

# Filtres à spin électronique

A la fin du XIX<sup>ème</sup> siècle, on avait établi que le courant électrique était dû au transport de charges négatives ponctuelles, les électrons. Trente ans plus tard, on découvrait que ces électrons possédaient également un petit dipôle magnétique que l'on a dénommé « spin ». La physique du XX<sup>ème</sup> siècle a largement démontré l'omniprésence de cette variable (liaison chimique, magnétisme...) et pourtant le développement prodigieux de l'électronique s'est appuyé sur le transport des charges sans que l'on fasse appel explicitement à la variable de spin. Ce n'est que très récemment qu'est né un nouveau domaine, l'électronique de spin, qui se propose d'utiliser le spin pour coder et transporter l'information. Pour ce faire, il est essentiel de pouvoir séparer les électrons suivant l'orientation de leur spin. L'objet de cet article est d'introduire le concept de filtre à spin en s'appuyant sur l'analogie que l'on peut établir entre le vecteur polarisation pour les photons et le spin pour les électrons et de montrer que les couches minces ferromagnétiques remplissent cette fonction de filtrage.

## Introduction

Le spin est, en mécanique quantique, une observable un peu mystérieuse, qui n'a pas d'analogie classique bien précis contrairement à l'impulsion, au moment cinétique, à la position... Et pourtant on s'en fait souvent une idée en l'associant à un moment cinétique intrinsèque de la particule. Ainsi les électrons qui ont un spin  $1/2$  et dont la projection sur une direction arbitraire peut prendre les valeurs  $\pm 1/2$  sont souvent décrits comme des toupies tournant dans un sens ou dans un autre. Le spin des électrons intervient de façon prépondérante dans tous les domaines de la physique : l'expérience de Stern et Gerlach a été cruciale pour élaborer la mécanique quantique ; les expériences de collisions, à très hautes énergies, d'électrons polarisés ont confirmé les théories unifiant les interactions faibles et électro-magnétiques ; la liaison chimique covalente se fait par association de deux spins opposés. En physique du solide, le spin des électrons est à l'origine du magnétisme. En effet, on associe au spin un moment magnétique élémentaire et, dans un solide magnétique, l'aimantation provient de ce qu'il existe davantage de spins électroniques pointant dans une direction (spins majoritaires) que dans la direction opposée (spins minoritaires).

Pour étudier un grand nombre de problèmes fondamentaux en physique, il est donc utile de disposer d'électrons dont les spins sont majoritairement orientés dans une direction, autrement dit, d'électrons polarisés. Depuis la fin des années 1970, on dispose de sources d'électrons polarisés intenses, performantes et commodes. Ces sources sont des photocathodes à base de semi-conducteurs III-V (type arséniure de gallium) éclairées en lumière polarisée circulairement.

---

Article proposé par :

Nicolas Rougemaille, [nicolas.rougemaille@polytechnique.fr](mailto:nicolas.rougemaille@polytechnique.fr)

Yves Lassailly, [yves.lassailly@polytechnique.fr](mailto:yves.lassailly@polytechnique.fr)

Georges Lampel, [georges.lampel@polytechnique.fr](mailto:georges.lampel@polytechnique.fr)

Jacques Peretti, [jacques.peretti@polytechnique.fr](mailto:jacques.peretti@polytechnique.fr)

Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, CNRS/Ecole Polytechnique.

De façon complémentaire, il faut pouvoir analyser la polarisation des électrons ayant interagi avec le système étudié. Dans ce domaine, la situation est moins favorable que pour les sources. Le polarimètre de référence est le détecteur de Mott dont le principe de fonctionnement est basé sur l'interaction spin-orbite (encadré 1), qui induit une asymétrie en spin de la diffusion d'électrons de haute énergie par les atomes d'un film de métal lourd. Ce polarimètre présente plusieurs inconvénients qui limitent son utilisation : il est encombrant, il nécessite des tensions de quelques dizaines de kilovolts, il est peu sensible. Ces inconvénients sont inhérents à la faiblesse de l'interaction spin-orbite qui est d'origine magnétique, comparée à l'interaction coulombienne qui, elle, est d'origine électrostatique.

Il serait donc intéressant d'utiliser l'interaction coulombienne pour discriminer les électrons suivant l'orientation de leurs spins. C'est ce que l'on peut faire si l'on fait interagir les électrons avec un solide ferromagnétique. Dans ce cas, l'interaction d'échange (encadré 1) introduit une dissymétrie en spin de la densité des états électroniques qui induit une asymétrie de l'efficacité des collisions électron-électron suivant l'orientation relative de leur spin. La manière la plus directe de mettre en évidence cette asymétrie est de réaliser une expérience de transmission d'un faisceau d'électrons polarisés de spin au travers d'une mince couche ferromagnétique. Nos expériences montrent que les électrons de spin parallèle aux spins majoritaires dans le métal ferromagnétique sont mieux transmis que ceux de spin opposé. Cet effet de filtre à spin est très efficace pour des couches de seulement quelques nanomètres d'épaisseur.

En plus d'une compréhension fine des interactions dépendantes du spin dans les solides ferro-magnétiques, ces

## Encadré 1

### Interaction spin-orbite/interaction d'échange

Les interactions qui dépendent du spin des électrons sont l'interaction spin-orbite et l'interaction d'échange que l'on peut comprendre qualitativement de la façon suivante.

L'interaction spin-orbite est de nature magnétique. Elle est due au couplage du moment magnétique élémentaire de l'électron associé à son spin avec le champ magnétique qu'il ressent sur sa trajectoire. Ce champ est le corollaire relativiste, dans le référentiel propre de l'électron, du champ électrique exercé par les noyaux atomiques, dans le référentiel du laboratoire. Il est d'autant plus intense que les noyaux sont lourds.

L'interaction d'échange, de nature électrostatique, est une conséquence directe du principe de Pauli qui stipule que deux

électrons ne peuvent pas exister dans le même état quantique. Ainsi, deux électrons de spins anti-parallèles peuvent se trouver au même point de l'espace, ce qui n'est pas possible pour deux électrons de spins parallèles. L'interaction coulombienne entre deux électrons est donc plus forte lorsque leurs spins sont anti-parallèles que lorsque leurs spins sont parallèles. Cette différence s'appelle l'interaction d'échange, elle est d'origine coulombienne et tend à favoriser les configurations où les spins sont parallèles. Dans les matériaux magnétiques, elle est à l'origine du déséquilibre des densités d'états électroniques entre les deux directions de spin qui conduit à l'existence d'un ordre magnétique.

expériences conduisent au développement de polarimètres qui présentent de nombreux avantages par rapport aux dispositifs existants : faibles dimensions (quelques cm<sup>3</sup>), faibles tensions d'utilisation (quelques volts à quelques centaines de volts), sensibilité équivalente aux meilleurs polarimètres existants...

### Analogie avec l'optique

Pour discuter des effets de filtre à spin agissant sur un faisceau d'électrons, il est commode d'utiliser l'analogie avec un faisceau de photons transmis au travers de filtres à polarisation que sont les polariseurs et analyseurs de polarisation. Ce qui caractérise de tels filtres, c'est que l'intensité lumineuse qu'ils transmettent dépend de l'état de polarisation des photons qui les traversent. Les photons peuvent être dans l'un des deux états de polarisation (horizontal ou vertical, s'il s'agit de polarisation linéaire, ou bien droite ou gauche, s'il s'agit de polarisation circulaire), et on associe à ces états de polarisation les transmissions  $T^H$  et  $T^V$  pour un filtre de polarisation linéaire ou  $T^D$  et  $T^G$  pour un filtre de polarisation circulaire. Dans la suite, on appellera « + » et « - » les deux états de polarisation complémentaires (pour les photons :  $H$  et  $V$  ou  $D$  et  $G$ ) et les transmissions du filtre correspondant à ces deux états seront notées  $T^+$  et  $T^-$ . L'analogie entre photons et électrons est particulièrement frappante dans le cas des polarisations lumineuses circulaires car ces deux états correspondent à des photons portant un moment cinétique +1 ou -1 le long de la direction de propagation, exactement comme pour les électrons dont les états « + » et « - » correspondent à des moments angulaires intrinsèques dont la projection le long de la direction de quantification (qui est la direction de propagation dans notre cas) est égale à + 1/2 ou - 1/2.

### Un peu d'algèbre...

Considérons un faisceau incident (de photons ou d'électrons) entrant dans le filtre, d'intensité totale  $I = I^+ + I^-$ ,

où  $I^+$  et  $I^-$  représentent les flux de particules dans les deux états de polarisation « + » et « - ». Dans le cas général, le faisceau incident est partiellement polarisé, c'est-à-dire que la proportion  $I^+/I$  de particules dans l'état « + » est différente de la proportion  $I^-/I$  de particules dans l'état « - ». L'intensité collectée à la sortie du filtre, c'est-à-dire transmise à travers le filtre, est alors égale à

$$I_C = T^+ I^+ + T^- I^-$$

que l'on peut encore écrire :

$$I_C = T^+ I^+ + T^- (I - I^+)$$

ou bien

$$I_C = T^+ (I - I^-) + T^- I^-$$

En effectuant la demi-somme des deux expressions précédentes on obtient :

$$I_C = (1/2)(T^+ + T^-)(I^+ + I^-) + (1/2)(T^+ - T^-)(I^+ - I^-)$$

Si l'on introduit la quantité  $P = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$  qui définit la polarisation du faisceau incident, l'intensité du faisceau transmis prend la forme simple :

$$I_C = T I (1 + S P)$$

où  $T = (1/2)(T^+ + T^-)$  est la transmission moyenne du filtre et  $S = (T^+ - T^-)/(T^+ + T^-)$  est la sélectivité en polarisation du polarimètre. Un filtre en polarisation est entièrement défini par  $T$  et  $S$ . Le filtre est d'autant plus discriminant en polarisation que la valeur absolue de  $S$  est proche de l'unité. En polarimétrie d'électron,  $S$  est appelé fonction de Sherman du filtre.

Par ailleurs, on peut également s'intéresser à la polarisation  $P_C = (I_C^+ - I_C^-)/(I_C^+ + I_C^-)$  du faisceau transmis, où

$I_C^+$  et  $I_C^-$  correspondent aux flux de particules transmises dans les états « + » et « - ».

On montre aisément que :

$$I_C^+ - I_C^- = T^+I^+ - T^-I^- = TI(S + P)$$

et donc :

$$P_C = (S + P)(1 + SP).$$

**... et quelques commentaires**

Pour avoir une image intuitive de l'effet d'un filtre en polarisation, il est commode de considérer le cas d'un faisceau incident non-polarisé d'intensité totale  $I$ . Ce faisceau est formé d'un mélange en proportions égales de particules « + » et « - », c'est-à-dire que  $I^+ = I^- = I/2$ . L'intensité  $I_C$  et  $P_C$  la polarisation du faisceau transmis à travers le filtre sont alors  $I_C = TI$  et  $P_C = S$ . Ces expressions indiquent, d'une part, que l'intensité du faisceau transmis est égale à l'intensité incidente atténuée par le coefficient de transmission moyen du filtre, et, d'autre part, que le faisceau transmis a acquis une polarisation égale à la sélectivité en polarisation du filtre.

Un filtre en polarisation « parfait » est caractérisé par  $T = 1/2$  et  $S = 1$  (ce qui correspond, par exemple, à  $T^+ = 1$  et  $T^- = 0$ ). Dans ce cas, pour un faisceau incident non-polarisé, le faisceau transmis est d'intensité égale à la moitié de l'intensité incidente et de polarisation 100 % (seules les particules dont l'état de polarisation a le même signe que celui sélectionné par le filtre sont transmises). Par ailleurs, un faisceau incident totalement polarisé est soit transmis sans atténuation, soit complètement éteint, selon que sa polarisation a le même signe (analyseur parallèle) ou le signe opposé (analyseur croisé) à celle sélectionnée par le filtre. Pour les photons, on peut assez facilement disposer de filtres qui ont une transmission moyenne  $T$  proche de 1/2 et une sélectivité en polarisation  $S$  voisine de 1 ou -1. En revanche, comme nous allons le discuter dans la suite, il est très difficile de disposer de filtres à spin électronique dont les caractéristiques soient proches du filtre parfait.

**Filtre à spin pour électron libre : la couche magnétique**

On peut distinguer deux types de filtre à polarisation de photons : ceux qui séparent les trajectoires des photons « + » et « - » (cristaux biréfringents du type spath d'Islande) et ceux qui absorbent un état de polarisation et transmettent l'autre état (films polymériques contenant des molécules dont l'absorption est anisotrope).

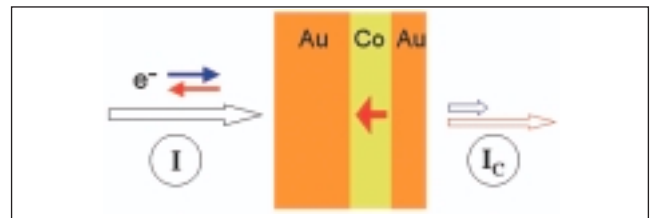
Pour les électrons la même distinction existe. Dans les dispositifs dont le fonctionnement est basé sur la séparation des trajectoires des électrons « + » et « - », la sélectivité en spin a pour origine le couplage spin-orbite. C'est le cas des

polarimètres de Mott. D'autres systèmes sont basés sur l'absorption préférentielle d'un état de spin ayant pour origine l'interaction d'échange. C'est le cas des filtres à spin à base de couches minces magnétiques (encadré 2).

L'expérience qui permet de mettre en évidence un effet de filtre à spin dans une couche magnétique est une expérience où l'on mesure la transmission d'un faisceau d'électrons libres polarisés de spin au travers d'un film mince métallique magnétique (figure 1).

Dans cette expérience, réalisée en ultra-vide, on utilise une source d'électrons libres constituée d'une photocathode en arséniure de gallium (GaAs) dont on a abaissé le travail de sortie de la surface par coadsorption d'une couche atomique de césium et d'oxygène. Ainsi, les électrons, excités au bas de la bande de conduction du semi-conducteur par absorption d'une lumière d'énergie proche de la largeur de la bande interdite, peuvent être émis dans le vide. Lorsque la lumière d'excitation est polarisée circulairement,  $\sigma^+$  ou  $\sigma^-$ , le faisceau d'électrons émis est polarisé en spin, parallèlement ou anti-parallèlement à leur direction de propagation. Dans notre expérience, la polarisation du faisceau d'électrons incidents est  $P = \pm 24\%$ , et son intensité  $I$  est typiquement égale à 100 nA. Les électrons incidents sont injectés dans le filtre à spin avec une énergie voisine du niveau du vide des faces d'entrée et de sortie du filtre qui sont de l'ordre de quelques électron-volts au-dessus du niveau de Fermi dans le solide. Dans ces conditions d'injection, les électrons transmis sont ceux qui n'ont pas perdu d'énergie au cours de leur transport (régime balistique).

Le filtre à spin est un film mince métallique, de 23 nm d'épaisseur totale, auto-supporté sur un diaphragme d'ouverture 2 mm. Compte tenu de ces dimensions, la fabrication de cette structure est particulièrement délicate (encadré 3). Le film métallique est constitué d'une couche de cobalt de 1nm d'épaisseur insérée entre deux couches d'or d'épaisseurs respectives 20 nm et 2 nm qui protègent la couche magnétique de l'oxydation et assurent la tenue mécanique de l'ensemble. Pour une épaisseur de 1nm, la



**Figure 1** - Représentation schématique d'une expérience de transmission d'électrons libres polarisés de spin au travers d'une couche Au/Co/Au auto-supportée. Les flèches pleines indiquent l'orientation de la polarisation de spin des électrons incidents (qui peut être retournée optiquement) et l'aimantation  $M$  de la couche magnétique (qui peut être retournée par une impulsion de champ magnétique). Les flèches évidées représentent les faisceaux d'électrons incidents (correspondant à un courant injecté  $I$ ) et transmis (correspondant au courant collecté  $I_C$ ). Les couleurs des flèches représentant le faisceau transmis indiquent la répartition en spin des électrons transmis.

### Origine de l'effet de filtre à spin dans les couches minces magnétiques

Dans un composé ferromagnétique, l'aimantation est due à l'interaction d'échange qui induit une dissymétrie dans la densité des états électroniques pour les deux directions de spin, majoritaire et minoritaire. Ainsi, un électron injecté dans un métal magnétique ne subit pas les mêmes collisions suivant que son état de spin est parallèle ou anti-parallèle au spin des électrons majoritaires. Il en résulte un libre parcours moyen et donc une absorption dépendant du spin. On peut ainsi écrire la transmission d'électrons de spin « + » et « - », au travers d'une couche magnétique d'épaisseur  $d$ , comme :  $T^+ = \exp(-d/\lambda^+)$  et  $T^- = \exp(-d/\lambda^-)$ , où  $\lambda^+$  et  $\lambda^-$  sont les longueurs d'atténuation (assimilables aux libres parcours moyens dans un transport balistique) dans le métal magnétique pour les électrons de spin « + » et « - ». Il est commode d'exprimer  $1/\lambda^+$  et  $1/\lambda^-$  en fonction d'un libre parcours moyen  $\lambda$  et d'une longueur caractéristique de discrimination en spin  $\delta$  tels que :

$$\frac{1}{\lambda^+} = \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\delta} \quad \text{et} \quad \frac{1}{\lambda^-} = \frac{1}{\lambda} + \frac{1}{\delta}$$

On obtient alors les expressions de la transmission moyenne  $T$  et la sélectivité en spin  $S$  du filtre, :

$$T = (1/2)(T^+ + T^-) = \exp(-d/\lambda) \cosh(d/\delta)$$

$$S = (T^+ - T^-)/(T^+ + T^-) = \tanh(d/\delta)$$

Les quantités  $\lambda$  et  $\delta$  sont intrinsèques au matériau magnétique. Le seul paramètre dont on dispose pour optimiser un filtre à spin est l'épaisseur  $d$  de la couche. Lorsque l'on augmente  $d$ , on peut atteindre des valeurs de la sélectivité  $S$  voisines de 1. Mais dans le même temps la transmission moyenne  $T$  diminue très rapidement. L'optimisation de l'épaisseur du filtre à spin résultera donc d'un compromis entre sélectivité et transmission.

Les expériences qui sont présentées ici donnent trois valeurs de  $S$  pour trois couches d'épaisseurs différentes :  $S = \pm 0,37$  pour une structure Au / Co / Au, où la couche de cobalt a pour épaisseur  $d = 1$  nm, et  $S_1 = \pm 0,34$  et  $S_2 = \pm 0,49$  pour une bicouche magnétique Au / Co / Au / Co / Au, où les couches de cobalt ont pour épaisseur respective  $d = 0,8$  nm et  $d = 1,3$  nm. En utilisant l'expression ci-dessus de la sélectivité en spin, on déduit de ces mesures de  $S$  trois valeurs très proches de la distance de discrimination en spin dans le cobalt à l'énergie considérée :  $\delta \approx 2,4$  nm. Cette valeur est voisine de l'épaisseur totale  $d_T = d_1 + d_2 = 2,1$  nm de la bicouche de cobalt, ce qui explique que la fonction de Sherman  $|S_T| = \tanh(d_T/\delta) = 0,71$  de l'ensemble de la bicouche en configuration parallèle soit proche de l'unité, c'est-à-dire que la bicouche est très sélective en spin.

La deuxième quantité qui caractérise un filtre en polarisation est sa transmission  $T = I_C(0)/I$ . Pour les filtres à spin du type Au / Co / Au, la transmission est définie non seulement par l'épaisseur de cobalt mais aussi par l'épaisseur totale de la multi-couche. Les mesures de courant transmis présentées ici montrent que les transmissions typiques des filtres à spin électronique sont de l'ordre de  $10^{-4}$ . Ceci est dû au fait que le libre parcours moyen des électrons dans le métal est, pour des énergies de quelques électrons-volts au-dessus du niveau de Fermi, de l'ordre de 2 nm, soit un dixième seulement de l'épaisseur typique de la multi-couche. On voit donc qu'il est possible d'élaborer des filtres à spin très sélectifs ( $S$  proche de l'unité) mais augmenter la transmission est très problématique : il serait nécessaire de diminuer significativement les épaisseurs des films, tout en conservant la continuité et l'homogénéité de la couche.

couche de cobalt a un axe de facile aimantation perpendiculaire au plan de la couche, c'est-à-dire parallèle (ou anti-parallèle) à la polarisation de spin du faisceau d'électrons incidents. Le champ coercitif de la couche, c'est-à-dire le champ magnétique  $H_C$  qu'il est nécessaire d'appliquer pour retourner l'aimantation de la couche, est de l'ordre de 0,1 Tesla et l'aimantation rémanente de la couche en champ nul est très proche de son aimantation à saturation en champ fort. Il est donc possible d'inverser l'aimantation de la couche simplement par application d'une impulsion de champ magnétique supérieure à  $H_C$  et d'effectuer les mesures de transmission d'électrons polarisés en champ nul à l'aimantation rémanente.

La figure 2 montre la variation de l'intensité  $I_C$  du faisceau transmis au travers du filtre, mesurée sur une électrode collectrice, lorsque la polarisation de spin des électrons incidents est retournée périodiquement en inversant l'hélicité ( $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$ ) de la lumière excitant la photocathode en GaAs. On constate que la valeur du courant transmis est modulée par le renversement soit de la polarisation de spin ( $\pm P$ ) du faisceau incident, soit de l'aimantation de la couche de

cobalt ( $\pm S$ ). Cette modulation du courant démontre l'effet de filtre à spin qui ne dépend que de l'orientation relative de la polarisation incidente et de l'aimantation.

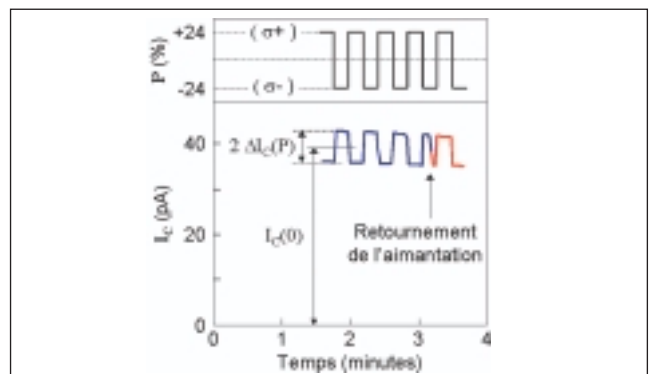


Figure 2 - Variation, en fonction du temps, du courant transmis  $I_C$  au travers du filtre à spin Au/Co/Au, pour un faisceau incident dont la polarisation  $P$  est modulée périodiquement entre +24 % et -24 % en modulant la polarisation de la lumière d'excitation entre les états  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$ . L'amplitude des crêteaux  $\Delta I_C$  illustre l'effet de filtre à spin.  $\Delta I_C$  s'inverse avec le retournement de l'aimantation obtenu par une impulsion de champ magnétique.



**Encadré 3**

**Un filtre à spin électronique au bout des doigts**

La fabrication des filtres à spin mérite une mention spéciale. Les multicouches métalliques auto-supportées, formées d'une alternance de films minces d'or et de cobalt, sont élaborées par évaporation sous vide. La première étape de la fabrication consiste à évaporer sur un substrat de verre une fine couche de sel (6 nm de NaCl). Puis, la première couche d'or, d'épaisseur typique 20nm, est déposée sur la surface de sel. Un recuit in-situ à 150 °C a deux effets : d'une part, un lissage de la surface, et, d'autre part, une recristallisation et une texturation de la couche d'or avec l'axe [111] perpendiculaire au plan du film. Cette procédure permet alors la croissance d'une couche continue de seulement quelques plans atomiques de cobalt cristallin, avec son axe c orienté perpendiculairement à la surface. Enfin, la deuxième couche d'or, de typiquement 2 nm d'épaisseur, est déposée sur le cobalt pour en éviter l'oxydation. Mais l'histoire ne s'arrête pas là et l'étape suivante est la plus délicate. L'échantillon est sorti de l'enceinte à vide et plongé dans l'eau. La couche de sel se dissout, le film d'or-cobalt se décolle du substrat et flotte à la surface de l'eau. Il « suffit » alors de le repêcher sur un diaphragme métallique d'ouverture 2mm pour tenir un filtre à spin électronique au bout des doigts...(figure 1)



Figure - Photographie d'une feuille d'or de 23 nm d'épaisseur auto-supportée sur une grille métallique de pas millimétrique.

L'asymétrie de transmission  $A = \frac{I_C(P) - I_C(-P)}{I_C(P) + I_C(-P)}$  est de 9 %. D'après l'expression de la sélectivité en polarisation écrite plus haut, on peut montrer que  $S = A/P$ . On déduit alors que la fonction de Sherman de la couche de cobalt de 1 nm d'épaisseur vaut  $S = \pm 0,37$ .

**Système polariseur/analyseur pour électrons : la bicouche magnétique**

En optique, on utilise souvent un couple de filtres à polarisation, polariseur/analyseur, et on considère quatre configurations du système  $[S_1, S_2]$  : deux parallèles,  $[+, +]$  et  $[-, -]$ , et deux anti-parallèles ou croisées,  $[+, -]$  et  $[-, +]$ .

Pour un faisceau incident d'intensité  $I$  et de polarisation  $P$ , le premier filtre transmet un faisceau d'intensité et de polarisation

$$I' = T_1 I (1 + S_1 P)$$

$$P' = (S_1 + P) / (1 + S_1 P)$$

Puis le faisceau transmis par le deuxième filtre a pour intensité et polarisation

$$I_C = T_2 I' (1 + S_2 P')$$

$$P_C = (S_2 + P') / (1 + S_2 P')$$

En utilisant les expressions de  $I'$  et  $P'$  on peut mettre  $I_C$  et  $P_C$  sous leur forme usuelle :

$$I_C = T I (1 + S P),$$

$$P_C = (S + P) / (1 + S P).$$

où  $T = T_1 T_2 (1 + S_1 S_2)$  et  $S = (S_1 + S_2) / (1 + S_1 S_2)$  sont la transmission et la sélectivité en polarisation du couple polariseur/analyseur dans la configuration  $[S_1, S_2]$ .

Pour un faisceau non polarisé, on voit que la transmission peut prendre deux valeurs, associées à  $T = T_1 T_2 (1 \pm |S_1| |S_2|)$ , la plus grande correspond au cas où polariseur et analyseur sont parallèles et la plus faible correspond au cas où ils sont croisés. Pour un faisceau de polarisation  $P$  non nulle, l'intensité transmise prend quatre valeurs distinctes correspondant aux quatre configurations du système. A partir de ces quatre valeurs, on détermine quatre quantités : le produit  $T_1 T_2$ , les sélectivités  $S_1$  et  $S_2$ , et la polarisation  $P$  du faisceau incident.

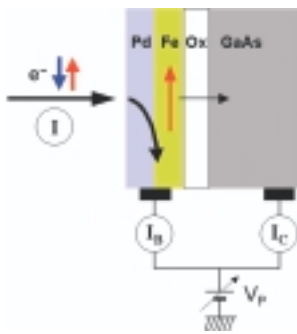
Pour les électrons, le système analogue au couple polariseur/analyseur est une structure constituée de deux couches magnétiques. Le système considéré ici est constitué de deux couches de cobalt ferromagnétique insérées entre trois couches d'or. Ces couches d'or, non sélectives en spin, atténuent fortement le courant transmis mais ne modifient pas la sélectivité globale du système. Si l'on choisit les deux couches magnétiques d'épaisseurs,  $d_1$  et  $d_2$ , différentes, leurs champs coercitifs  $H_1^C$  et  $H_2^C$  sont distincts. On peut alors préparer la bicouche dans chacune des quatre configurations mentionnées, simplement par application d'un champ magnétique adéquat, et mesurer, pour un faisceau incident de polarisation  $P$  non nulle, les quatre valeurs de  $I_C(P)$  correspondant aux quatre configurations d'aimantation de la bicouche.

## Effet de filtre à spin dans les jonctions metal ferromagnétique/semi-conducteur

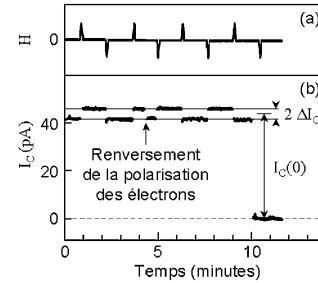
La dépendance en spin des propriétés de transport électronique dans les métaux ferromagnétiques est exploitée dans des structures couplant ces matériaux avec des solides non magnétiques. Le cas le plus connu est celui des films métalliques constitués d'une alternance de couches ultra-minces magnétiques et non-magnétiques, dont la configuration d'aimantation peut être préparée dans deux états distincts suivant la valeur du champ magnétique appliqué : un état parallèle où les aimantations de toutes les couches sont orientées dans le même sens, un état anti-parallèle où les aimantations de deux couches successives sont de sens opposés. Dans ces deux configurations, la résistance de la multicouche est significativement différente. Cette variation importante de résistance avec le champ magnétique appliqué constitue l'effet de magnéto-résistance géante. De façon plus générale, on s'intéresse à des systèmes composites dans lesquels le courant peut être contrôlé via le spin des porteurs de charge. Parmi ces systèmes, ceux qui associent des métaux ferromagnétiques et des semi-conducteurs sont étudiés pour leurs applications potentielles en électronique de spin.

Dans une structure de type diode Schottky par exemple, formée d'une couche mince d'un métal ferromagnétique déposée sur un semi-conducteur, il est possible d'utiliser l'effet de filtre à spin dans la couche magnétique pour contrôler la valeur (ou la polarisation) du courant qui traverse la jonction. Cet effet est mis en évidence par des expériences de transmission d'électrons polarisés similaires à celles réalisées sur les multicouches du type or / cobalt / or. Un faisceau d'électrons d'intensité  $I$ , d'énergie  $E_P$  et de polarisation  $P$ , est injecté depuis le vide dans la couche métallique et le courant  $I_C$  qui traverse la jonction est collecté dans le semi-conducteur. La figure 1 représente le schéma de l'expérience réalisée sur une jonction constituée d'une couche de fer de 3,5 nm d'épaisseur, déposée sur la surface oxydée d'un substrat de GaAs. Une couche de palladium de 5 nm d'épaisseur recouvre la couche de fer et la protège de l'oxydation.

Comme le montre la figure 2, les électrons sont filtrés en spin à la traversée de la couche magnétique et la valeur du courant  $I_C$  dépend de l'orientation relative (parallèle ou anti-parallèle) de l'aimantation de la couche de fer et de la polarisation des élec-



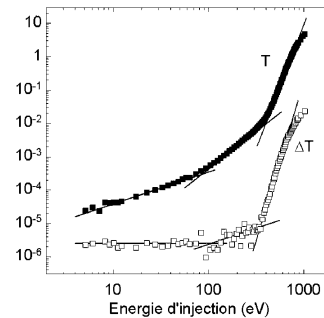
**Figure 1** - Schéma d'une expérience de transmission d'électrons polarisés à travers une jonction Pd / Fe / oxyde / GaAs. Les flèches de couleur indiquent la direction de la polarisation des électrons et de l'aimantation du fer. Les flèches noires représentent les courants d'électrons incidents, absorbés dans le métal et transmis dans le semi-conducteur.



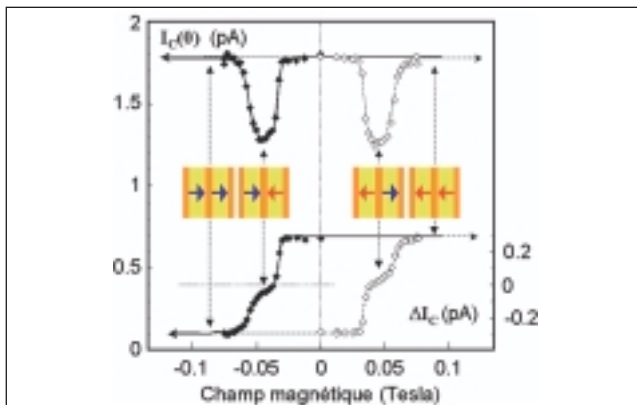
**Figure 2** - a) Séquence d'impulsions de champ magnétique appliquée pour retourner périodiquement l'aimantation de la couche de fer. (b) Variation du courant transmis au travers de la jonction Pd Fe /oxyde/ GaAs pour un faisceau incident d'intensité  $I = 100$  nA, de polarisation  $P = 24$  % et d'énergie  $E_P = 5$  eV.

trons injectés. Pour des électrons incidents d'énergie  $E_P = 5$  eV et de polarisation  $P = \pm 24$  %, l'asymétrie en spin du courant collecté  $A = \Delta I_C / I_C(0)$  est de 5 %. En prenant en compte la dilution de la polarisation par les collisions électron-électron dans le palladium, on déduit de la mesure de  $A$ , que la sélectivité en spin  $S$  de la couche de fer vaut 0,6.

Dans cette expérience, il est possible de varier l'énergie  $E_P$  des électrons injectés en ajustant la différence de potentiel  $V_P$  entre la source et la jonction-cible. La figure 3 présente la variation de la transmission  $T$  et de sa dépendance en spin  $\Delta T$ , en fonction de  $E_P$ . Dans la gamme des basses énergies (entre 5 et 100 eV), la transmission croît alors que sa dépendance en spin reste constante. Ces variations sont dues à la multiplication des électrons par excitation d'électrons secondaires non polarisés dans le palladium. Mais à partir de 100 eV, à la fois  $T$  et  $\Delta T$  croissent et, au-delà de 350 eV,  $\Delta T$  croît même plus vite que  $T$ . Ce phénomène inattendu est lié à la variation, avec  $E_P$ , de la distribution en énergie et en spin des électrons transmis et à la dépendance en énergie de la transmission au travers de la fine couche d'oxyde. Il indique qu'en opérant à haute énergie d'injection, il est possible de disposer de filtre à spin électronique qui allie à la fois une grande transmission (supérieure à 1) et une forte sélectivité en spin.



**Figure 3** - Variation, avec l'énergie d'injection  $E_P$ , de la transmission  $T$  et de sa dépendance en spin  $\Delta T$  au travers de la jonction Pd/Fe/oxyde/GaAs, pour un faisceau incident de polarisation  $P = 24$  % (les échelles sont logarithmiques).



**Figure 3** - Variation, en fonction du champ magnétique, du courant transmis  $I_C(0)$  au travers de la bicouche pour un faisceau incident non polarisé et de la composante dépendante du spin du courant transmis  $\Delta I_C(P)$ , pour un faisceau de polarisation  $P = 24\%$ . Les quatre configurations magnétiques de l'échantillon sont indiquées schématiquement.

Dans la pratique, plutôt que de mesurer  $I_C(P)$ , il est plus commode de mesurer  $I_C(0) = [I_C(P) + I_C(-P)]/2$  et  $\Delta I_C = [I_C(P) - I_C(-P)]/2$ , puis d'utiliser la relation  $I_C(P) = I_C(0) + \Delta I_C(P)$ .

La figure 3 montre la variation de  $I_C(0)$  mesurée en utilisant un faisceau incident non polarisé et en balayant les configurations d'aimantation de la bicouche par application d'un champ magnétique. On distingue les deux valeurs du courant collecté correspondant aux configurations parallèle (proportionnelle à  $1 + |S_1||S_2|$ ) et anti-parallèle (proportionnelle à  $1 - |S_1||S_2|$ ). Ces valeurs diffèrent de 30 % dans la structure étudiée qui comporte deux couches de cobalt de seulement 0,8 nm et 1,3 nm d'épaisseur. Si ce système polariseur/analyseur était parfait, cette différence serait de 100 %, car  $I_C(0)$  s'annulerait dans les états anti-parallèles  $[+, -]$  et  $[-, +]$ .

Sur la Figure 3, est également représentée la variation de  $\Delta I_C$  mesurée pour un faisceau incident de polarisation  $\pm P$  en fonction du champ magnétique appliqué. Cette courbe

décrit le cycle d'hystérésis magnétique de la structure et met en évidence quatre paliers correspondant aux quatre configurations d'aimantation de la bicouche.

A partir de ces mesures, on détermine  $S_1 = \pm 0,34$  et  $S_2 = \pm 0,49$ , d'où l'on déduit la valeur de la fonction de Sherman globale de la bicouche dans la configuration parallèle :  $|S| = 0,71$ . En utilisant la mesure de l'asymétrie dans cette même configuration,  $A = \pm 0,17$ , on obtient la valeur de la polarisation du faisceau incident :  $P = A/S = \pm 0,24$ , ce qui est précisément la valeur de la polarisation délivrée par la source d'électrons polarisés de notre expérience.

## Conclusion

Les études de transmission d'électrons libres polarisés de spin au travers de filtres à spin magnétiques constitués de couches magnétiques ultra-minces auto-supportées permettent d'accéder aux grandeurs caractéristiques des mécanismes de transport dépendants du spin dans les métaux ferromagnétiques (dépendance en spin du libre parcours moyen, voir encadré 2). Par ailleurs, elles ouvrent la voie à la réalisation pratique d'analyseurs de spin électronique performants ( $S$  proche de 1), commodes (faibles tensions d'utilisation) et beaucoup moins encombrants que les polarimètres de Mott couramment utilisés (gain de 5 ordres de grandeur sur le volume du dispositif). L'inconvénient majeur de ces systèmes auto-supportés réside dans leur fragilité. Pour palier cet inconvénient, on peut réaliser les mêmes fonctions sur des structures métal ferromagnétique/semi-conducteur (encadré 4). Dans ces dispositifs, le collecteur de courant transmis est intégré : c'est le substrat semi-conducteur qui assure la robustesse du filtre à spin. De plus, ces jonctions sont intéressantes à deux titres : des effets physiques spectaculaires et inattendus sont observés sur leurs propriétés de transport dépendant du spin, et elles constituent des systèmes modèles pour étudier l'injection et la collection de spin dans les dispositifs de l'électronique de spin.

## Pour en savoir plus

– Sur les sources d'électrons polarisés :

DROUHIN (H.-J.), HERMANN (C.), LAMPEL (G.), *L'Arséniure de Gallium, une source à électrons mono-chromatiques et polarisés*, Images de la Physique, Suppl. au Courrier du CNRS n° 85, p. 86 (1985).

– Sur les filtres à spin auto-supportés :

LASSAILLY (Y.), DROUHIN (H.-J.), VAN DER SLUIJS (A.J.), LAMPEL (G.), MARLIÈRE (C.), *Spin-dependent transmission of low-energy electrons through ultra-thin magnetic layers*, Physical Review B **50**, 13054 (1994).

CACHO (C.), LASSAILLY (Y.), DROUHIN (H.-J.), LAMPEL (G.), PERETTI (J.), *Spin filtering of free electrons by magnetic multilayers : Towards an efficient self-calibrated spin polarimeter*, Physical Review Letters **88**, 066601 (2002).

– Sur les filtres à spin déposés sur semi-conducteur :

FILIFE (A.), DROUHIN (H.-J.), LAMPEL (G.), LASSAILLY (Y.), NAGLE (J.), PERETTI (J.), SAFAROV (V.I.), SCHUHL (A.), *Spin-dependent transmission of electrons through the ferromagnetic metal base of a hot-electron transistor-like system*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2425 (1998).