through the junction barrier. Incident electrons are injected into the Pd layer with a polarization $\pm P_0$ and an energy E_0 with respect to the metal Fermi level. They cross the distance z_{ball} before their velocity is relaxed. At this point, their mean energy is E_{ball} and they cross the remaining distance z_{diff} to the junction by a 3-dimensional diffusion-like transport process. In the magnetic layer, the relaxation is different for majority and minority spin electrons leading to two different distributions at the junction. The current transmitted into the semi-conductor collector is the sum of two contributions: the electrons transmitted above the semiconductor band-bending barrier ϕ_{SC} with the transfer efficiency α_{SC} and the electrons transmitted above the oxide barrier ϕ_{Ox} with the transfer efficiency α_{Ox} oxide.

ϕ_{SC} .²⁴⁻²⁶ We will therefore assume that $\alpha(\varepsilon)$ has a step shape :

i) for $\varepsilon < \phi_{SC}$, the electron can not be transmitted in the semiconductor and the barrier transmission coefficient $\alpha(\varepsilon)$ is zero

ii) for $\phi_{SC} < \varepsilon < \phi_{Ox}$, the electrons may cross the oxide layer by a tunneling process or through defects and the transmission coefficient $\alpha(\varepsilon)$ takes a value α_{SC} very small when compared to unity;

iii) for $\phi_{Ox} < \varepsilon$, the electrons are transmitted above the oxide barrier and $\alpha(\varepsilon)$ takes a value α_{Ox} much larger than the transfer efficiency through the oxide barrier α_{SC} . If we assume that α_{SC} and α_{Ox} are constant over the respectively relevant energy intervals, the expression of T becomes:

$$T = T_{SC} + T_{Ox} = M \left[\alpha_{SC} \int_{\phi_{SC}}^{\phi_{Ox}} f(\varepsilon) d\varepsilon + \alpha_{Ox} \int_{\phi_{Ox}}^{+\infty} f(\varepsilon) d\varepsilon \right] \quad (3)$$

It is clear that the secondary electron multiplication factor M increases with the injection energy E_0 and contributes to the rise in T . It implies that the electron distribution tends to broaden when the injection energy is increased, which also contributes to increase the trans-

mission. Moreover, at low injection energies, one can intuitively assume that $f(\varepsilon)$ remains narrow and, since ϕ_{SC} is much smaller than ϕ_{Ox} , T is mainly given by the term T_{SC} . But at high injection energy, because of the broadening of $f(\varepsilon)$ and since α_{Ox} is much larger than α_{SC} , the term T_{Ox} may become predominant. This picture is qualitatively in agreement with the experimental results since it predicts that the increase in T with injection energy features different regimes. The calculation of the transmission T requires the explicit calculation of the energy electron distribution. We assume that the electron distribution can be approximated by an exponential function :

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{E_M} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{E_M}\right). \quad (4)$$

The choice of an exponential shape does not mean that we are considering a thermalized electron distribution but aims at describing conveniently the accumulation of electrons at low energy that results from the secondary electron cascade. Note that, energy-resolved electron transmission experiments through metallic membranes have shown that the transmitted electron distribution has indeed an exponential shape.¹⁰ The calculation of the cascade then reduces to the determination of two quantities : the electron mean energy E_M , which characterizes the width of the electron distribution, and the secondary multiplication factor M which gives the amplitude of the electron distribution.

To proceed with this calculation, we will take into account both energy and velocity relaxation by electron-electron scattering. An incident electron enters the metallic layer at $z = 0$ with an energy E_0 and a velocity $\mathbf{v}_0$ perpendicular to the metal surface (i.e. longitudinal). Along the transport through the metal layer, it relaxes its energy and velocity by exciting a secondary electron cascade. The electron distribution which forms along the transport through the metal layer has a mean energy ε and a mean velocity $\mathbf{v}$ of longitudinal component v_l . As long as v_l is larger than the Fermi velocity v_F , we consider that the electron velocity is not relaxed and that forward scattering is favored. This velocity-relaxation is completed over a distance z_{ball} (see Fig. 4). At this distance from the surface, the electron distribution has a mean energy that we note E_{ball} . The longitudinal component of the electron velocity v_l then becomes smaller than v_F , and further collisions randomize the scattering direction. A diffusion-like regime takes place over a distance z_{diff} before the electron distribution reaches the metal/oxide interface with a mean energy E_M .

2. Calculation of the electron cascade

In the velocity-relaxation transport regime, i.e. for $0 < z < z_{ball}$, we consider that after each collision between an electron of energy ε and longitudinal velocity

component v_l , and an electron of the Fermi sea, two electrons emerge with a mean energy $\varepsilon/2$ and a mean longitudinal velocity component $v_l/2$. We here neglect the energy and wave vector given to the hole left in the Fermi sea by the excitation of the secondary electron. The time evolution of the mean electron energy and of the mean longitudinal velocity component can then be written as two relaxation equations:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -\ln 2 \frac{\varepsilon}{\tau}, \quad (5)$$

and

$$\frac{dv_l}{dt} = -\ln 2 \frac{v_l}{\tau}. \quad (6)$$

where τ is the electron-electron collision time. We can then write a propagation equation of the form :

$$\frac{dz}{d\varepsilon} = \frac{dz}{dt} \frac{dt}{d\varepsilon} = -v_l \frac{1}{\ln 2} \frac{\tau}{\varepsilon}, \quad (7)$$

where v_l , the longitudinal component of the mean electron velocity, is obtained by combining Eqs.(5) and (6):

$$v_l = v_0 \frac{\varepsilon}{E_0}. \quad (8)$$

In a parabolic band approximation, the incident electron velocity v_0 becomes :

$$v_0 = v_F \sqrt{\frac{E_0 + E_F}{E_F}}, \quad (9)$$

E_F being the Fermi energy. Then, z_{ball} is obtained after integration of Eq. (7) :

$$z_{ball} = -\frac{1}{\ln 2} \int_{E_0}^{E_{ball}} v_l \tau \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{1}{\ln 2} \int_{E_{ball}}^{E_0} \lambda(\varepsilon) \sqrt{\frac{E_0 + E_F}{\varepsilon + E_F}} \frac{d\varepsilon}{E_0} \quad (10)$$

where $\lambda(\varepsilon) = v\tau$ is the electron mean-free-path. The value of E_{ball} , the mean energy of the electron distribution at the end of the velocity-relaxation transport step, i.e. at the distance z_{ball} from the surface, is obtained from Eq. (8) when taking v_l as equal to v_F (which is the criterion chosen for the transition between the two transport regime) :

$$E_{ball} = E_0 \sqrt{\frac{E_F}{E_0 + E_F}} \quad (11)$$

After crossing the distance z_{ball} , we consider that the electron velocity is relaxed and that the scattering direction is randomized. A three-dimensional diffusion-like transport regime takes place which can be described by the evolution equation :

$$\frac{dz^2}{dt} = \frac{1}{3} D(\varepsilon), \quad (12)$$

where the quantity $D(\varepsilon)$ is similar to an energy-dependent diffusion coefficient and is given by :

$$D(\varepsilon) = v^2 \tau. \quad (13)$$

Along this transport regime, the mean energy of the electron distribution decreases from E_{ball} to E_M according to the energy relaxation equation [Eq. (5)]. The propagation equation then becomes:

$$\frac{dz^2}{d\varepsilon} = \frac{dz^2}{dt} \frac{dt}{d\varepsilon} = -\frac{1}{3} \frac{1}{\ln 2} \frac{v^2 \tau^2}{\varepsilon}, \quad (14)$$

so that the distance crossed in the diffusion regime is given by :

$$z_{diff}^2 = -\frac{1}{3 \ln 2} \int_{E_{ball}}^{E_M} \lambda^2(\varepsilon) \frac{d\varepsilon}{\varepsilon}. \quad (15)$$

The electron mean energy E_M at the junction barrier is then obtained by solving the equation :

$$d = z_{ball} + z_{diff}. \quad (16)$$

For the calculation of z_{ball} and z_{diff} after Eqs.(10) and (15), we have taken $E_F = 7\text{eV}$, which is close to the value of the Fermi energy in palladium, and we have used for $\lambda(\varepsilon)$, an empirical variation (plotted in Fig.(9) of the form :

$$\lambda(\varepsilon) = \lambda_l \left(\frac{E_l}{\varepsilon + E_l} \right)^{a_l} + \lambda_h \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon + E_h} \right)^{a_h} - \lambda_{off}. \quad (17)$$

The choice of $\lambda(\varepsilon)$ is discussed in Appendix A. We have solved numerically Eq.(16) and the resulting variation of E_M with injection energy E_0 is plotted in Fig.5 together with the variation of the velocity-relaxation path z_{ball} . In the low injection energy range, i.e. below 80eV, z_{ball} is very short (a few tenth of nanometer) and almost constant : the electron velocity is very quickly relaxed and the diffusion-like transport step takes place almost all over the metal layer thickness. The result is that E_M remains almost constant and takes a value, small when compared to both junction barriers ϕ_{SC} and ϕ_{Ox} .

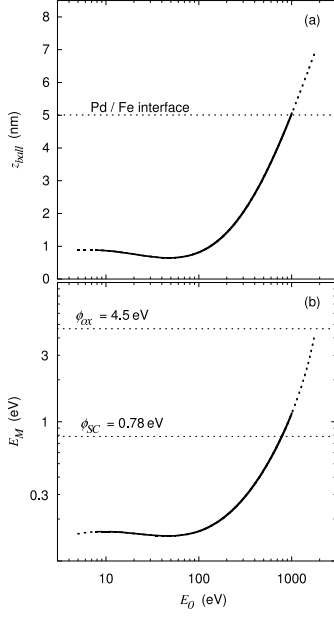


FIG. 5: Calculated variation of the electron mean energy E_M at the metal oxide interface and of the distance z_{ball} crossed through the metal layer as a function of the injection energy E_0 .

In the high injection energy range, i.e. above typically 80eV, z_{ball} starts to rapidly increase and reaches a value of several nanometer at 1000eV, which is a significant part of the total metal layer thickness. Velocity relaxation requires a longer path, so that the electrons penetrate more deeply into the metallic layer before the diffusive regime takes place. Therefore, energy relaxation is less efficient and E_M increases. It even reaches values larger than the semiconductor band bending ϕ_{SC} .

3. Calculation of T as a function of E_0

The average number n of collisions that an electron undergoes during the transport through the metal layer is given by:

$$n = \int_0^{t_M} \frac{dt}{\tau} \quad (18)$$

where t_M is the total time that takes the average electron to cross the metal layer. During this time, the average electron cascades from E_0 , the injection energy, to E_M , the mean energy at the metal/oxide interface. According to Eq.(5), the average number of collisions during the transport is given by:

$$n = - \int_{E_0}^{E_M} \frac{1}{\ln 2} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{1}{\ln 2} \ln \left(\frac{E_0}{E_M} \right). \quad (19)$$

Since each collision yields two electrons (the incoming electron and the secondary electron excited from the Fermi sea), the multiplication factor M is:

$$M = 2^n = \frac{E_0}{E_M}. \quad (20)$$

The multiplication factor simply reflects the fact that the primary electron energy E_0 is shared with the M electrons (the primary and the secondaries) of mean energy E_M .

Combining Eqs.(3), (4) and (20), and assuming that $E_0 \gg E_M$ and $\alpha_{Ox} \gg \alpha_{SC}$, we then obtain a simple expression for the transmission through the junction:

$$T \approx \frac{E_0}{E_M} \left[\alpha_{SC} \exp \left(-\frac{\phi_{SC}}{E_M} \right) + \alpha_{Ox} \exp \left(-\frac{\phi_{Ox}}{E_M} \right) \right]. \quad (21)$$

Using the variation of E_M with E_0 calculated in the previous section, we obtain the theoretical variation of the transmission T versus E_0 plotted in Fig.6(a).

For this calculation, we have used the values of the two barrier heights already mentioned: $\phi_{SC} = 0.78\text{eV}$ and $\phi_{Ox} = 4.5\text{eV}$, and we have taken for the transmission coefficients $\alpha_{SC} = 10^{-4}$ and $\alpha_{Ox} = 0.5$ which are reasonable estimations of the transmission probability above ϕ_{SC} (through the oxide barrier) and above ϕ_{Ox} , respectively. Details concerning the choice of the parameters and the fitting procedure are given in Appendix A. The calculated variation of T reproduces the three regimes observed experimentally. In the first regime, the linear increase of T with E_0 , is due to the multiplication factor $M = E_0/E_M$ because the electron mean energy E_M remains almost constant as shown in Fig.5. For injection energies larger than 80eV, the second regime starts, where T increases faster than linearly. As previously mentioned, due to the increase in the injected electron velocity and to the increase in the electron mean free path, the velocity-relaxation path z_{ball} increases, which causes an increase in the electron distribution mean energy E_M at the metal oxide interface. Thus a larger number of electrons may overcome the barrier and be transmitted in the semiconductor. In the third regime, over 350eV injection energy, the electron mean energy has increased so that the transmission is dominated by electrons of energy higher than the oxide barrier height ϕ_{Ox} . The two contributions to the transmission above ϕ_{SC} , through the oxide barrier, and above ϕ_{Ox} are plotted separately in Fig.6(a) (dotted and dashed lines). It is clear that with the increase in E_M the transmission goes from a regime dominated by electrons of energy just larger than ϕ_{SC} (despite the fact that α_{SC} is very small when compared to α_{Ox}) to a regime dominated by electrons of energy larger than ϕ_{Ox} .

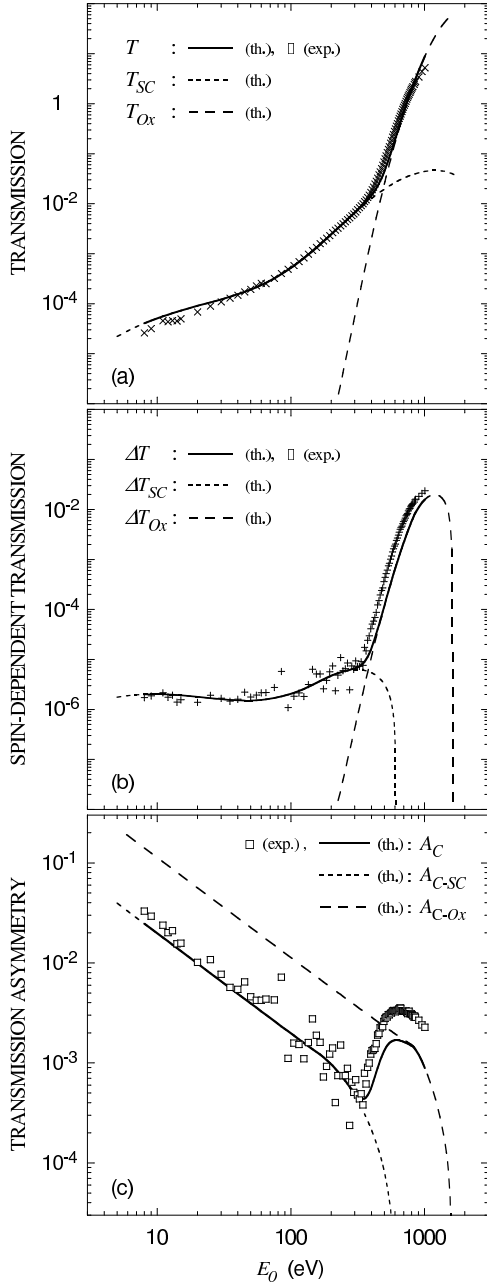


FIG. 6: (a) Calculated (full line) and experimental (symbols) variations with the injection energy E_0 of (a) the transmission T , (b) the spin-dependent transmission ΔT , (c) the transmission spin-asymmetry A_C . For the three quantities T , ΔT and A_C , the two contributions of the current transmitted above the barrier ϕ_{SC} (dotted lines) and above the barrier ϕ_{Ox} (dashed lines) have been calculated.

B. Spin-polarized electron transport through a magnetic metal/oxide/semiconductor junction

The electronic distribution $F(\varepsilon)$ that forms during the transport through the metallic layer mixes primary and

secondary electrons. Because of the spin-dependence of the electron mean free path in a magnetic metal layer, we will consider separately three electron distributions: the primary electron distribution with spin parallel to the majority spin, the primary electron distribution with spin parallel to the minority spin, and the secondary electron distribution. We may somehow “distinguish” between primary and secondary electrons because primaries are spin-tagged and we assume that there is no spin relaxation along the transport. We also assume that the polarization of the secondary electrons does not depend on the incident polarization (no exchange integral effect), so that we do not have to separate spin-up and spin-down secondary electron distributions. Then, for an incident beam of spin polarization $\pm P_0$ (we take here as a convention that the incident spin polarization is positive when it is parallel to the majority spins in the ferromagnetic layer), the electron distribution $F(\varepsilon, \pm P_0)$ that forms in the metal layer and reaches the metal /oxide interface may be written as the superposition of the three distributions defined above:

$$F(\varepsilon, \pm P_0) = \frac{1 \pm P_0}{2} f_p^+(\varepsilon) + \frac{1 \mp P_0}{2} f_p^-(\varepsilon) \quad (22) \\ + \left[\frac{1 \pm P_0}{2} (M^+ - 1) + \frac{1 \mp P_0}{2} (M^- - 1) \right] f_s(\varepsilon)$$

In this expression, $f_p^+(\varepsilon)$ and $f_p^-(\varepsilon)$ are the normalized distribution of primary electrons with a spin parallel to, respectively, the majority spin and the minority spin in the magnetic metal, and $f_s(\varepsilon)$ is the normalized distribution of secondary electrons. Because of the spin asymmetry of the electron mean-free-path in the magnetic metal, primary electrons have a different number of collisions across the magnetic layer depending on whether their spin is parallel to the majority spins or to the minority spins. This has two consequences. The first one is that majority- and minority-spin primary electrons have different distributions $f_p^+(\varepsilon)$ and $f_p^-(\varepsilon)$: this is in fact the spin filtering effect. The second one is that majority- and minority-spin primary electrons have different secondary electron multiplication factors which are noted respectively M^+ and M^- in Eq.(22). Indeed, if we note E_p^+ , E_p^- and E_s the respective mean energies of the three distributions $f_p^+(\varepsilon)$, $f_p^-(\varepsilon)$ and $f_s(\varepsilon)$, the total energy lost by a primary electron is $E_0 - E_p^\pm$ and this amount of energy is shared by $M^\pm - 1$ secondary electrons of mean energy E_s . Therefore, M^+ and M^- are simply given by:

$$M^\pm - 1 = \frac{E_0 - E_p^\pm}{E_s} \quad (23)$$

Note that, majority spin electrons are better transmitted than minority spin electrons, but consequently they excite less secondary electrons (M^+ is then smaller than M^-). So the contribution of the secondary electron multiplication spin asymmetry to the spin-dependent transmission goes against that of the spin filtering effect.

Let us briefly consider the case of an unpolarized incident electron beam injected in the magnetic metal layer. We can define four quantities which characterize the primary electron distribution at the metal/oxide interface and which are useful to treat the case of a polarized incident electron beam. First, the total primary electron distribution $f_p(\varepsilon)$ is the sum of the majority- and minority-spin primary electron contributions:

$$f_p(\varepsilon) = \frac{f_p^+(\varepsilon) + f_p^-(\varepsilon)}{2}. \quad (24)$$

Second, we note $A_p(\varepsilon)$ the spin asymmetry of $f_p(\varepsilon)$, which also represents the energy distribution of the primary electron polarization that is generated by the spin filtering effect:

$$A_p(\varepsilon) = \frac{f_p^+(\varepsilon) - f_p^-(\varepsilon)}{f_p^+(\varepsilon) + f_p^-(\varepsilon)}. \quad (25)$$

Then, we note E_p the mean energy of the primary electron distribution $f_p(\varepsilon)$:

$$E_p = \frac{E_p^+ + E_p^-}{2} \quad (26)$$

and A_{E_p} the spin asymmetry of the primary electron mean energy:(24)

$$A_{E_p} = \frac{E_p^+ - E_p^-}{E_p^+ + E_p^-}. \quad (27)$$

Then, using Eq.(23-27) in Eq.(22), we can write $F(\varepsilon, \pm P_0)$ in a convenient form:

$$F(\varepsilon, \pm P_0) = f_p(\varepsilon) + (M-1)f_s(\varepsilon) \pm P_0 \left[A_p(\varepsilon) f_p(\varepsilon) - A_{E_p} \frac{E_p}{E_s} f_s(\varepsilon) \right] \quad (28)$$

where $M = (M^+ + M^-)/2$.

The terms $f_p(\varepsilon) + (M-1)f_s(\varepsilon)$ in Eq.(28) correspond to the electron distribution at the junction when an unpolarized electron beam is injected into the metal layer. In the following, we will compare these two terms with the electron distribution $F(\varepsilon)$ as defined by Eqs.(1), (4) and (20) of the previous section: $f_p(\varepsilon) + (M-1)f_s(\varepsilon) = F(\varepsilon) = Mf(\varepsilon) = (E_0/E_M)(1/E_M)\exp(-\varepsilon/E_M)$. Now, if we consider that the barrier transmission coefficient $\alpha(\varepsilon)$ does not depend on spin, the transmission $T(\pm P_0)$ for the two opposite values of the incident polarization is obtained by integration of Eq.(28) and the spin-dependent transmission $\Delta T = T(+P_0) - T(-P_0)$ is given by:

$$\Delta T = 2P_0 \int_0^\infty \alpha(\varepsilon) \left[A_p(\varepsilon) f_p(\varepsilon) - A_{E_p} \frac{E_p}{E_s} f_s(\varepsilon) \right] d\varepsilon. \quad (29)$$

The model that we have developed for describing the energy relaxation by excitation of a secondary electron cascade implies that, at a given energy ε , the ratio of the total number of electrons to the number of primary electrons is simply given by E_0/ε : this expresses that the energy E_0 of the primary electron is shared by energy E_0 of the primary electron is shared by E_0/ε electrons of energy ε .²⁸ Therefore, the primary electron distribution $f_p(\varepsilon)$ can be simply obtained from the expression of the overall electron distribution $F(\varepsilon)$:

$$f_p(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{E_0} F(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{E_M} \frac{1}{E_M} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{E_M}\right) \quad (30)$$

Note that, the mean energy of the primary electron distribution $f_p(\varepsilon)$ as defined by Eq.(28) is twice the energy of the total distribution $f(\varepsilon)$: $E_p = 2E_M$. Therefore, we can take $E_p/E_s \approx 2$ in Eq.(29) since M is much larger than unity in the whole explored energy range. The above description of the primary electron distribution, does not allow to determine separately $f_p^+(\varepsilon)$ and $f_p^-(\varepsilon)$. Therefore, we will take an empirical approximation for $A_p(\varepsilon)$:

$$A_p(\varepsilon) \approx \frac{g^+(\varepsilon) - g^-(\varepsilon)}{g^+(\varepsilon) + g^-(\varepsilon)}, \quad (31)$$

where $g^+(\varepsilon)$ and $g^-(\varepsilon)$ are defined by:

$$g^\pm(\varepsilon) = \frac{\varepsilon}{E_M^\pm} \frac{1}{E_M^\pm} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{E_M^\pm}\right). \quad (32)$$

We calculate E_M^+ and E_M^- following the energy relaxation model of Section III.A.2. For these two calculations, we use two variations of the electron mean-free-path with energy, respectively $\lambda_+(\varepsilon)$ and $\lambda_-(\varepsilon)$, which are obtained from $\lambda(\varepsilon)$ by introducing the spin asymmetry of the electron mean-free-path deduced from Ref⁽⁵⁾ for details, see Appendix B). With the values of E_M^+ and E_M^- obtained this way, we evaluate both the primary electron distribution asymmetry $A_p(\varepsilon)$ [from Eqs.(31) and (32)] and the primary electron mean energy asymmetry A_{E_p} [from Eq.(27)]. We finally obtain from Eq.(29) the variation of ΔT plotted in Fig.6(b). This calculation, for which we have not used any other adjustable parameters, is in very good agreement with the experimental data [square symbols in Fig.6(b)]. We have considered the same step shape for the junction collection efficiency $\alpha(\varepsilon)$ as in Sec.III.A. The two calculated contributions of the electrons transmitted above the barrier ϕ_{SC} and above the barrier ϕ_{Ox} are plotted separately [dotted lines in Fig.6(b)]. As it was already demonstrated on the variation of T , the stiff raise in ΔT above 350eV injection

energy is due to the increasing portion of electrons which may surmount the barrier ϕ_{Ox} and be collected with a high efficiency α_{Ox} . This is even more clearly evidenced when analyzing the variation of the transmission spin asymmetry A_C . Indeed, for a single step barrier of height ϕ and collection efficiency α above ϕ , a very simple approximated expression of A_C can be obtained:

$$A_C = \frac{\Delta T}{2T} \approx P_0 \frac{\phi}{E_0} \quad (33)$$

We have deduced this simple approximation from the expressions of T and ΔT of Eqs.(2) and (29) and from the expressions of the energy distributions given by Eqs.(4) and (30). We have also considered that $A_p(\varepsilon) \approx 1$ and $1 - 2A_{E_p} \ll (\phi/E_M)$, which are realistic approximations when E_M is small when compared to the barrier height ϕ (see Appendix B). Eq.(33) shows that, the transmission spin asymmetry is mainly given by the ratio of the collection energy to the injection energy, which can be physically understood in terms of polarization dilution by the secondary electrons (the mean energy of the transmitted electrons is close to the barrier height so that, according to Eq.(30), the proportion of transmitted primary electrons is ϕ/E_0). Therefore, at the transition between the second and the third transmission regime which are respectively dominated by electrons collected above ϕ_{SC} and by electrons collected above ϕ_{Ox} , the asymmetry should jump by a factor ϕ_{SC}/ϕ_{Ox} (higher the energy, lower the polarization dilution)p. With the values of $\phi_{SC} = 0.78\text{eV}$ and $\phi_{Ox} = 4.5\text{eV}$, a jump by about a factor 6 is predicted, which is in reasonable agreement with the factor 10 observed experimentally, as shown in Fig.6(c). This discrepancy is probably due to the fact that our model considers that all the energy lost by the primary electrons is entirely transferred to the secondary electrons. As such we have certainly overestimated the multiplication factor M especially at high injection energy where the energy of the hole left by the excitation of a secondary electron is not negligible.

Note that the variation of the transmission spin-asymmetry in the high injection energy range strongly supports the main assumption of our model which is that the proportion of primary electrons in the overall electron distribution at the junction depends on electron energy [$f_p(\varepsilon)/F(\varepsilon) = \varepsilon/E_0$, see Eq.(30)] and which implies that the primary and secondary electron distributions have a different shape. Indeed, if these two distributions had the same shape, the above simple expression of A_C given by Eq.(33) would be replaced by $A_C = P_0 E_M/E_0$, and in this case there would be no step in the variation of A_C at 350eV injection energy.

According to Eq.(33), as long as E_M remains much smaller than ϕ , the transmission spin asymmetry A_C should decrease like $1/E_0$ (ΔT is constant and T increases like $M = E_0/E_M$). This is indeed the case up to about 100eV [see Fig.6(c)]. But above this injection energy, A_C starts to decrease slightly faster than $1/E_0$. This is clearly observed on the experimental data in the

range from 100eV to 350eV, and is even more pronounced on the calculated plots of the two barrier contributions to the transmission asymmetry [dotted and dashed lines in Fig.6(c)]. This inflexion in the asymmetry decrease is related to the E_M increase. When E_M reaches values comparable with the barrier height, the approximation $A_p(\varepsilon) \approx 1$ does not hold anymore over the whole integration interval. Indeed, $A_p(\varepsilon)$ decreases towards low energy and becomes negative (see Appendix B). This tends to reduce the spin filtering term in ΔT . It can even be reduced to a point where the term originating from the spin-dependent secondary electron multiplication, becomes predominant. Therefore, ΔT should decrease and could even change its sign. This is shown in Fig.7 where the calculated variation of ΔT is plotted for a single barrier of height $\phi = \phi_{SC}$ with a constant transfer efficiency $\alpha(\varepsilon) = \alpha_{SC}$ above ϕ . The spin-

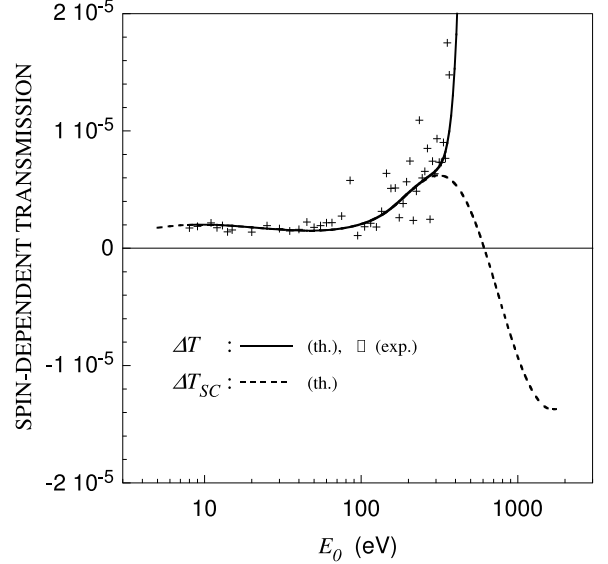


FIG. 7: Calculated variation of the spin-dependent transmission ΔT (dashed line) versus E_0 for a single-barrier junction of height $\phi = \phi_{SC}$ and of constant transfer efficiency $\alpha = \alpha_{SC}$ above ϕ . This calculation predicts a negative spin-dependent transmission for injection energy larger than 600eV.

dependent transmission indeed becomes negative for injection energy of the order of 600eV and reaches negative values much larger than the usual spin filtering effect. Note that, this sign reversal may only occur if the transfer efficiency $\alpha(\varepsilon)$ remains almost constant above ϕ . In the structure studied here, the oxide layer introduces a sharp increase in $\alpha(\varepsilon)$ above ϕ_{Ox} , which restores the spin-filtering efficiency and masks the effect of the spin-dependent secondary electron multiplication.

IV. CONCLUSION

We have studied spin-polarized electron transport in a ferromagnetic metal/oxide/semiconductor junction as a function of the injection energy. We have observed an increase in the electron transmission and in the spin-dependent transmission over several orders of magnitude. The rise in the transmitted current comes from the multiplication by secondary electron excitation and from the increase in the mean energy of the electron distribution reaching the junction barrier. The increase in the mean electron energy is related to the increase in the distance crossed by electrons in the metal layer before their velocity is relaxed. Indeed, the electrons are scattered forward as long as their mean velocity is not randomized. A diffusion-like transport then takes place which favors energy relaxation. When the injection energy becomes significantly larger than the Fermi energy, the distance necessary for the relaxation the electron velocity starts to increase. This reduces the remaining distance towards the metal/oxide interface that electrons have to cross in a three-dimensional random diffusion regime. Therefore, energy relaxation is reduced and the mean electron energy at the junction increases.

This latter effect is reinforced by the two-step structure of the metal/oxide/semiconductor junction: the low barrier ϕ_{SC} of the semiconductor band bending and the higher barrier ϕ_{Ox} of the oxide layer. This junction structure induces a transition between two transmission regimes : at low injection energy, the current collected in the semiconductor is dominated by electrons transmitted above ϕ_{SC} after crossing the oxide layer with a poor efficiency, and at high injection energy, the transmission exhibits a stiff increase due to hot electrons which overcome ϕ_{Ox} with a transmission efficiency of the order of unity. At the transition between these two transmission regimes the spin-dependent component of the transmitted current also exhibits a large increase, over more than three orders of magnitude, which is even more pronounced than the transmission increase. As a result, the transmission asymmetry surges by about a factor 10 at the transition between the two regimes. A simple analysis of the spin-polarized electron transmission shows that the transmission spin asymmetry A_C is in fact mainly given by the ratio of the electron exit energy, which is determined by the barrier height ϕ , to the electron injection energy : $A_C \approx P_0 \phi / E_0$. Therefore, the experimental jump in asymmetry is related to the rise in the mean electron transmission energy from ϕ_{SC} to ϕ_{Ox} . This appears as a simple rule for the determination of the transmission spin-asymmetry which may be very useful, in particular for the design of optimized spin detector based on thin magnetic spin-filter.

This rule holds as long as the exit energy of the transmitted electrons remains close to the barrier height. But when the mean electron transmission energy becomes significantly higher than the barrier height, the spin-selectivity of the junction dramatically decreases.

As a consequence, the spin-filtering effect vanishes and may even be counterbalanced by the effect of the spin-dependent secondary electron multiplication. Then, the transmission spin-asymmetry should become negative. Single barrier junction with transfer efficiency varying slowly versus energy would be appropriate structures to evidence the predicted negative spin-dependent transmission. But in the present experiment, this effect is not observed since it is masked by the transmission regime above the oxide barrier. This is a major result for devices using spin-filtering effects through a ferromagnetic metal base. Indeed, because of the presence of the oxide barrier with height ϕ_{Ox} and transfer efficiency α_{Ox} close to 1 above ϕ_{Ox} , the spin-selectivity of the magnetic layer is fully exploited even at high injection energy. This is demonstrated by the fact that, over the whole probed injection energy range, the measured spin-dependent transmission is well described with the simple approximation $A_p(\varepsilon) \approx 1$, which corresponds to spin-selectivity of 100%. Therefore, high transmission (much larger than unity) and high spin-filtering efficiency (close to 100%) are obtained together when operating at high injection energy. Of course, not only the primary electrons are efficiently spin-filtered, as demonstrated in the present work, but also the secondary electrons.²⁹ In the configuration of the present experiment, we can only measure the transmission asymmetry related to the primary electron polarization. Therefore, the polarization of the secondary electrons can not be evidenced since its orientation is determined by that of the magnetic layer magnetization and not by the primary electron polarization. To evidence the spin-filtering of secondary electrons one should either use a spin-valve structure or measure the polarization of the transmitted electrons. This has two important consequences. First, even for unpolarized injected electrons, the amplified transmitted current must be highly spin-polarized parallel to the majority spins in the ferromagnetic layer. Therefore the electron multiplication process by the secondary electron cascade can be an efficient tool for the study of highly spin-polarized electron injection from a ferromagnetic metal into a semiconductor. Second, transistor-like devices exhibiting large magneto-current asymmetry together with current gain larger than unity can be envisaged when using a spin valve structure as metallic base with a controlled base-collector barrier shape. The price to pay is to design a device which emitter-base junction may be operated at high injection energy.

Acknowledgments

The authors thank D. Paget and A. Rowe for fruitful discussions and a critical reading of the manuscript.

APPENDIX A: VARIATION OF THE ELECTRON MEAN-FREE-PATH WITH ENERGY.

The model developed for the calculation of the transmission involves many parameters. In order to obtain a reliable fit of the data with a reasonable number of adjustable parameters, we have used a data fitting procedure in two steps.

The first step is the determination of the variation of E_M with E_0 , from the measured values of T and using Eq.(21), we have deduced. Second, from Eqs.(10), (15) and (16) of our energy and velocity relaxation model, we have calculated the variation of E_M with E_0 . We have fitted the experimental variation of E_M with the calculated one by adjusting $\lambda(\varepsilon)$ the variation of the electron-mean-free path with energy. The experimental variation of E_M can be obtained from the experimental data of the transmission T by solving Eq.(21). This requires knowing the two barrier heights and the values of the transfer efficiency above these two barriers. For the barrier heights, we have used the measured values $\phi_{SC} = 0.78\text{eV}$, $\phi_{Ox} = 4.5\text{eV}$.^{24–26} For the transmission coefficients we have taken $\alpha_{SC} = 10^{-4}$, and $\alpha_{Ox} = 0.5$. We have first chosen arbitrarily the value of $\alpha_{Ox} = 0.5$ that we estimate to be reasonable because the high limit of α_{Ox} is 1 and it can hardly be very much smaller than unity since the overall electron transmission reaches values much larger than unity. We have then tried different values for α_{SC} and we have found that $\alpha_{SC} = 10^{-4}$ yields the most reasonable variation of E_M deduced from the transmission data (square symbols in Fig.8). Indeed, the variation of E_M obtained with the above set of parameters is rather smooth. This is a good criterion for selecting reliable values of the transfer efficiency. Indeed, when changing the value of α_{SC} we obtain variations of E_M which exhibit unphysical features as shown in Fig.8 (the dotted lines correspond to the values $\alpha_{SC} = 0.5 \times 10^{-4}$ and $\alpha_{SC} = 2 \times 10^{-4}$). Therefore, with this criterion, only one of the two transmission coefficients is indeed an adjustable parameter, the other one being determined by the shape of the variation of E_M with E_0 .

The second step of the calculation consists in fitting the “experimental” variation of E_M versus E_M versus E_0 with the theoretical variation calculated from the model described in Sec.III.A.2. In this calculation, we have taken $E_F = 7\text{eV}$ which corresponds to the Fermi energy in palladium, and we have adjusted the variation of the electron mean-free-path $\lambda(\varepsilon)$. We have first chosen for $\lambda(\varepsilon)$ an empirical form:

$$\lambda(\varepsilon) = \lambda_l \left(\frac{E_l}{\varepsilon + E_l} \right)^{a_l} + \lambda_h \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon + E_h} \right)^{a_h} - \lambda_{off}. \quad (\text{A1})$$

This variation reproduces the main features of the well-known universal curve.²⁷ The first term in Eq.(A1) gives the decrease of $\lambda(\varepsilon)$ in the low energy range while the second term gives the high energy increase of $\lambda(\varepsilon)$. The third term λ_{off} is a constant that we use to adjust the

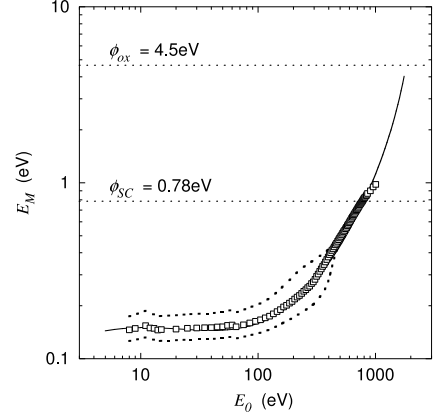


FIG. 8: Experimental (symbols) and calculated (full line) variation with E_0 of the electron mean energy E_M at the metal/oxide interface. The experimental variation is obtained from the transmission data by solving Eq.(21) with $\alpha_{SC} = 10^{-4}$ and $\alpha_{Ox} = 0.5$. When using in Eq.(21) $\alpha_{SC} = 0.5 \times 10^{-4}$ or $\alpha_{SC} = 2 \times 10^{-4}$ instead of $\alpha_{SC} = 10^{-4}$ (dotted lines) the experimental variation of E_M exhibits unphysical features in the vicinity of the transition between the two transmission regime, i.e. between 200eV and 500eV injection energy.

minimum value of $\lambda(\varepsilon)$. Indeed, it is known that $\lambda(\varepsilon)$ reaches a minimum value $\lambda_{\min}$ of the order of a few tenth of nanometers at an energy $E_{\min}$ of several tens of eV. Moreover, the subsequent increase of $\lambda(\varepsilon)$ towards high energy is proportional to the square root of ε . Therefore, we can impose three conditions to the shape of $\lambda(\varepsilon)$:

$$a_h = 0.5, \lambda_{\min} = 0.5\text{nm}, E_{\min} = 40\text{eV} \quad (\text{A2})$$

The above values of $\lambda_{\min}$ and $E_{\min}$ are typical values that we have chosen arbitrarily. The three above conditions allow to reduce the number of independently adjustable parameters from seven [Eq.(A1)] to four, which is not that much when considering that we are probing the transport over an energy range which goes from about 0.1eV up to 1keV and that we are actually making measurements over almost this entire energy range. The fit of the variation of E_M versus E_0 that we finally retained is plotted in Fig.7(full line). It is obtained for the following set of parameters: $\lambda_l = 14.5\text{nm}$, $\lambda_h = 11\text{nm}$, $\lambda_{off} = 4.8\text{nm}$, $E_l = 0.5\text{eV}$, $E_h = 1000\text{eV}$, $a_l = 0.35$, $a_h = 0.5$. The variation of $\lambda(\varepsilon)$ associated this set of parameters is plotted in Fig.9.

It is in agreement with the shape of the universal curve and with the measurements of the mean-free-path in Fe taken from Ref.⁵ and reproduced in Fig.9.

Note that the obtained value of $a_l = 0.35$ is smaller than the value predicted by several models describing the universal curve. However, moderate increase in the electron mean-free-path is often reported specifically in transition metals. This is for instance the case of the experimental measurements taken from Ref.⁵ that we have used to estimate the spin-asymmetry of the mean-free-path in iron.

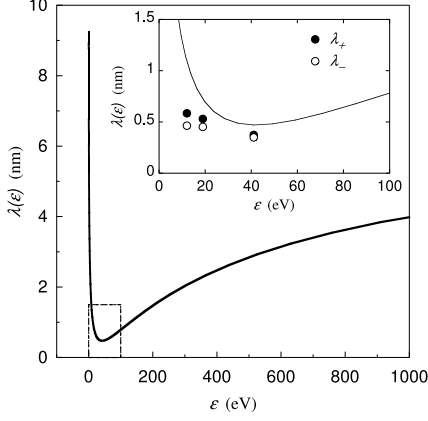


FIG. 9: Variation of the electron mean-free-path $\lambda(\varepsilon)$ versus energy above the Fermi level. This curve is plotted after the empirical analytical form of Eq.(16) using the following set of parameters: $\lambda_l = 14.5\text{nm}$, $\lambda_h = 11\text{nm}$, $\lambda_{\text{off}} = 4.8\text{nm}$, $E_l = 0.5\text{eV}$, $E_h = 1000\text{eV}$, $a_l = 0.35$, $a_h = 0.5$ (see Appendix A). The inset presents a zoom in the region of the minimum of $\lambda(\varepsilon)$ together with measured values (taken from Ref.⁵) of λ_+ and λ_- the mean-free-paths of majority- and minority-spin electrons in iron.

APPENDIX B: SPIN-ASYMMETRY OF THE TRANSMITTED ELECTRON DISTRIBUTION.

The evaluation of the spin asymmetry of the primary electron mean energy A_{E_p} and of the primary electron distribution $A_p(\varepsilon)$, according to Eqs.(27), (31) and (32) of Section III.B, requires the calculation of $E_M^+ = E_p^+/2$ and $E_M^- = E_p^-/2$, E_p^+ and E_p^- being the mean energies of respectively the majority-spin and minority-spin primary electrons. For this calculation, we use basically the same procedure as for the calculation of E_M the electron mean energy at the metal / oxide interface (see Sec.III.A.2 and Appendix A), except that we take into account the spin-asymmetry of the electron mean-free-path. We consider that spin-dependent collisions only occur during the diffusion-like transport regime (indeed the velocity-relaxation transport step all takes place in the Pd layer, as shown in Fig. (5) of Sec.III.A.2). We then calculate z_{diff}^+ and z_{diff}^- for majority-spin electrons and for minority-spin electrons by using two different variations with energy of the electron mean-free-path $\lambda_+(\varepsilon)$ and $\lambda_-(\varepsilon)$, respectively. Then, solving the equation $d = z_{ball} + z_{diff}^\pm$ gives two different values of the electron mean energy: E_M^+ and E_M^- . It is important to note that E_M^+ and E_M^- are actually not the mean energies of majority- and minority-spin electrons but the mean en-

ergies of the total electron distribution if the metal was non-magnetic and if the electron mean-free-path variation with ε was equal to $\lambda_+(\varepsilon)$ and $\lambda_-(\varepsilon)$, respectively. The variations $\lambda_+(\varepsilon)$ and $\lambda_-(\varepsilon)$ that we have used are defined as usually by:

$$\frac{1}{\lambda_\pm(\varepsilon)} \approx \frac{1}{\lambda(\varepsilon)} \left[1 \mp \frac{\lambda(\varepsilon)}{\delta(\varepsilon)} \right]. \quad (\text{B1})$$

where $\lambda(\varepsilon)$ is the mean-free-path as defined in Sec.III.A.2 and in Appendix A, and $\delta(\varepsilon)$ is the so-called spin-discriminating length.^{14,18} The ratio $\lambda/\delta = (\lambda_+ - \lambda_-) / (\lambda_+ + \lambda_-)$ is the spin asymmetry of the electron mean-free-path. The measured values of λ/δ in iron deduced from Ref.5 are plotted in Fig.10 (square symbols).

It decreases linearly with energy. So, we use in Eq.B1 the following variation:

- i) $\lambda/\delta = 0.15(1 - \varepsilon/50)$, for $\varepsilon < 50\text{eV}$,
- ii) $\lambda/\delta = 0$, for $\varepsilon > 50\text{eV}$.

The variation of E_M^+ and E_M^- that we obtain after this calculation verify reasonably well the relation $E_M^+ + E_M^- = 2E_M$, as shown in Fig.11. These values are those used in the calculation of ΔT plotted in Fig.6(b) of the main text. Using Eqs.(29-30) of the main text and

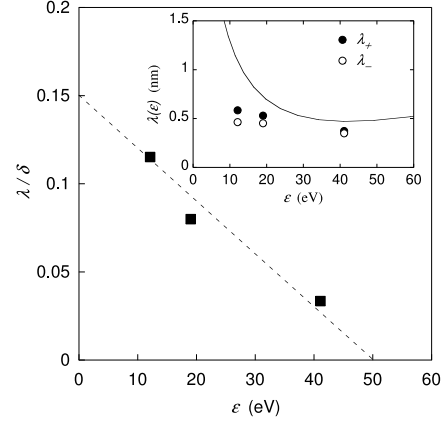


FIG. 10: Variation of λ/δ , the spin-asymmetry of the electron mean-free-path in iron deduced the values of λ_+ and λ_- (inset) reported in Ref.5. The dashed line corresponds to the variation of λ/δ that we have used in the expression of λ_+ and λ_- of Eq.(B1) for the calculation of E_M^+ and E_M^- .

assuming that $f_s(\varepsilon) \approx f(\varepsilon)$ and $E_s \approx E_M$, we may write ΔT on the following convenient form:

$$\Delta T \approx 2P_0 \int_0^\infty \alpha(\varepsilon) \left[\frac{\varepsilon}{E_M} A_p(\varepsilon) - 2A_{E_p} \right] f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (\text{B2})$$

The spin asymmetry of the primary electron distribution $A_p(\varepsilon)$ determines the spin filtering effect and the spin-asymmetry of the primary electron mean energy A_{E_p} determines the spin-dependent secondary electron

multiplication. The variation of A_{Ep} obtained from the calculated values of E_M^+ and E_M^- is plotted in Fig.11. Below 100eV injection energy, A_{Ep} is almost constant and close to 0.5. Beyond 100eV, A_{Ep} decreases very slowly: over the entire probed energy range, the value of A_{Ep} ranges from 0.25 to 0.5. Note that, if minority-spin pri-

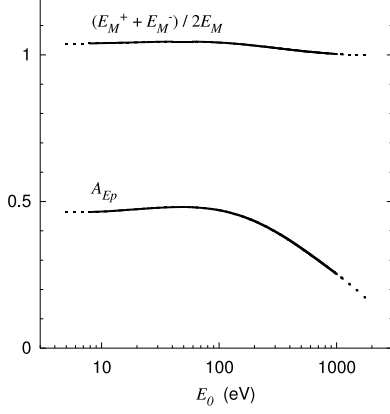


FIG. 11: Variation of $A_{Ep} = (E_M^+ - E_M^-)/(E_M^+ + E_M^-)$, the spin-asymmetry of the electron mean-energy and of the ratio $(E_M^+ + E_M^-)/2E_M$ with injection energy E_0 . These quantities are obtained from the variation of E_M , E_M^+ and E_M^- which have been independently calculated as described in Sec.III.A.2 using respectively $\lambda(\varepsilon)$, λ_+ and λ_- for the variation of the electron mean-free-path versus energy.

mary electrons had, in average, one more collision than majority-spin primary electrons, the spin-asymmetry of the primary electron mean energy would be equal to 2/3.

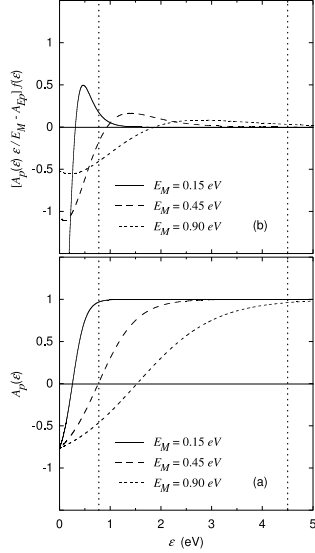


FIG. 12: Variation with electron energy (a) of $A_p(\varepsilon)$, the spin asymmetry of the electron distribution, and (b) of $\left[A_p(\varepsilon)\frac{\varepsilon}{E_M} - 2A_{Ep}\right]f(\varepsilon)$ the argument of the integral in the expression of ΔT [Eqs.(29 and (B2)]. Three calculated curves are shown corresponding to three different values of the electron mean energy E_M (0.15eV, 0.45eV, and 0.9eV) at the metal/oxide interface. The two vertical dotted lines indicate the positions of the two barrier heights ϕ_{SC} and ϕ_{Ox} .

For the evaluation of $A_p(\varepsilon)$, we use Eqs.(31) and (32). Fig.12(a) shows the variation of $A_p(\varepsilon)$ for three values of the mean energy E_M : 0.15eV, 0.45eV and 0.9eV, which correspond to three different values of the injection energy. The positions of the two barrier heights are indicated by vertical dotted lines. It is clear that for small values of the mean energy E_M , $A_p(\varepsilon)$ may be considered as constant and equal to unity for both contributions to the transmission, above ϕ_{SC} . and above ϕ_{Ox} . But for higher values of E_M , $A_p(\varepsilon)$ cannot be taken as equal to 1 above ϕ_{SC} . As a consequence, the spin dependent transmission should tend to decrease. The plot of $(\varepsilon/E_M A_p(\varepsilon) - 2A_{Ep})f(\varepsilon)$ for the same three values of E_M (Fig.12(b)) clearly shows that, the spin-dependent transmission above ϕ_{SC} should even become negative when E_M increases.

-
- * Electronic address: Yves.Lassailly@polytechnique.edu
- ¹ J. Unguris, D. T. Pierce, A. Galejs, and R. J. Celotta, *Physical Review Letters* **49**, 72 (1982).
 - ² E. Kisker, W. Gudat, and K. Schroder, *Solid State Communications* **44**, 591 (1982).
 - ³ H. Hopster, R. Raue, E. Kisker, G. Guntherodt, and M. Campagna, *Physical Review Letters* **50**, 70 (1983).
 - ⁴ D. R. Penn, S. P. Apell, and S. M. Girvin, *Physical Review B* **32**, 7753 (1985).
 - ⁵ D. P. Pappas, K. P. Kamper, B. P. Miller, H. Hopster, D. E. Fowler, C. R. Brundle, A. C. Luntz, and Z. X. Shen, *Physical Review Letters* **66**, 504 (1991).
 - ⁶ M. Getzlaff, J. Bansmann, and G. Schonhense, *Solid State Communications* **87**, 467 (1993).
 - ⁷ G. Schonhense and H. C. Siegmann, *Annalen Der Physik* **2**, 465 (1993).
 - ⁸ E. Vescovo, C. Carbone, U. Alkemper, O. Rader, T. Kachel, W. Gudat, and W. Eberhardt, *Physical Review B* **52**, 13497 (1995).
 - ⁹ Y. Lassailly, H. J. Drouhin, A. J. Vandersluijs, G. Lampel, and C. Marliere, *Physical Review B* **50**, 13054 (1994).
 - ¹⁰ A. van der Sluijs, Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique (1996).
 - ¹¹ J. C. Grobli, D. Guarisco, S. Frank, and F. Meier, *Physical Review B* **51**, 2945 (1995).
 - ¹² H. J. Drouhin, A. J. vanderSluijs, Y. Lassailly, and G. Lampel, *Journal Of Applied Physics* **79**, 4734 (1996).
 - ¹³ D. Oberli, R. Burgermeister, S. Riesen, W. Weber, and H. C. Siegmann, *Physical Review Letters* **81**, 4228 (1998).
 - ¹⁴ C. Cacho, Y. Lassailly, H. J. Drouhin, G. Lampel, and J. Peretti, *Physical Review Letters* **88**, 066601 (2002).
 - ¹⁵ D. J. Monsma, J. C. Lodder, T. J. A. Popma, and B. Dieny, *Physical Review Letters* **74**, 5260 (1995).
 - ¹⁶ T. Kinno, K. Tanaka, and K. Mizushima, *Physical Review B* **56**, R4391 (1997).
 - ¹⁷ P. N. First, J. A. Bonetti, D. K. Guthrie, L. E. Harrell, and S. S. P. Parkin, *Journal Of Applied Physics* **81**, 5533 (1997).
 - ¹⁸ A. Filipe, H. J. Drouhin, G. Lampel, Y. Lassailly, J. Nagle, J. Peretti, V. I. Safarov, and A. Schuhl, *Physical Review Letters* **80**, 2425 (1998).
 - ¹⁹ W. H. Rippard and R. A. Buhrman, *Applied Physics Letters* **75**, 1001 (1999).
 - ²⁰ S. van Dijken, X. Jiang, and S. S. P. Parkin, *Applied Physics Letters* **83**, 951 (2003).
 - ²¹ X. Jiang, S. van Dijken, R. Wang, and S. S. P. Parkin, *Physical Review B* **69**, 014413 (2004).
 - ²² N. Rougemaille, H.-J. Drouhin, G. Lampel, Y. Lassailly, J. Peretti, T. Wirth, and A. Schuhl, *AIP Conference Proceedings* **675**, 1001 (2003).
 - ²³ A. Filipe and A. Schuhl, *Journal Of Applied Physics* **81**, 4359 (1997).
 - ²⁴ A. Filipe, Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique (1997).
 - ²⁵ D. Lamine, Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique (2007).
 - ²⁶ As discussed in Refs.24 – 25, the oxide layer formed on GaAs is most probably Ga_2O_3 . The value of the oxide band gap measured on our samples is of about 4.6eV (see Ref.25). This is comparable with the values between 4eV and 5.2eV that can be found in the literature for the band gap of various gallium oxides : see for instance, M. Passlak, E. F. Schubert, W. S. Hobson, M. Hong, N. Moriya, S. N. G. Chu, K. Konstadinidis, J. P. Mannaerts, M. L. Schnoes, and G. J. Zydzik, *J. Appl. Phys.* **77**, 686 (1995); Z. Ji, J. Du, J. Fan, and W. Wang, *Optical Materials* **28**, 415 (2006).
 - ²⁷ M. P. Seah and C. P. Hunt, *Surface And Interface Analysis* **5**, 33 (1983).
 - ²⁸ It is sometimes considered that the primary and secondary electron distributions have identical shapes. This would only be the case if all the electrons had the same number of collisions along the transport whatever their final emerging energy (like in a thermalized electron distribution). This is not the case here and we consider that the number of collisions n that an electron undergoes during the transport across the metal layer depends on its exit energy ε . This assumption seems reasonable since, for instance, it is clear that electrons transmitted at the injection energy E_0 (i.e. with no energy loss) had no collision while electrons transmitted with an energy very close to the barrier height have certainly suffered in average many collisions. Then, according to the energy relaxation equation that we have used [Eq.(5)], we obtain $n(\varepsilon) = Ln(E_0/\varepsilon) / Ln(2)$. Consequently, at energy ε , the ratio of the total number of electrons (primaries and secondaries together) to the number of primary electrons is $F(\varepsilon) / f_p(\varepsilon) = 2^{n(\varepsilon)} = E_0/\varepsilon$.
 - ²⁹ In the configuration of the present experiment, we can only measure the transmission asymmetry related to the primary electron polarization. Therefore, the polarization of the secondary electrons can not be evidenced since its orientation is determined by that of the magnetic layer magnetization and not by the primary electron polarization. To evidence the spin-filtering of secondary electrons one should either use a spin-valve structure or measure the polarization of the transmitted electrons.

