

Mise en perspective didactique d'un dossier de recherche

Raphaël Aeschlimann

18 juin 2021

1 Parcours universitaire et scientifique

Cursus

2011-2012 : CPGE PCSI-PC, *Lycée Condorcet*.

2012-2016 : Magistère de Physique fondamentale d'Orsay, *Université Paris-Saclay*.

2016-2020 : Doctorat en physique sous la direction de Manuel Bibes : "**Propriétés magnétiques et de transport des couches minces et hétérostructures de titanates de terre rare**", Thèse soutenue le 15/07/20, *Unité Mixte de Physique CNRS/Thales*.

Expérience

Stages

Février-avril 2014 : Interaction de Dzyaloshinskii-Moriya dans des couches minces de Pt/Co/Pt, *Laboratoire de Physique des Solides (LPS)*, Stanislas Rohart et André Thiaville.

Février-mai 2015 : Étude thermodynamique des iridates, *Institut für festkörper und werkstoff-forschung (IFW)*, Anja Wolter-Giraud

Février-août 2016 : Nouveaux états électroniques et dispositifs à l'interface d'hétérostructures d'oxyde fortement corrélés, *Unité Mixte de Physique CNRS/Thales*, Manuel Bibes.

Enseignement

2014-2016 : Cours particuliers de physique et mathématiques.

2017-2019 : Travaux pratiques d'électromagnétisme et d'électrocinétique, *IUT d'Orsay*.

Médiation scientifique

2016 : Organisation des Rencontres des jeunes physiciens (trésorerie), *Société Française de Physique (SFP)*.

2 Travaux de recherche

2.1 Spintronique

Le laboratoire au sein duquel j'ai réalisé ma thèse de doctorat explorait de nombreux axes de recherches tous centrés autour de la spintronique. Cette discipline cherche à exploiter le spin des électrons comme vecteur de l'information. Son développement a débuté avec la découverte de la magnétorésistance géante en 1988 qui a permis l'augmentation drastique de la sensibilité des têtes de lecture des

disques durs entraînant une augmentation de la densité d'information de ces derniers. Aujourd'hui la spintronique s'intéresse la génération de courants de spins (c'est à dire un déplacement de l'information de spin sans déplacement de charge) dans le but de développer des mémoires magnétiques RAM (MRAM) ainsi que des logiques de spin.

Si les mémoires magnétiques sont à la base du fonctionnement des disques durs, les MRAM, elles, combinent l'accès rapide de la technologie RAM et la non-volatilité des disques durs. Comme 90% de l'énergie dans une carte mère sert au transfert des électrons entre la mémoire et le circuit logique, l'unification des mémoires et logiques informatiques permettrait donc de répondre à la préoccupation écologique en diminuant drastiquement la consommation d'énergie et en rendant la mémoire théoriquement inusable¹.

L'une des méthodes les plus intéressantes pour la génération de courants de spin est la conversion de courant de charge en courant de spin à l'aide de l'effet Rashba. Ce dernier nécessite une **brisure de symétrie** et la présence d'un couplage **spin-orbite** un couplage entre le spin et le mouvement orbital des électrons.

L'hamiltonien décrivant cet effet est :

$$H_R = \alpha_R(\boldsymbol{\sigma} \wedge \mathbf{p}) \cdot \hat{\mathbf{z}}$$

avec $\boldsymbol{\sigma}$ les matrices de Pauli, \mathbf{p} l'impulsion de l'électron, $\hat{\mathbf{z}}$ le vecteur unitaire selon l'axe z et α_R le coefficient Rashba égale à $\frac{g\mu_B E_0}{2mc^2}$ qui nous donne l'intensité du couplage.

Cette brisure de symétrie peut être vu sous la forme d'un champ électrique selon z . Cependant, les électrons se déplacent dans ce champ à des vitesses autour de 1% de celle de la lumière dans le plan xOy , il faut donc appliquer une correction relativiste qui fait apparaître un champ magnétique $\mathbf{B} = -(\mathbf{v} \wedge \mathbf{E})/c^2$ qui peut alors se coupler avec le spin de l'électron. L'hamiltonien s'écrit $H = \frac{g\mu_B}{2c^2}(\mathbf{v} \wedge \mathbf{E}) \cdot \boldsymbol{\sigma}$ que l'on peut réarranger pour obtenir H_R . On a alors couplage entre le spin et l'impulsion ce qui rend possible la création d'un courant de spin à partir d'un courant de charge et vice versa. Il se trouve que les ingrédients nécessaires à l'obtention de cet effet Rashba sont justement réunis dans le cas des interfaces conductrices que nous allons présenter.

2.2 Oxydes fortement corrélés

Il existe une grande variété de propriétés physiques propres aux systèmes rencontrés en matière condensée. On peut penser à la piézoélectricité (microphones, émetteurs ultrason) ou au ferromagnétisme (aimants permanents) qui trouvent des applications proches de nous. Cependant il existe aussi des effets moins communs tel que la supraconductivité (état de la matière où la résistance électrique est nulle), la ferroélectricité (l'existence d'une polarisation électrique permanente) et finalement la multiferroïcité qui désigne les systèmes dans lesquels plusieurs propriétés parmi la ferroélectricité, le ferromagnétisme ou bien la ferroélasticité (l'existence d'une déformation élastique permanente) co-existent.

Durant ma thèse j'ai étudié la famille des oxydes de métaux de transitions qui ont la particularité de présenter toutes ces propriétés. Si ces oxydes possèdent en eux-mêmes des propriétés intéressantes, des travaux récents ont découvert une physique propre à leurs interfaces, incluant une conductivité "métallique" à l'interface de deux isolants de bande, LaAlO₃ (LAO) et SrTiO₃ (STO)³ mais aussi

1. Dans les deux cas cela est dû au fait qu'il n'y a pas de mouvement de charge.

2. avec g le facteur de Landé de l'électron, μ_B le magnéton de Bohr et E_0 le champ électrique qui brise la symétrie.

3. Ohtomo, A. & Hwang, H. Y. Nature **427**, 423426 (2004).

une supraconductivité observée à très basse température. En effet, on observe dans la Fig. 1 (a) que les couches de LaAlO_3 et SrTiO_3 sont isolantes avec des résistances de l'ordre de la centaine de $\text{G}\Omega$ mais à leur interface existe une zone où la résistance n'est que 10^{-6} de celle de la partie massive de l'échantillon. La mesure de la conductivité de cette interface, en 2004 par Ohtomo et Hwang, a été rendue possible par les avancées dans le domaine de la croissance de couches minces. La présence d'une interface brise l'invariance par translation spatiale. Si l'on ajoute l'existence d'un couplage spin-orbite, on comprend que ce matériau présente un effet Rashba.

Cette conduction inattendue s'explique par l'apparition d'un nouvel état à l'interface créé par un transfert d'électrons de LaAlO_3 vers SrTiO_3 . On représente sur la Fig. 1 (b) l'empilement de couches atomiques et le transfert de charge qui s'opère entre ces couches pour éviter une "catastrophe" polaire. En effet, en l'absence d'un dopage de la couche TiO_2 un potentiel s'accumulerait dans la couche de LaAlO_3 et rendrait le système instable. Ce dopage par transfert de charges évite cette divergence de la différence de potentiel avec la surface et crée un gaz d'électron bidimensionnel dans STO ; épais de quelques nm et possédant d'excellentes mobilités⁴ de l'ordre de $4000 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ (deux fois plus important que dans le semi-conducteur GaAs). Contrairement au graphène (qui possède des mobilités encore supérieures) l'interfaçage avec la technologie existante est relativement aisé dans le cas d'hétérostructure d'oxydes.

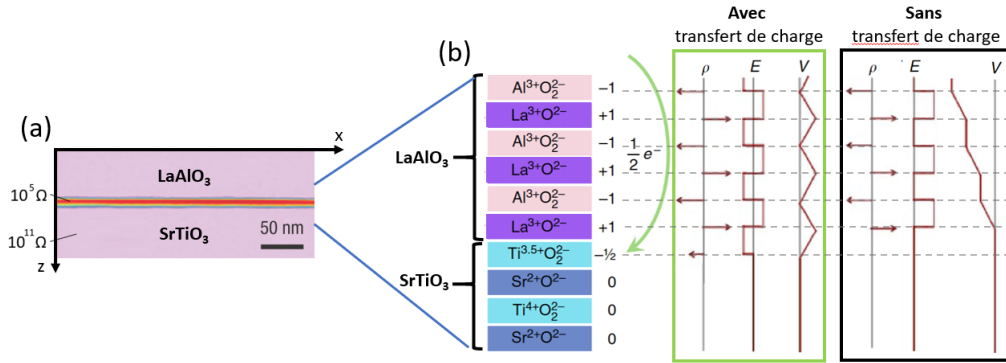


FIGURE 1 – (a) Profil d'une hétérostructure LaAlO_3 / SrTiO_3 obtenu par mesure de la résistance locale par microscopie à champ proche (CT-AFM). (b) Représentation schématique de l'interface avec le transfert de charge responsable de la formation du gaz d'électron.

Aujourd'hui, des dispositifs de logique de spin exploitant l'effet Rashba dans ce système sont en cours de développement au sein de plusieurs entreprises de microprocesseurs.

2.3 Enjeux

C'est avec ce but que la recherche sur les hétérostructure LAO et STO est conduite. Dans le cas de simples isolants de bande comme LAO et STO ; le gap se situe entre deux bandes de natures différentes la bande de valence et la bande de conduction. Cependant cela ne représente pas tous les isolants. Certains, qui devraient être conducteurs en suivant le mécanisme ci-dessus, voient leur gap s'ouvrir sous l'effet d'interactions électrons-électrons. Ces derniers sont appelés isolants de Mott et ce sont ces matériaux que j'ai inclus dans des hétérostructures, à la place de LAO, avec pour but d'ajouter de la corrélation électronique au gaz d'électrons. J'ai donc travaillé à l'élaboration d'interfaces entre STO et des titanates de terre rare magnétiques (des isolants de Mott à base d'oxydes de titane). Comme les terres rares sont des éléments lourds, le couplage spin-orbite devrait être plus fort et donc l'effet Rashba aussi. Le fait qu'elles soient magnétiques permet le contrôle de leur aimantation pour coder

4. Grandeur liant la vitesse de dérive au champ électrique appliqué

l'information.

Si leur usage a connu quelques précédents, il est resté limité par la complexité de leur croissance.

2.4 Techniques expérimentales

2.4.1 Ablation par laser pulsé

Il s'agit d'une méthode physique de croissance de couches minces consistant en l'ablation d'une cible par un laser (ici un excimer KrF à 248 nm). Le plasma ainsi créé s'étend dans une enceinte dont l'atmosphère est contrôlée et se dépose sur un substrat cristallin chauffé à haute température. En jouant sur la pression et la composition de l'atmosphère ainsi que sur la température du substrat, j'ai pu contrôler la composition ainsi que la cristallinité de mes couches minces dans le but d'obtenir des échantillons contraints sur leur substrat. Ces paramètres (ainsi que d'autres, plus subtils tel que l'énergie du laser, la vitesse de rotation de la cible), font de l'ablation par laser pulsé une technique efficace et précise mais dont le processus est complexe à maîtriser.

2.4.2 Diffraction par rayons X

La diffraction par rayons X est une méthode de caractérisation classique en matière condensée. Cette dernière s'attache à mesurer la périodicité et les symétries d'édifices cristallins. En éclairant notre échantillon avec des rayons X, on observe des taches de diffraction correspondant aux vecteurs d'onde respectant la condition de Bragg (Fig. 2 (a))

$$2d \sin \theta = n\lambda$$

avec d l'échelle de la périodicité observée, θ l'angle d'incidence du photon et n un entier. Dans notre cas d est la distance entre les plans cristallins observés. Ce principe est représenté dans le schéma de la Fig. 2 (a).

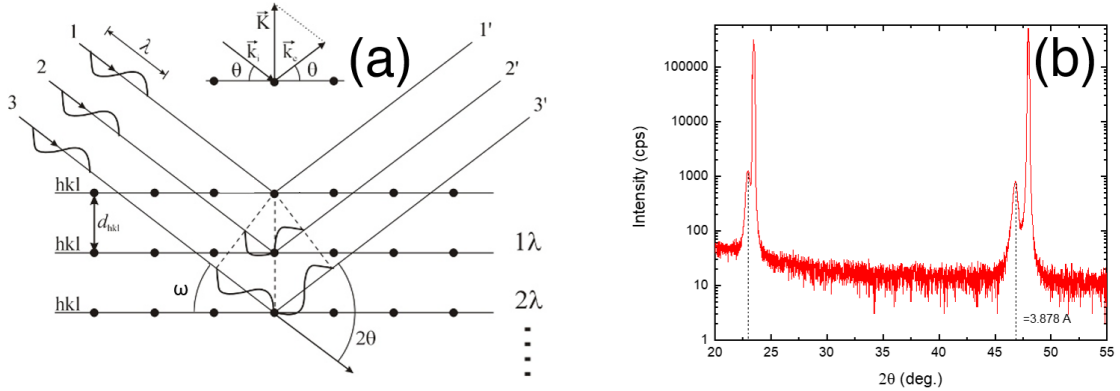


FIGURE 2 – (a) Représentation schématique du processus de diffraction par un réseau simple cubique (b) Scan $2\theta - \omega$ de diffraction de rayon X autour du pic (002) du substrat de LAO d'une couche de DyTiO₃ de 28 nm.

En réalisant un balayage en angles autour de l'échantillon à ω fixés, on obtient typiquement un spectre comme celui de la Fig. 2 (b). Ainsi la mesure des angles pour lesquels on a diffraction nous permet de remonter à la distance d et donc au paramètre de maille hors plan de notre couche mince. Cette étape nous permet d'identifier la nature de notre couche mais aussi de vérifier sa pureté (absence de pics non attendus). On peut également mesurer la cristallinité de notre couche grâce à la largeur des pics de diffraction.

2.4.3 Magnétomètre SQUID

Comme l'un des intérêts de l'utilisation des titanates de terre rare est leurs propriétés magnétiques, il est naturel de vouloir les mesurer pour caractériser nos échantillons. J'ai pour cela utilisé un magnétomètre SQUID (Superconducting QUantum Interference Device) pour mesurer les moments magnétiques totaux de nos échantillons en fonction de la température (de 10 à 300 K) et du champ (de 0 à 5 T).

Il consiste en un anneau supraconducteur avec deux jonctions non supraconductrices, dites Josephson, dans lequel on fait passer un courant. On mesure alors l'effet du champ magnétique créé par notre échantillon sur la tension aux bornes de l'anneau. On peut ainsi mesurer des variations de flux magnétiques de l'ordre du quantum de flux $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$ et donc obtenir une mesure extrêmement précise de l'aimantation.

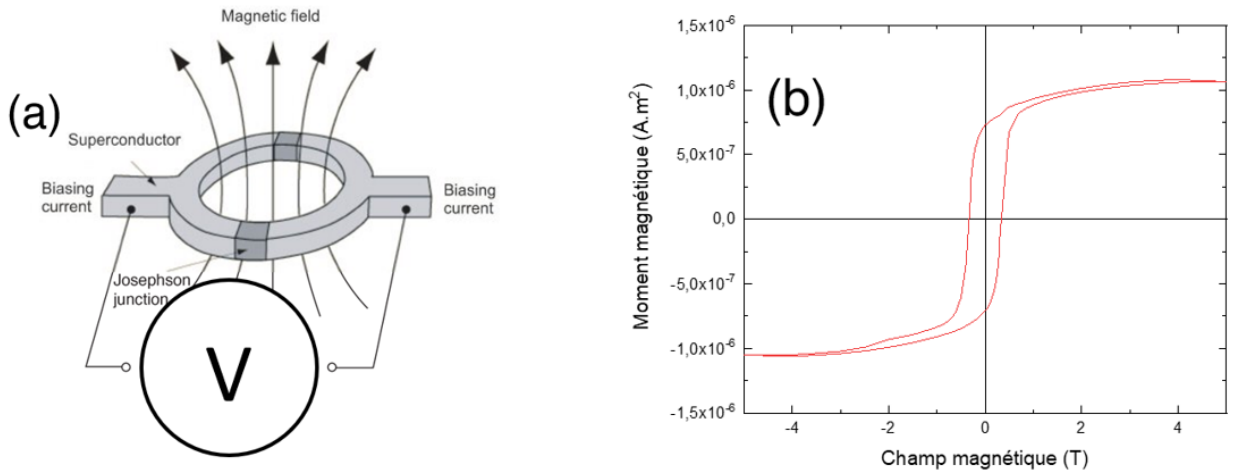


FIGURE 3 – (a) Schéma de fonctionnement du SQUID où la variation de la tension à ses bornes mesure la variation du flux magnétique. (b) Cycle d'hystérésis de l'aimantation en fonction du champ magnétique d'un échantillon de DTO de 80 nm.

En variant le champ magnétique appliqué, on mesure très précisément la variation du moment magnétique de l'échantillon par rapport à une référence à champ nul comme représenté dans la Fig. 3 (b). On obtient alors un cycle d'hystérésis ce qui est cohérent avec une réponse ferromagnétique ou ferrimagnétique⁵. L'analyse de l'aimantation nous informe ainsi sur les propriétés magnétiques de l'échantillon.

2.5 Résultats

Mes travaux de thèse se sont découpés en trois parties. Dans un premier temps j'ai optimisé la croissance de DyTiO₃ une titanate de terre rare magnétique jamais étudiée en couche mince. Dans un deuxième temps, il a été nécessaire d'optimiser la croissance de couche de STO d'excellente qualité. En effet, je ne pouvais pas utiliser de STO sous forme de substrat, comme il est de coutume dans l'élaboration des hétérostructures à base de STO, car la mobilité de l'oxygène y est très importante et cet oxygène contaminerait la couche de titanate et la suroxyderait. Finalement, après l'élaboration de notre hétérostructure DTO/STO, nous avons étudié les propriétés de conduction de notre interface.

5. Cette dernière est constituée de deux sous-réseaux magnétiques ferromagnétiques opposés qui ne se compensent pas et donnent donc une réponse nette ferromagnétique non nulle.

2.5.1 Étude de la croissance de DyTiO₃ (DTO)

Par un processus d'optimisation, j'ai obtenu que les conditions idéales de croissance sont une haute température (900 °C) combinée à une très basse pression de dioxygène (4.10^{-7} mbar). Il est intéressant de noter le caractère paradoxal à faire croître des oxydes sous faible pression d'oxygène. Cela est dû à la nécessité d'éviter la suroxydation du Ti³⁺ en Ti⁴⁺ beaucoup plus stable.

Malgré cela, l'étude de la valence du titane et du magnétisme de mes échantillons, m'a montré que malgré de très bonnes propriétés structurales, il y avait toujours des améliorations possibles. Pour cela, j'ai développé une méthode de croissance sous atmosphère d'argon (Ar) (1.10^{-3} mbar) qui a permis de réduire encore la suroxydation de la couche mince.

On observe en effet que les propriétés ferrimagnétiques de DyTiO₃ sont mieux conservées avec la croissance en argon (comparé à l'oxygène) comme on peut le voir dans les Fig. 4 (b-c) (le cycle d'hystérésis est plus ouvert avec l'argon). La présence d'un cycle bien carré est recherchée car il permet le retournement et donc le contrôle exact de l'aimantation de la couche de DyTiO₃. Cependant, ces propriétés sont dégradées lorsque l'on observe les échantillons les plus fins. Une composante paramagnétique semble alors dominer comme on peut le voir dans la Fig. 4 (d). En effet si on obtient un cycle d'hystérésis assez rectangulaire pour les échantillons les plus épais, pour les plus fins ce dernier se ferme et aucune saturation ne peut être observée.

Un modèle de couche morte (c'est à dire inactive magnétiquement) ne suffit pas à décrire le système, j'ai donc proposé un modèle dans lequel une couche superficielle de l'échantillon est suroxydée ce qui entraîne une valence 4+ du titane en surface. Le titane se retrouvant alors sans électron *d*, il n'est plus couplé avec le Dy³⁺. Le moment magnétique de ce dernier est alors libre et résulte en un fort signal paramagnétique expliquant ainsi l'évolution des cycles d'hystérésis avec l'épaisseur⁶ (qui se comprend par le fait qu'on normalise le moment mesuré par le volume de l'échantillon).

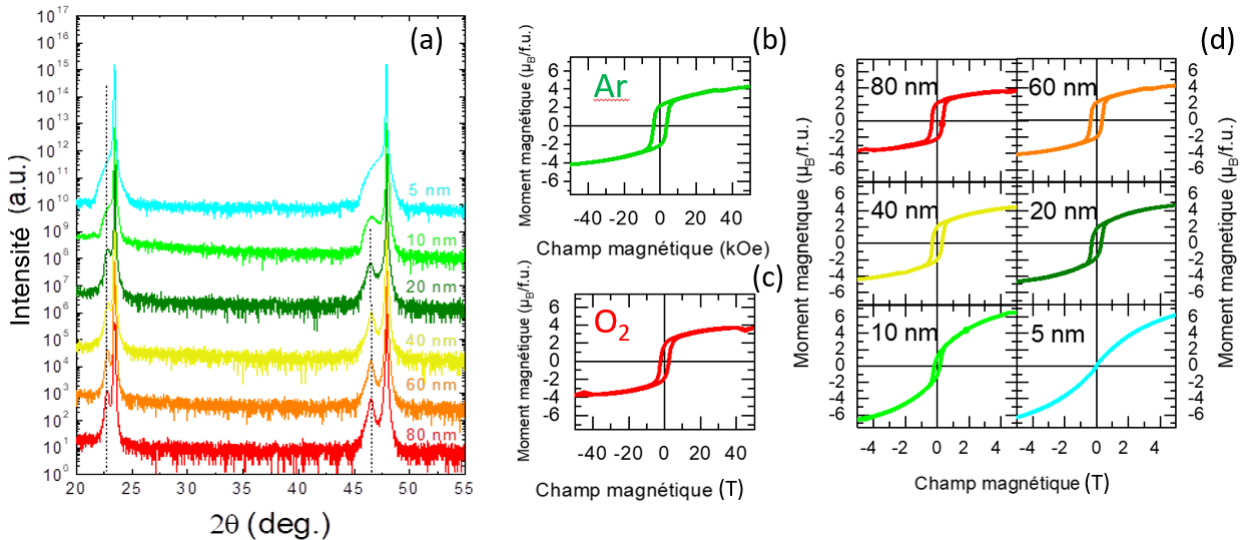


FIGURE 4 – (a) Étude structurale en fonction de l'épaisseur des échantillons de DyTiO₃ de 5 à 80 nm respectivement obtenu sous Ar. (b-c) Moment magnétique en fonction du champ magnétique pour une épaisseur de 60 nm respectivement obtenu sous Ar et sous O₂. (d) Moment magnétique en fonction du champ magnétique pour la même étude en épaisseur (croissance sous Ar).

À l'issue de cette étude, j'ai réussi à optimiser la croissance de DyTiO₃ tout en identifiant le

6. Aeschlimann, R. et al. A Living-Dead Magnetic Layer at the Surface of Ferrimagnetic DyTiO₃ Thin Films. *Advanced Materials* **30**, 1707489 (2018).

problème de l'oxydation en surface du titane rendant l'observation du titane 3+ difficile. Finalement, cela m'a aussi permis d'exclure l'utilisation de la surface supérieure de l'échantillon dans l'élaboration de bicouche.

2.5.2 Optimisation de la croissance de SrTiO_3

Comme nous l'avons dit, la forte mobilité de l'oxygène dans STO nous empêche de l'utiliser comme substrat. C'est pour cela que nous avons opté pour son inclusion sous forme de couche mince où la mobilité de l'oxygène est réduite. Cependant, il est nécessaire de contraindre le moins possible le STO pour éviter la formation de défauts cristallins qui nous empêcheraient d'obtenir une interface conductrice.

Pour cela, j'ai tout d'abord réalisé une homoépitaxie de STO, c'est à dire une croissance contrainte de STO sur un cristal de STO. En adoptant les conditions de croissance 1100 °C, sous 10^{-3} mbar d'argon suivit d'un recuit à 600 °C sous une atmosphère de dioxygène, j'ai réussi à obtenir des couches indistinguables de leur substrat ; preuve que la qualité de la couche égale celle du substrat massif (les pics de diffraction sont superposés sur la Fig. 5 (a)).

Dans un second temps, le transfert et l'adaptation à un nouveau substrat de ces conditions de croissance m'ont permis d'obtenir des couches de STO dopées à 0.5% en niobium (Nb) conductrices Fig. 5 (b). En effet, la métallicité de telles couches est un excellent indicateur de la qualité de ces dernières. Malgré certains effets de localisation (légère augmentation de la résistivité à basse température) nous obtenons bien un comportement métallique (cohérent avec les valeurs de la littérature).

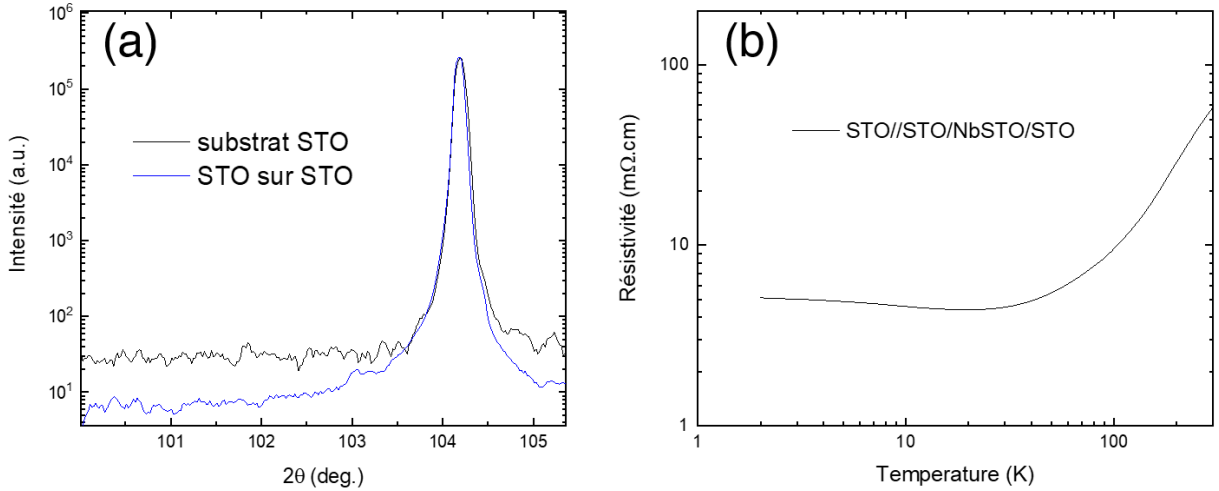


FIGURE 5 – (a) Comparaison de la structure autour du pic (004) de STO en couche mince sur STO et un substrat de STO pur. (b) Résistivité en fonction de la température de Nb :0.5% STO.

2.5.3 Réalisation d'hétérostructure DTO/STO

Finalement, en utilisant les méthodes développées précédemment, j'ai réalisé une interface DTO/STO qui en plus d'être conductrice présentait les propriétés attendues, liées à l'utilisation de DTO i.e. la présence de magnétisme dans le gaz bidimensionnel d'électrons ainsi que la présence d'un couplage spin-orbite. Comme nous pouvons le voir dans la Fig. 6 (a) en plus du comportement métallique observé de 100 à 300 K on remarque qu'un phénomène de localisation se développe à plus basse température. En échelle logarithmique il apparaît une rupture de pente autour de 5 K (visible en traçant la dérivée) qui se trouve être corrélée à une transition magnétique. En mesurant la résistance de l'échantillon en fonction du champ magnétique appliqué (ce que l'on appelle la magnétorésistance) comme présenté Fig. 6 (b), j'ai pu observer une grande richesse de comportements que j'ai divisés en trois régimes.

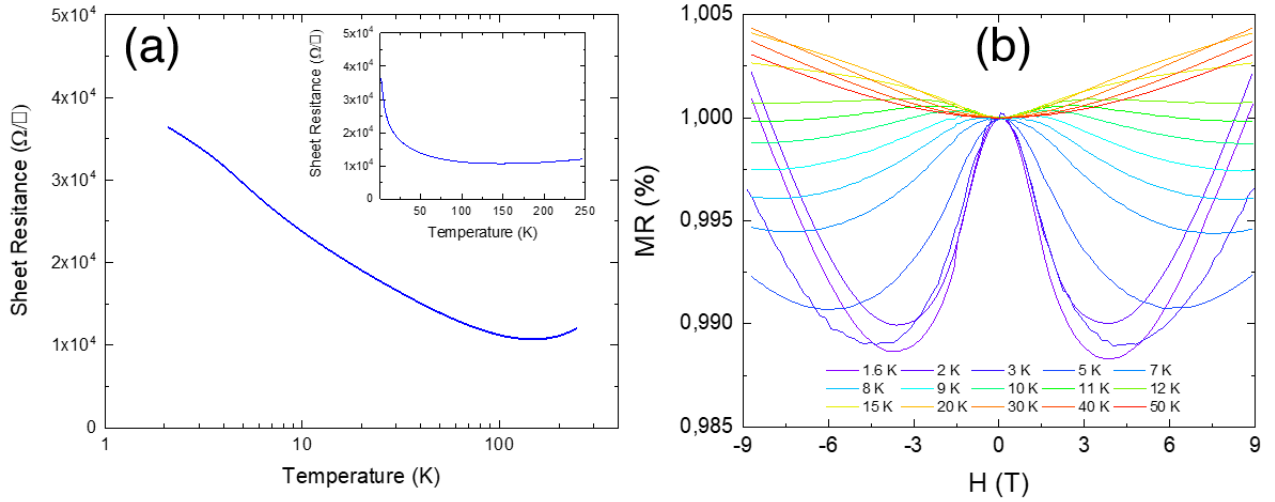


FIGURE 6 – (a) Résistance par carré d’un échantillon de DTO/STO en fonction de la température en échelle logarithmique (linéaire en encart). (b) Magnétorésistance en fonction du champ magnétique à différentes températures.

- De 300 à 50 K nous sommes dans un régime métallique classique où l’on observe une dépendance quadratique en champ de la résistance (comportement de magnétorésistance de Lorentz).
- De 40 à 10 K une magnétorésistance négative (i.e. une diminution de la résistance avec le champ) se développe à fort champ. On a donc une pente positive puis négative. On a donc **deux nouvelles composantes** dans notre mesure.
- Finalement sous 10 K une **troisième composante** de magnétorésistance négative se développe **à bas champ** et qui ne peut donc pas être expliqué par les deux effets précédents. Cette dernière est alors beaucoup plus intense que les effets précédents, d’où le maximum local observé à bas champ.

Grâce à ces observations et à un ajustement des courbes expérimentales, j’ai pu déterminer la présence de trois effets, deux de magnétorésistance négative et une magnétorésistance positive. Le premier effet de magnétorésistance positive est la localisation faible qui consiste en un effet quantique apparaissant à basse température dans les systèmes désordonnés qui localise les électrons et augmente donc la résistance (ce dernier s’intensifiant avec le champ). En dessous de 50 K, la magnétorésistance négative à haut champ s’explique par la présence d’anti-localisation faible (signe d’un couplage spin-orbite) qui à l’inverse délocalise les électrons et augmente la conductivité. Cette dernière domine alors.

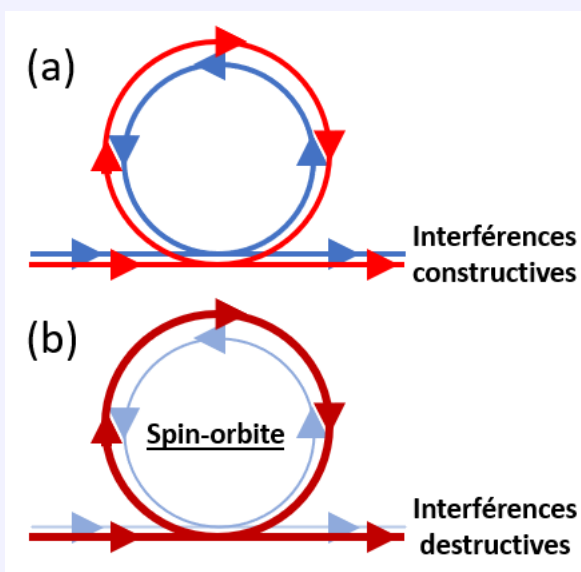


FIGURE 7 – (a-b) Schématisation de la trajectoire des électrons sous les effets respectif de la localisation faible et de l'antilocalisation faible.

Pour rentrer dans les détails, la localisation faible est une conséquence de la nature quantique du problème. En effet, le trajet balistique (ligne droite) entre deux points n'est pas le seul possible et les électrons peuvent faire des boucles avec une probabilité non nulle. Ainsi deux trajectoires identiques mais parcourues dans les sens opposés par les électrons interfèrent constructivement (car la différence de marche est nulle) comme montré dans la Fig. 7 (a). Ainsi cette "trajectoire" de l'électron augmente en probabilité. L'électron se trouve alors localisé et la résistance augmente. Dans le cas où l'on est en présence de couplage spin-orbite les deux trajectoires ne sont plus équivalentes et l'interférence devient destructive ce qui réduit la résistance comme le montre la Fig. 7 (b).

Finalement aux plus basses températures les deux effets de localisations faibles deviennent négligeables devant un effet de diffusion incohérente des électrons par des particules magnétiques. Cet effet dit Kondo augmente la résistance à bas champ et la réduit quand le champ augmente. Il a aussi la particularité de saturer à haut champ contrairement à l'anti-localisation ce qui explique la domination du comportement quadratique à fort champ.

Effet Kondo

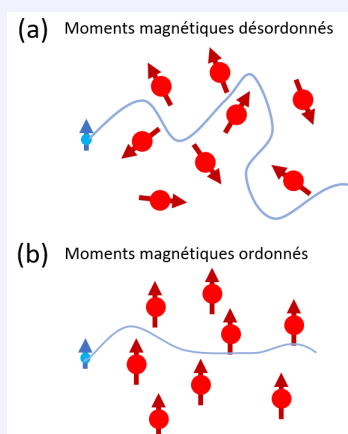


FIGURE 8 – Représentation schématique de l'effet Kondo (a) dans le cas de moments magnétiques désordonnés ou (b) ordonnés.

L'effet Kondo résulte de la diffusion d'un électron (possédant un spin $1/2$) par des moments fixes. Comme cette diffusion se fait par l'interaction du spin de l'électron avec les moments magnétiques, c'est le désordre de ces derniers qui va contrôler l'efficacité de la diffusion. Il en résulte une résistance maximale pour un système complètement désordonné et minimum lorsque la saturation des moments magnétiques est atteinte. L'effet Kondo apparaît à basse température car c'est à ces températures que les moments magnétiques peuvent s'ordonner.

En conclusion de cette partie sur mes travaux de recherche, j'ai été en mesure de produire des

couches minces de qualité de DyTiO_3 et à les intégrer dans des hétérostructures conductrices, choses qui n'avaient pas été accomplies précédemment. La mise en évidence des difficultés liées à la croissance de titanate de terre rare (et spécialement celle présentant un ordre ferrimagnétique) a constitué une avancée pour la communauté dans la compréhension de ces matériaux. De plus, l'inclusion de ces matériaux dans le domaine des gaz bidimensionnels d'électrons ouvre de nouvelles perspectives d'applications en spintronique.

3 Enseignement et médiation scientifique

Lors de mon doctorat, j'ai également eu l'opportunité d'enseigner dans le cadre universitaire (monitorat) et l'occasion de faire de la vulgarisation à destination du grand public.

3.1 Monitorat

Durant la deuxième et la troisième année de mon doctorat, j'ai effectué une mission d'enseignement au sein de l'IUT d'Orsay en étant chargé de TP en électromagnétisme ainsi qu'en électrocinétique pour des élèves en première année de DUT de mesures physiques. L'un des mérites de cette expérience fut de m'avoir confronté à des élèves suivant une formation plus appliquée que la formation de physique fondamentale que j'ai moi-même suivie.

De cette première expérience d'enseignement, je retiendrai deux choses. Tout d'abord, ce fut l'occasion de me confronter à de véritables situations d'enseignement en groupe. J'ai installé un moment, en début de chaque séance pendant lequel je rappelais les notions du cours précédent. Cela permet de rafraîchir la mémoire des étudiants, et de basculer progressivement vers les applications concrètes de ces notions en TP. De plus, j'ai encouragé les échanges entre les binômes, la recherche documentaire par les élèves ainsi que la présentation de leurs résultats au tableau. Tout ceci avait pour but de développer leur capacité de communication, d'indépendance et de confiance en soi. Je proposais également des retours réguliers sur les erreurs récurrentes dans les TP précédents.

D'autre part, cette expérience m'a permis de compléter ma formation expérimentale dans certains domaines, comme l'étude des capteurs.

La confrontation aux difficultés types des étudiants sortant juste du baccalauréat (manque de confiance en soi, d'indépendance et de rigueur) et la réponse que j'ai pu leur apporter a constitué une expérience enrichissante et je le crois utile dans le cadre d'une carrière dans l'enseignement. En effet, ces problématiques sont aussi prégnantes dans l'enseignement secondaire même si l'on ne peut pas attendre le même niveau d'indépendance de la part d'élèves de collège et lycée.

En conclusion, mon expérience d'enseignement m'a convaincu de ma volonté d'enseigner. L'attrait de la transmission des savoirs et compétences ainsi que le contact avec les élèves m'ont décidé à poursuivre dans cette voie.

3.2 Valorisation et vulgarisation

Durant mes études j'ai eu l'occasion de vulgariser la physique en général ainsi que mes propres travaux de recherche.

Durant mes années au Magistère de physique d'Orsay j'ai participé aux activités de l'association d'astronomie ALCOR pour la vulgarisation de l'astronomie auprès du grand public. J'ai eu l'occasion de me former à l'utilisation d'une coupole astronomique auprès de l'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS).

L'édition 2017 des rencontres des jeunes physiciens (200 doctorants, 50 posters et 16 présentations pour des publics généralistes) m'a donné l'occasion d'organiser un événement d'envergure régionale autour de la physique et visant un public scientifique non spécialiste du domaine présenté. En plus de ma participation à l'édition précédente qui m'a permis de vulgariser mon sujet de thèse à un

public de jeunes chercheurs de différents domaines, l'organisation de l'édition 2017 m'a confrontée à la gestion de projet. Je pense que cette compétence pourra m'être utile dans la mise en œuvre d'activités pédagogiques pour des élèves. Par exemple à l'occasion de l'organisation de la fête de la science au sein de mon établissement ou de visites scolaires.

Ces expériences de vulgarisation m'ont permis d'aborder des domaines complexes de la physique avec des publics variés, du grand public à un public de chercheurs étranger au domaine.

4 Proposition de séquence pédagogique

4.1 Étude cristallographique de la structure pérovskite (Première enseignement scientifique)

Dans le cadre du chapitre "Une longue histoire de la matière", les élèves de première générale abordent l'objet *cristal*. Dans le cadre de la sous-partie qui lui est consacrée sont abordés les notions de mailles cristallographiques et plus précisément celles des réseaux cubiques simples, centrés et cubiques à faces centrées (*cfc*). Les élèves apprennent à les représenter ainsi qu'à calculer leur compacité et densité.

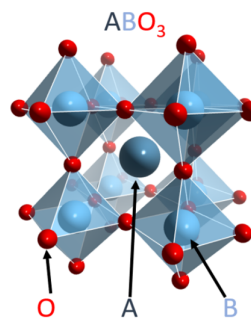


FIGURE 9 – Schéma de la structure pérovskite.

À l'issue de ce cours, je proposerai une activité centrée autour de l'étude de la structure pérovskite. Durant ce chapitre les élèves abordent la notion de cristal mais cette dernière reste assez abstraite. Je veux profiter de cette activité pour illustrer le fait que les notions de maille et de multiplicité permettent d'aller au-delà des exemples au programme. Elles rendent également possible la description de structures s'inscrivant dans la recherche contemporaine telle que la pérovskite.

Cela sera l'occasion pour eux d'introduire une structure nouvelle qui malgré sa similarité apparente avec la structure *cfc* nécessite une description différente. Je pousserai ainsi les élèves à mettre en œuvre la compétence **s'approprier** en énonçant la problématique de l'insuffisance du réseau *cfc* pour d'écrire la structure pérovskite.

Dans un premier temps, je ferai mettre en pratique la compétence de calcul de compacité pour la maille *cfc*. Puis dans un second temps je leur ferai représenter la maille cubique de la pérovskite en perspective cavalière et calculer la multiplicité de cette dernière. Finalement, je mettrai en œuvre les compétences **d'analyse et réalisation** des élèves avec la mise en application du modèle des espèces chimiques tangentes appliqué cette fois à la structure pérovskite. Ils pourront ainsi calculer la compacité de la structure ainsi que la densité de SrTiO_3 et **valider** ce résultat en le comparant à des valeurs expérimentales.

En fin d'activité j'ouvrirai le discours au-delà de la structure cubique de manière qualitative en présentant un cas où les relations de compacité présentées ne sont plus valables.

4.2 Étude documentaire de l'effet Hall (CPGE PC)

Lors de l'étude des conducteurs ohmiques au programme de la classe de PC en CPGE, il est proposé une étude descriptive de l'effet Hall. La plupart du temps cet effet est abordé de manière assez théorique avec comme seule application la détection de champ magnétique. En effet, si les séances de TP seront l'occasion d'expliquer le fonctionnement des sondes à effet Hall, je me propose dans une activité de montrer l'utilisation de l'effet Hall en recherche pour la caractérisation de conducteurs ohmiques et de semi-conducteurs.

Après quelques questions où l'on reviendra sur le modèle de Drude, l'élève sera guidé jusqu'à l'obtention de l'expression de la tension de Hall en géométrie rectangulaire. Je mettrai en avant l'intérêt pratique de la mesure quatre points en configuration de Van der Pauw, décrite dans la Fig. 10 (a). En effet, elle permet de s'affranchir des résistances de contacts et ainsi de permettre la comparaison entre différentes mesures. Je guiderai la démonstration de cela par une modélisation du circuit électronique correspondant au système.

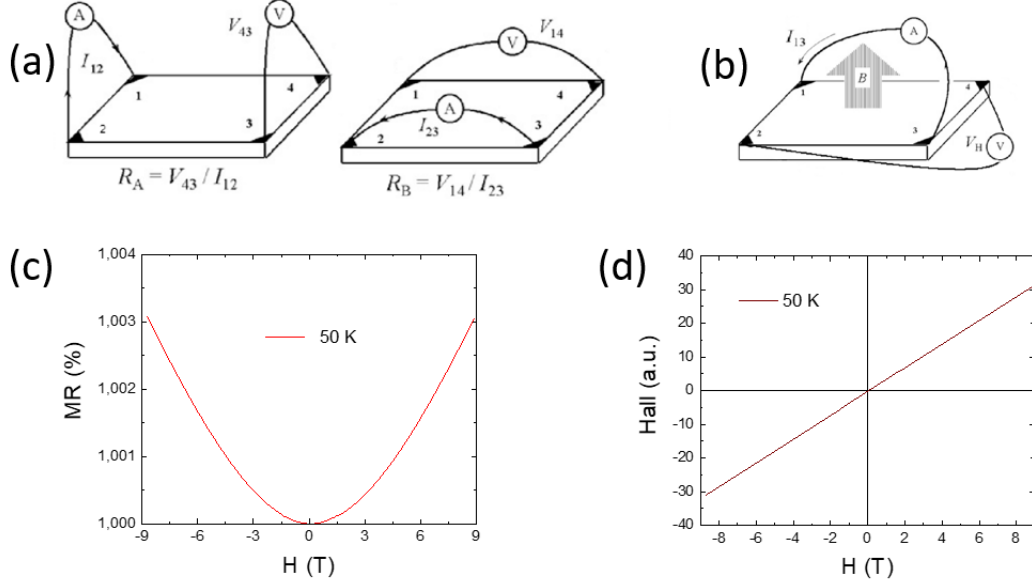


FIGURE 10 – (a) Configuration quatre points pour la mesure de la magnétorésistance (b) Configuration pour la mesure de l'effet Hall (c) Magnétorésistance (d) Effet Hall de la bicouche DTO/STO

Finalement, nous verrons à partir du modèle de Drude comment la mesure de la résistivité en fonction du champ magnétique en configuration Hall Fig. 10 (b) et direct (magnétorésistance) Fig. 10 (a) permet de caractériser la conduction dans le métal par sa densité de porteurs n et la mobilité de ces derniers μ . Je proposerai donc l'exploitation des courbes de la Fig. 10 (c-d).

Pour finir j'ouvrirai la discussion au cas des matériaux semi-conducteurs. En effet, ces derniers possèdent au moins deux types de porteurs ; des électrons ainsi que des trous. Cependant les trous ayant une masse effective plus importante que les électrons, ils ont une mobilité beaucoup plus faible. Ainsi les porteurs les plus légers sont affectés par l'effet Hall à bas champ puis les porteurs plus lourds à fort champ. On observe donc un changement de pente dans l'effet Hall (proportionnelle à l'inverse de la densité de porteurs) comme on peut le voir sur la Fig. 11.

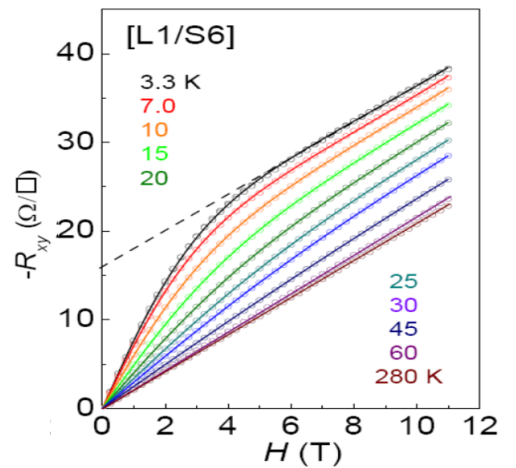


FIGURE 11 – Résistance Hall d'un super réseau de $\text{LaTiO}_3/\text{SrTiO}_3$, adapté de J. S. Kim *et al* (2010) **PRB**.