



HAL
open science

Etude d'états de surface topologiques en vue de leur intégration dans des dispositifs d'électronique de spin

Quentin Barbedienne

► **To cite this version:**

Quentin Barbedienne. Etude d'états de surface topologiques en vue de leur intégration dans des dispositifs d'électronique de spin. Science des matériaux [cond-mat.mtrl-sci]. Université Paris Saclay (COMUE), 2019. Français. NNT : 2019SACLS524 . tel-02441727

HAL Id: tel-02441727

<https://theses.hal.science/tel-02441727>

Submitted on 16 Jan 2020

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.

Étude d'états de surface topologiques en vue de leur intégration dans des dispositifs d'électronique de spin

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Université Paris-Sud

école doctorale n°564 Physique en Île-de-France (PIF)
Spécialité de doctorat: physique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 10/12/2019, par

Quentin Barbedienne

Composition du Jury :

Véronique Brouet Directrice de recherche, LPS	Présidente
Jean-Philippe Attané Maître de conférence, CEA Inac	Rapporteur
Thomas Hauet Enseignant chercheur, Institut Jean Lamour	Rapporteur
Jean-Noël Fuchs Directeur de recherche, LPTMC	Examineur
Philippe Ballet Directeur de recherche, MINATEC	Examineur
Jean-Marie George Directeur de recherche, Unité Mixte de physique CNRS-Thales	Directeur de thèse
Henri Jaffrès Directeur de recherche, Unité Mixte de physique CNRS-Thales	Co-directeur, invité
Nicolas Reyren Chargé de recherche, Unité Mixte de physique CNRS-Thales	Co-encadrant, invité

Remerciements

Il est avant tout nécessaire ici de remercier l'ensemble des personnes ayant participé de près ou de très près à mes travaux de thèse. Je m'excuse par avance de ne pas avoir la place de détailler l'ensemble du rôle que ces personnes ont joués durant ces trois années (et parfois plus). Néanmoins il est essentiel de commencer ces remerciements par Jean-Marie, Nicolas et Henri, mes directeurs de thèse. Sans eux tout cela n'aurait pas été possible, de même c'est grâce à leur complémentarité parfaite que j'ai pu toucher un peu à tout, que ce soit des développements de modèles, des réalisations expérimentales et de la nano-fabrication. D'un point de vue humain, ce fut également très enrichissant et m'a permis de travailler dans des conditions optimales. Merci à vous trois et à ce que vous êtes, je n'hésiterai pas une seule seconde à re-signer pour trois années supplémentaires en votre compagnie.

Il est également très important de mentionner et surtout de remercier Piotr qui, malgré nos "seulement" 9 mois passés ensemble, a été d'une importance capitale sur mon avenir. C'est avec toi que j'ai, entre autres, compris l'importance de Python. C'est également toi qui m'as donné envie de continuer sur cette voie et que dire de ton savoir que tu m'as transmis en matière de lithographie et plus largement de la science de manière générale ! Cette thèse et surtout mon avenir n'aurait clairement pas été le même sans toi.

La suite va être un peu plus rapide, il y aurait des tonnes de choses à dire pour chacun mais certaines ne doivent surement pas être couchées sur papier.

Merci à Sophie qui a toujours été là pour moi, pour m'écouter, me guider et surtout m'aider et pas uniquement d'une manière scientifique. Merci également à Vincent C. qui m'a toujours remis dans le droit chemin, ce fut un réel plaisir de pouvoir échanger avec toi. Merci à Madjid de m'avoir permis d'enseigner directement au sein de Thales et par conséquent, de m'avoir fait gagner beaucoup de temps, je pense également à toutes ces conversations que nous avons pu avoir et qui ont été très enrichissantes pour moi. Et en parlant de cours, merci à Yves d'avoir été aussi patient avec mes (trop nombreux ?) élèves en salle blanche mais aussi pour nos conversations autour du "pays" qui ont fini de me convaincre d'y retourner. Merci à Albert qui m'a entre autres appris que ce n'était pas une accumulation de spin quelconque qui était produit lors de l'effet Edelstein, mais bien une accumulation de spin uniforme ! Merci aussi d'avoir participé à l'ensemble de mes travaux de thèse. Merci à Richard, mon parrain durant ces trois années qui ne manquait pas de faire aléatoirement, un contrôle de mon bien-être au sein du laboratoire. Merci à Pierre, qui a (peut-être ?) été pour quelque chose sur ma venue au laboratoire

en tant que prof de M2 mais en tout cas m'a toujours donné une vision honnête (dans le bon sens) sur mon travail ainsi que sur la vie de manière générale. Dans le même genre, merci à Bruno pour ses dépôts d' Al_2O_3 qui ont fini par fonctionner (un peu tard malheureusement : le manuscrit était déjà écrit). Je pense également aux deux Frédéric qui y sont certainement pour quelque chose dans l'excellente atmosphère qui règne au laboratoire, à Denis qui est toujours heureux, à Olivier qui n'est jamais heureux (sauf quand on parle d'échecs [le jeu]), à Éric qui ne doit pas en croire ses yeux que je sois finalement docteur, à Karim qui m'a très souvent fait rire même si la réciproque n'était pas forcément vrai, surtout lorsque je lui demandais d'effectuer des mesures de marche, à Manu pour m'avoir expliqué comment sortir un signal ARPES propre (qui a été très utile dans ma thèse !) mais aussi pour ta sympathie, à Vincent G. et "Stiff" pour leur bonne humeur très facilement transmise aux autres, à Rachid parce que c'était toujours très sympa de discuter avec toi de foot et autre lorsque je passais des heures à faire mon LabView ! Je pense également à Florence qui me tenait au courant de l'actualité sur Orsay, à Fayçal pour m'avoir toujours aidé en salle blanche et pour ta sympathie, à Cécile pour m'avoir appris à utiliser l'AFM (et donc réduire le travail de Karim) mais également pour les discussions bien souvent autour de la moto et à Alice et Marie-blandine avec qui, malheureusement, je n'ai pas tellement eu le temps d'échanger.

Un grand grand merci à Anne, Nathalie et Christine pour leur dévouement sans faille et le travail qu'elles effectuent. Je tiens à remercier également l'ensemble des membres du laboratoire, Anke (et son humour allemand légendaire), Aymeric (ex-Padawan, maintenant Jedi), les deux Javier, Julie, Agnès, Paolo (également à l'origine de mon stage au sein de Thales) et Juan pour les conditions dans lesquelles j'ai effectué ma thèse. On parle souvent de symptômes dépressifs lorsque l'on quitte l'Umphy et c'est principalement dû aux personnes citées ci-dessus.

Passons à présent aux Anciens et aux Nouveaux du laboratoire. Tout d'abord il convient de remercier les bonhommes, il y aurait une tonne de choses à dire mais qui, finalement, ne doivent pas être écrites, je vais donc me contenter d'un condensé : Florian, je pense que tu laisseras un vide immense lorsque tu partiras (si tu pars un jour) tu laisseras un vide énorme dans ce labo, et moi qui pars à présent, tu laisseras un vide énorme dans mon cœur (lol). André, le White-knight de la bande qui, au final, nous empêchait toujours de partir en vrille dans nos conversations sauf à partir de 20h lorsque tu dormais sur la table, rouge comme une pivoine. Michel, qui en plus de m'avoir conseillé sur mon futur emploi a toujours été un excellent camarade de beuverie ou même en dehors de nos soirées mouvementées. Benoît, puisses tu un jour finir ta thèse, merci pour ton mutisme et des fins de soirées souvent mémorables qu'on a pu vivre ensemble. Et enfin (oui enfin, désolé David mais fallait avoir Facebook !) Martin. Mon intégration au laboratoire est en grande partie grâce à toi. J'ai adoré partager, pendant une année, ce bureau avec toi au point où, lorsque tu es parti, j'ai eu énormément de mal à faire ce deuil et à me faire à ton absence. On ne dirait pas mais tu m'as beaucoup apporté. Bon, et je le cite tout de même ici, merci David pour tout ce que tu m'as apporté : les connaissances scientifiques, le fait qu'on puisse partager une chambre chez l'habitant tout en effectuant des soirées et surtout, le fait qu'un mec qui ai fait ULM soit finalement "normal" (les guillemets

sont obligatoires quand même) et puisse discuter de sujets normaux (ou pas). En vue des efforts qu'ils ont effectués pour me supporter, il convient également de dire merci à Victor Z. (et sa nourriture pour cheval), Raphael, Fernando, Julien, Erick (cuillère), Thi Huong, Pauline, Ralph, Maxence, Johanna, Diane, Victor H. , Laurette (qui sera heureuse de se trouver dans mes remerciements pour une raison que j'ignore), Mafalda (et sa musique électro digne du grand Rex un samedi soir), Nathan (et Toulouse), Jack, Danijela, Hugo (et le basket), Salvatore, Enzo, Yanis (une copie quasi-conforme de William, ce qui est un superbe compliment), Felix, Steffen (mon p'tit pote de bureau qui finira n'a pas choisis le meilleur moment pour être papa), Kevin (qui m'a bien aidé, il faut l'avouer, pour la partie théorie), Jeremy (qui va prendre mon bureau et donc récupérer mes 3 écrans) et tous les autres. Il y aurait des tonnes de choses à écrire pour chacun d'entre vous, malheureusement je n'ai pas la place.

Enfin, pour terminer cette partie, je dois remercier Laëtitia qui va maintenant prendre (bon, pas vraiment) ma place sur le sujet des TI et qui, j'en suis sûr, devra lire ce manuscrit en entier. Tu es tellement bien entourée que je ne me fais aucun doute sur la réussite de tes travaux de thèses. Je te souhaite donc, bonne chance pour la suite.

Passons à présent aux anciens, à ceux qui nous ont quittés au cours de mes travaux de thèse et je pense en premier lieu à Steven et Romain ; mes deux collègues de bureau que je recroisais avec plaisir en conférence. Je pense aussi à Lucile, partie bien trop tôt à côté du Pays du père Noël avec qui j'ai pris beaucoup de plaisir à bosser mais aussi (et surtout) à discuter. A William, que je ne peux comparer qu'au Lionel Messi de la physique et que, moi, simple "joueur de 2ème division" j'aurai eu l'honneur de côtoyer. A titre de comparaison il convient de citer également Paul qui lui, serait plus représentatif d'un Ronaldo scientifique, même si, au fond, il rêve d'évoluer à l'ESTAC ! Nos discussions autour de l'alpha-Sn et des TI de manière générale m'ont énormément aidé au cours de ma thèse et c'était vraiment un plaisir de pouvoir travailler avec toi. Et enfin Julien qui a réalisé de magnifiques calculs ab-initio mais à également été d'une grande aide lorsqu'il fallait comprendre la théorie derrière tout ce qu'il a effectué.

Mais, il y a également des personnes externes au laboratoire qui ont participé à ma formation : Daniel qui aura animé beaucoup de mes conférences et avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir de partager quelques moments tout comme Laurent qui peut être décrit de la même manière. Matthieu qui m'aura donc fait énormément d'échantillons MBE qui au final, sont très intéressants. Aristide avec qui j'aurai bien rigolé et qui est donc à l'origine des fabuleux résultats obtenus sur notre substrat. Merci aussi à Patrick, François et Julien pour leur bonne humeur lors de nos runs synchrotron ainsi que pour leurs connaissances extrêmement précieuses dans ce domaine. Enfin je dois remercier Thomas (pour, entre autres, la croissance), Alain (pour les calculs), Carmen (pour l'InSb), Jean-Yves (pour ta bonne humeur), Michel V. (pour le coup payé à l'aéroport de Dublin), Berouria (pour, entre autres, ta sympathie) et encore bien d'autres.

C'est maintenant au tour de mes amis, m'accompagnant depuis maintenant plus de 10 ans d'être cités. Merci à vous les p'tits potes d'être ce que vous êtes et de m'avoir aidé à

être ce que je suis à présent, cette thèse c'est aussi grâce à : Quentin, Arthur, Romain, Florent, Axel, Thomas, Alex, Valou, Antoine, PA et CR avec qui je partagerai encore de nombreuses aventures. Mais il faut également remercier Flavie, Tom, Raphaël, John, Noé, Thibaut, Julien, Amaury, Sena (RIP), Bertrand et Jess, Marian, Louis, Jules et beaucoup d'autres qui ont eu une importance plus que significative dans ma vie.

Merci à mes parents mais également est à mes deux frères, ainsi que leur compagne qui m'ont accompagné depuis maintenant plus de 25 ans et m'ont toujours laissé libre de mes choix (qualité bien trop rare pour être soulignée) mais également m'ont toujours soutenu. Merci aussi à ma belle-famille d'être aussi géniale.

Merci à tous d'avoir fait le déplacement pour ma soutenance, malgré les conditions difficiles de circulation et la grève générale. Je tiens par ailleurs à remercier particulièrement mes rapporteurs Jean-philippe et Thomas ainsi que mes examinateurs Jean-noël, Véronique et Philippe, qui ont eu pour (difficile) tâche de lire ce manuscrit.

Merci également à vous de lire (ou de commencer à lire) ces travaux de thèse que j'ai eu un plaisir fou à réaliser mais aussi à écrire.

Merci Toulouse.

Et enfin, mes remerciements les plus sincères à celle qui m'accompagne depuis plusieurs années et sur qui j'ai pu compter lors de ces 3 années de thèse : Floriane. Qui aura donc eu la patience de m'accompagner dans les mauvais mais également dans les bons moments. Compter sur ton soutien a été fondamental pour ma réussite, et nous savons que notre futur se construira de la même manière que cette thèse : ensemble.

Sommaire

Grandeurs et abréviations	iii
Introduction générale	1
1 Notions essentielles en spintronique	5
1.1 Motivations technologiques	5
1.2 Courant de spin et GMR	6
1.3 Notion de couplage spin-orbite	10
1.4 Première zone de Brillouin	14
1.5 Notion de phase de Berry	17
1.6 Effet de volume : l'effet Hall de spin	20
1.6.1 Effet Hall de spin intrinsèque	21
1.6.2 Effet Hall de spin extrinsèque	23
1.7 Effet de surface : l'effet Edelstein	25
2 Manipulation et détection de l'aimantation de multicouches (Co/Ni) avec SHE et AHE	29
2.1 Origine de l'effet Hall anormal dans des multicouches ferromagnétiques	29
2.1.1 Introduction et motivations	29
2.1.2 Propriétés des matériaux sur les effets SHE/AHE	30
2.1.3 Définition des grandeurs utilisées	31
2.1.4 Mesures	33
2.1.5 Analyses et interprétations	36
2.1.6 Conclusions sur le modèle et les mesures	39
2.2 Renversement de l'aimantation du Co/Ni	40
2.2.1 Interactions Dzyaloshinskii-Moriya aux interfaces	41
2.2.2 Couple de transfert de spin dans le régime permanent d'injection	42
2.2.3 Expérience de renversement de l'aimantation	46
2.3 Conclusions	50
3 Isolants topologiques	53
3.1 Théorie	53
3.1.1 De l'isolant à la topologie : cas de l'effet Hall quantique	54
3.1.2 États de surface topologiques	59

3.1.3	Isolants topologiques 2D	64
3.1.4	Isolant topologique 3D	69
3.1.5	Cas de l' α -Sn	70
3.2	Croissance et mesure ARPES de l' α -Sn	71
3.2.1	Croissance de l' α -Sn	73
3.2.2	Spectroscopie photoélectronique résolue en angle	75
3.3	Magnéto-transport dans l' α -Sn	83
3.3.1	Oscillations Shubnikov-de Haas	85
3.3.2	Effet Hall : nécessité d'un traitement multi-bande	91
3.4	Calculs <i>ab-initio</i>	93
3.5	Conclusions	96
4	Résultats et analyses physiques complémentaires sur α-Sn et InSb	99
4.1	Mesures d'échantillon α -Sn élaborés dans un autre bâti de croissance	99
4.1.1	Mesures de magnéto-transport	100
4.1.2	Effet de champ électrostatique par électrode de grille	104
4.1.3	pompage de spin	106
4.1.4	conclusions pour Al α -Sn InSb GaAs	107
4.2	Cas de l'InSb seul	108
4.2.1	Conditions de croissance	109
4.2.2	Mesure ARPES	110
4.2.3	Caractérisation de l'InSb par magnéto-transport	111
4.2.4	InSb/(Co/Ni) ₇	115
4.2.5	conclusions	117
4.3	Cas de l' α -Sn déposé sur substrat CdTe	117
4.3.1	Croissance	118
4.3.2	Mesure ARPES	119
4.3.3	Mesures de transport	122
4.4	Conclusions	122
5	Magnétorésistance bi-linéaire	125
5.1	Introduction - état de l'art	125
5.2	Mesures magnéto-résistives	127
5.2.1	Cas de l' α -Sn InSb GaAs	127
5.2.2	Cas de l'InSb	129
5.2.3	Cas de l' α -Sn sur substrat CdTe	130
5.3	Discussion	131
5.4	Conclusions	134
	Conclusions générales	137
	Bibliographie	140

Les formules et unités utilisées ici sont en accord avec le Système d'unité international.

Grandeur physique utilisée :

e	Charge électrique élémentaire	$e = 1.6022 \cdot 10^{-19} \text{ A}\cdot\text{s}$
$h(\hbar)$	Constante de Planck (réduite)	J·s
m	Moment angulaire total de l'électron	
μ_B	Moment magnétique de l'électron	$A \cdot m^2$
ν	Potentiel électrochimique de l'électron	$\text{J}\cdot\text{mol}^{-1}$
j_s	Courant de spin	
j_c	Courant de charge	A
$j_{\uparrow(\downarrow)}$	Courant de charge polarisé en spin	A
V	Potentiel électrique	V
E	Champ électrique	$\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$
ψ	Fonction d'onde	
σ	Matrices de Pauli	
S_{\pm}	État propre <i>haut</i> (+) ou <i>bas</i> (-) du spin de l'électron	
τ_{sf}	Temps de vie des porteurs de spin (temps de <i>spin-flip</i>)	s
\mathcal{A}	Vecteur connexion de Berry	
\mathcal{F}	Courbure de Berry	
R_{xx}	Résistance longitudinale	$\Omega = \Omega/sq$
R_{xy}	Résistance transverse	Ω
$\mathbf{k}_{(F)}$	Vecteur d'onde (de Fermi)	m^{-1}
$\mu_0 H$	Champ magnétique extérieur	T
k_B	Constante de Boltzmann	$\text{J}\cdot\text{K}^{-1}$
$v_{(F)}$	Vitesse d'un électron (au niveau de Fermi)	$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
$E_{(F)}$	Énergie (de Fermi)	eV
μ	Mobilité	$\text{cm}^2/(\text{Vs})$
n	Densité de porteurs	m^{-2} ou m^{-3}
$\bar{\sigma}$	Tenseur de conductivité électrique volumique [surfactive]	$(\Omega\cdot\text{m})^{-1} [\Omega^{-1}]$
σ_{xx}	Conductivité longitudinale volumique [surfactive]	$(\Omega\cdot\text{m})^{-1} [\Omega^{-1}]$
σ_{xy}	Conductivité transverse volumique [surfactive]	$(\Omega\cdot\text{m})^{-1} [\Omega^{-1}]$
T	Température	K
ϵ	Permittivité diélectrique relative	
ϵ_0	Permittivité diélectrique du vide	$\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} \text{ F}\cdot\text{m}^{-1}$

Notations et abréviations :

\mathbf{X}	Représente un vecteur
\overline{X}	" un tenseur
\hat{X}	" un opérateur
2DEG	Gaz d'électrons à deux dimensions
AFM	Microscopie à force atomique
ALD	Dépôt de couches atomique
ARPES	Spectroscopie de photo-émission résolue en angle
CFC	Cubique face centré
DFT	Théorie de la fonctionnelle de la densité
DOS	Densité d'état
EE	Effet Edelstein
EEI	Effet Edelstein inverse
FM	Matériau ferromagnétique
GMR	Magnétorésistance géante
IBE	Gravure au faisceau d'ions
ISHE	Effet Hall de spin inverse
LEED	Diffraction des électrons de faible énergie
LH (HH)	Bandes de trous légers (lourds)
LL	Niveaux de Landau
MBE	Épitaxie par jets moléculaires
ML	Monocouche atomique
MR	Magnétorésistance
MRAM	Mémoire vive magnétique
PZB	Première zone de Brillouin
QHE	Effet Hall quantique
QSHE	Effet Hall quantique de spin
RHEED	Diffraction des électrons de haute énergie en incidence rasante
SdH	Shubnikov-de Haas
SHE	Effet Hall de spin
SOC	Couplage spin orbite
SSD	Disque dur électronique
STT	Couple de transfert de spin
TI	Isolant topologique
TMR	Magnétorésistance tunnel
XPS	Spectométrie photoélectronique X

Tableau descriptif des échantillons étudiés dans ce manuscrit :

CASS	AlO_x (0.5nm) α -Sn(6.55nm) InSb(120nm) GaAs croissance CASSIOPEE-Soleil
SCDTE	AlO_x (5nm) α -Sn(24 ML) CdTe CdTe croissance CASSIOPEE-Soleil
GREN	Al+ AlO_x (5nm) α -Sn(3.85nm) InSb(120nm) GaAs croissance GRENOBLE
INSA _{xxx}	As(amorphe \simeq 2nm) InSb(XXX nm) GaAs croissance C2N

Introduction générale

La spintronique classique utilise généralement des matériaux magnétiques pour produire un courant de spin à partir d'un courant de charge. Un autre moyen, plus récemment étudié, consiste à utiliser le couplage spin-orbite (SOC). Il permet de produire un courant de spin pur selon une direction transverse au courant de charge en tenant compte des principes de la mécanique quantique relativiste. Dans les matériaux à fort couplage spin-orbite, les courants de spin ainsi produits sont suffisamment importants pour imaginer les utiliser pour la commutation magnétique dans les dispositifs spintroniques. Le couplage spin-orbite, correspondant à une correction relativiste dans les équations du mouvement de l'électron, particule de spin $1/2$, peut être significativement grand dans des matériaux contenant des atomes lourds. Cela signifie qu'une conversion du courant de charge en courant de spin peut être obtenue en utilisant les propriétés de systèmes à fort SOC tel que le platine (Pt), le tungstène (W) ou le tantale (Ta) par exemple. Depuis peu, des systèmes électroniques bidimensionnels (2DEG), obtenus au niveau d'interfaces ou de surfaces particulières, ont démontré des propriétés permettant des effets d'inter-conversion particulièrement efficaces. En particulier des états Rashba ou des systèmes d'isolants topologiques, suscitent actuellement un fort engouement dans la communauté de la spintronique pour cette faculté d'inter-conversion spin-charge.

Dans ce cadre particulier, depuis une dizaine d'années, les isolants topologiques ont été étudiés pour leurs propriétés électroniques non conventionnelles qui prennent racine dans la définition théorique de l'effet Hall quantique entier donnée par Thouless, ainsi que dans les travaux de Haldane dans le graphène et de Kane dans des systèmes semi-conducteurs à faible bande interdite pourvus d'un SOC fort. Certains systèmes présentent des propriétés électriques intrigantes : ils sont isolants en volume et conducteurs en surface. Ces états de conduction sont pourvus d'une dispersion linéaire en énergie en fonction du vecteur d'onde k comme dans le cas du graphène.

De nombreuses questions restent néanmoins ouvertes quant à la compréhension des mécanismes à l'origine de ces états de conduction en surface mais également quant à la manière la plus simple de détecter ces états topologiques. En vue de leur intégration dans des dispositifs spintroniques et de la réalisation d'interface TI/Matériaux ferromagnétiques un certain nombre de questions se posent : comment préserver la nature des états topologiques à l'interface? Quels matériaux utiliser et quelle est la nature atomique de l'interface (diffusion atomique) ? Quels sont les échanges électroniques à l'interface? Etc. Nous aborderons ces points dans ce manuscrit.

L'une des applications utilisant les propriétés des isolants topologiques, est d'utiliser les

propriétés de conversion du courant de charge en courant de spin (et *vice versa*) afin de modifier ou commuter l'aimantation d'un élément ou mémoire ferromagnétique déposé directement (ou séparé par une couche tampon) sur le matériau topologique lui-même. Un tel système de bi-couches ou multi-couches devrait être capable de s'intégrer dans une mémoire vive magnétique (MRAM) ou d'accroître le potentiel des disques électroniques (SSD) en raison du caractère permanent et non volatile de l'état d'aimantation du matériau. C'est dans ce cadre que s'inscrit cette thèse.

Ce manuscrit se décompose de la façon suivante :

Le chapitre 1 introduit le contexte de l'étude ainsi que les concepts de base, nécessaires à la compréhension des travaux menés ici.

Le chapitre 2 consiste en une étude théorique des phénomènes de l'effet Hall anormal et de l'effet Hall de spin. Nous étudierons ensuite le renversement de l'aimantation dans un système basique à base d'un matériau à fort couplage spin-orbite : le Pt, sur lequel est déposé un système multi-couche de (Co/Ni). Nous verrons qu'il est possible de commuter une couche magnétique à aimantation perpendiculaire en utilisant les courants de spin produit par SHE. La densité de courant pour renverser l'aimantation est de l'ordre de $4 \cdot 10^{11} \text{ A}\cdot\text{m}^{-2}$. Cette valeur reste élevée, et c'est l'objectif de ma thèse de développer de nouveaux matériaux pour diminuer ce courant critique. Ce chapitre sert donc de référence dans l'étude du phénomène de renversement de l'aimantation dans un système constitué d'un empilement de couches de métaux de transition magnétiques.

Le chapitre 3 est consacré à l'étude de l' α -Sn, isolant topologique étudié lors de ces travaux. Ce chapitre se concentre sur la marche à suivre pour démontrer la présence d'un état topologique par le biais de mesures magnéto-électriques mais également des mesures de spectroscopie photo-électronique résolues en angle (ARPES). Ces techniques permettent la mesure directe de la structure de bande du matériau. Enfin, des calculs *ab-initio* permettant de comprendre l'ensemble des propriétés et des résultats obtenus, seront décrits.

Le chapitre 4 concerne les résultats obtenus sur de l' α -Sn fabriqué dans une autre chambre MBE que celle dédiée à l'ARPES. Ces échantillons présentent des propriétés de magnéto-transport différentes, que nous commenterons et discuterons. Par ailleurs, des investigations plus poussées des propriétés de magnéto-transport sur le substrat GaAs/InSb ont révélé des propriétés typiques d'un gaz 2D, venant potentiellement compliquer l'analyse des résultats obtenus sur α -Sn. C'est la raison pour laquelle nous avons démarré la croissance de α -Sn sur CdTe. Ces résultats préliminaires seront également exposés.

Le chapitre 5 expose une possibilité nouvelle et émergente de détection d'états pourvus d'un contour de Fermi sur lequel la structure de spin électronique participant au transport est verrouillée au moment par le couplage spin-orbite fort, typiquement dans des systèmes Rashba et d'isolants topologiques. Il s'agit de mesures de magnéto-résistance avec un champ magnétique appliqué dans le plan de l'échantillon, faisant apparaître des termes quadratiques et unidirectionnels en fonction de l'angle du champ par rapport au courant appliqué. Nous présenterons un bref état de l'art de ces nouveaux effets apparus pour partie au cours de ce travail de thèse puis nous discuterons les résultats obtenus dans le

cas de α -Sn et de l'InSb.

Enfin, nous synthétiserons dans la conclusion générale les principaux résultats de ces travaux de thèse, avant de nous projeter sur les perspectives que ces résultats apportent.

Chapter 1

Notions essentielles en spintronique

1.1 Motivations technologiques

La spintronique, ou électronique de spin, désigne l'ensemble des phénomènes liés à la génération et à la manipulation d'un courant polarisé en spin. L'existence de courants polarisés en spin constitués de deux canaux de conduction, de spin \uparrow et \downarrow (majoritaires et minoritaires), initialement suggérée par Mott [1], va connaître un large intérêt à partir de la fin des années 80 avec la démonstration des effets de magnétorésistance géante (GMR) sur des systèmes ferromagnétiques à base de Fe et de Cr. Cette découverte conjointe par l'équipe d'Albert Fert à Orsay [2] et de Peter Grünberg à Jülich en 1988 [3, 4] a permis dans un premier temps de mieux comprendre les phénomènes de diffusion de spin dans les multi-couches métalliques, avant de faire émerger très rapidement des possibilités d'applications industrielles dans le domaine du stockage de l'information et des mémoires magnétiques, ainsi que dans le domaine des capteurs de champ magnétiques de grande sensibilité [5]. En ce qui concerne les mémoires magnétiques, l'information dans les disques durs, est stockée sous forme de domaines magnétiques pointant dans deux directions opposées codant ainsi une information binaire. L'état magnétique est lu par une tête de lecture interceptant le champ de fuite généré par ces domaines. L'enjeu est d'augmenter la densité d'information, et donc de miniaturiser la taille de ces domaines ainsi que d'être capable de réduire la taille des têtes de lecture et d'écriture. En réponse à cela, les capteurs utilisant un effet de GMR ont permis des progrès considérables [6]. Ces capteurs constitués de couches ferromagnétiques ultra fines, ont la capacité de détecter la direction du champ magnétique extérieur sous la forme d'une forte variation de résistance électrique.

La phase d'écriture de ces bits magnétiques peut être réalisée en appliquant un champ magnétique $\mu_0 H$ sur le matériau ferromagnétique (FM) lui-même, permettant de modifier localement l'orientation de l'aimantation du domaine. Dans le cas des disques durs cela s'opère par effet inductif. Toutefois, l'application d'un champ magnétique dans

un circuit électronique présente des difficultés d'intégration et ne permet pas de réduire suffisamment la taille des domaines pour concurrencer les structures CMOS actuellement utilisées. Comme alternative possible, Slonczewski prédit en 1996 qu'un courant polarisé en spin pouvait agir sur l'aimantation d'une couche FM (démonstration expérimentale en 1998 [7, 8]). Ceci s'opère par transfert du moment angulaire magnétique de l'électron sur l'aimantation du matériau ferromagnétique par action de couple de transfert de spin (STT) [9, 10].

Ce nouvel effet a permis le développement de MRAM (Magnetic Random Access Memory) : l'application d'un champ magnétique n'est plus strictement nécessaire, permettant une intégration plus dense et la diminution de la taille des bits magnétiques. Ce type de mémoire permet un accès à l'information de manière directe par la lecture de l'aimantation d'éléments ferromagnétiques pilotés électriquement. Ces MRAM offrent des cycles combinés de lecture et d'écriture de l'ordre de la dizaine de nano-secondes voire moins, très proches des standards actuels en manière de RAM classique. Ceci est rendu possible grâce au stockage magnétique non volatil, la consommation électrique s'en trouve également considérablement réduite [11].

Actuellement, les MRAM utilisent essentiellement des structures à base d'effet de magnétorésistance tunnel (ou TMR) [12, 13] et des effets de couple de transfert de spin sur l'aimantation d'un FM. Dans ce deuxième cas, la mémoire est écrite par un courant de charge dans la structure afin de produire un courant de spin suffisamment élevé pour commuter de la valeur (1 ou 0) du bit magnétique donné par la direction haut ou bas du domaine magnétique. Cette densité de courant critique est de l'ordre de 10^{10} A·m⁻² dans le meilleur des cas pour des piliers de plusieurs dizaines de nm de diamètre [14] à quelques 10^{11} A·m⁻² pour des systèmes de moins de 10 nm de diamètre [15].

Plus récemment il a été montré qu'il est possible de générer un courant de spin en utilisant l'effet Hall de spin dans des matériaux lourds (pourvus d'un numéro atomique Z élevé) à fort couplage spin-orbite. Dans ces conditions, le courant de charge est propagé dans un métal et agit sur l'aimantation d'un FM. Ceci offre la possibilité d'éviter la propagation d'un courant de charge directement dans la structure tunnel ferromagnétique (jonction tunnel). Dans ces conditions, le renversement de l'aimantation d'un FM nécessite une densité de courant de quelques 10^{11} A·m⁻² [16]. Les densités de courant appliquées restent néanmoins élevées dans les MRAM actuelles et il convient de les réduire afin de diminuer leurs consommations et leurs viabilités.

Aujourd'hui, de nouveaux mécanismes de conversion charge-spin, utilisant des effets de surface ou d'interface, offrent de nouvelles possibilités de conversion permettant ainsi de réduire drastiquement les densités de courant critiques nécessaires au renversement de l'aimantation d'un FM [17] grâce, par exemple, à l'utilisation de l'effet Edelstein (EE) [18] que nous aurons largement l'occasion de décrire dans ce manuscrit.

1.2 Courant de spin et GMR

Les processus de génération et de manipulation d'un courant de spin étant au cœur de ces travaux de thèse, il est nécessaire d'en comprendre les fondements. L'effet de GMR tiendra lieu d'exemple pour décrire les effets électroniques majeurs ayant pour origine le

courant de spin des porteurs. Nous discuterons, par la suite, de façon assez détaillée les mécanismes de GMR.

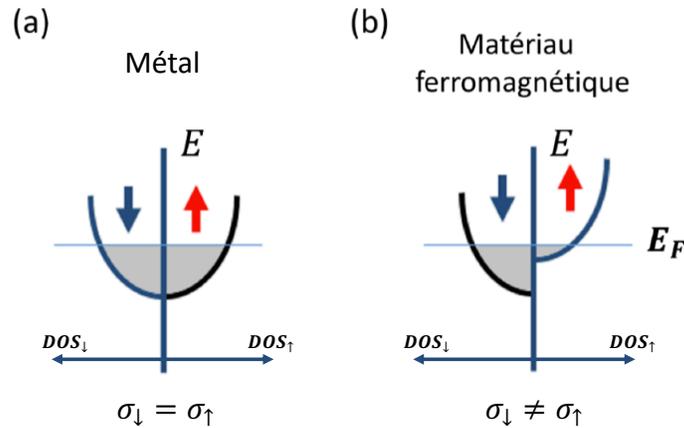


Figure 1.1: Représentation schématique de la densité d'état d'un métal et d'un matériau ferromagnétique. (a) Dans le cas du métal, la population de spin \uparrow et \downarrow est identique ce qui entraîne des conductivités égales $\sigma_{\uparrow} = \sigma_{\downarrow}$ dans chaque canal de spin. (b) Dans le cas d'un matériau ferromagnétique, le décalage en énergie des bandes correspond à une différence du nombre de porteurs au niveau de Fermi pour ces deux polarisations en spin et donc une conductivité différente $\sigma_{\uparrow} \neq \sigma_{\downarrow}$. Pour le cas présenté sur cette figure, la densité d'états supérieure donnerait une conduction plus élevée de spin σ_{\downarrow} , l'aimantation \vec{M} du FM quant à elle est donnée par la différence de remplissage des deux bandes et sera, dans ce cas, orientée vers le bas.

En plus de sa charge électrique, l'électron porte un moment cinétique total j , somme du moment cinétique angulaire l et du moment de spin s ($j = s + l$). Dans un modèle semi-classique et dans le cas d'un couplage spin-orbite fort, il est fréquent de représenter le moment cinétique total et donc le spin, et le moment cinétique angulaire, par un vecteur. Selon cette représentation, le spin de l'électron peut prendre deux valeurs distinctes \uparrow ou \downarrow associés aux valeurs propres $s = \pm \frac{\hbar}{2}$. L'état propre du moment cinétique total j prendra donc une valeur différente selon la direction du spin \uparrow ou \downarrow [19–21]. Dans les métaux de transition $3d$ (Fe, Co, Ni et leurs alliages), nous pouvons négliger l'orbite car le moment orbital est bloqué (ou "quenché") à cause de leur faible couplage spin-orbite relativement au champ cristallin [22].

Dans ces conditions, un courant électrique ou courant de charge (également associé au moment cinétique total de l'électron), peut transporter un courant de moment angulaire (magnétique), appelé courant de spin. Une différence importante entre les deux types de courant est que, contrairement au courant de charge, le courant de spin peut ne pas être conservé dans un circuit spintronique [23, 24] : les électrons peuvent passer successivement d'un état $s_+ = \uparrow$ à un état $s_- = \downarrow$ (ou *vice-versa*) par des processus de diffusion avec renversement du spin (*spin-flip*). Cet effet intervient en vertu du principe

de conservation du moment angulaire total. Il est à noter ici que ce phénomène de *spin-flip* n'apparaît pas pour toutes les collisions, mais est associé à une certaine probabilité. Le courant de spin est une grandeur tensorielle, à double indice, un indice désignant les directions x , y et z de l'espace correspondant à la direction du flux des particules, le second indice correspondant lui, à la direction de spin $\uparrow\downarrow$. Il est donc possible de décrire un courant de spin sous la forme d'un vecteur \mathbf{J}_s en supposant les termes non diagonaux (selon les indices $\uparrow\downarrow$) non nuls. Le transport de spin peut être défini à partir d'un modèle à deux canaux possédant une conduction indépendante \mathbf{j}_s^\uparrow et \mathbf{j}_s^\downarrow associée respectivement aux états s_\uparrow et s_\downarrow [1, 25]. Il est à noter ici que l'hypothèse selon laquelle les canaux de spin sont indépendants, fonctionne bien dans les métaux de transition $3d$, c'est à dire dans un modèle simplifié qui néglige les pertes de spin au cours du transport (car SOC faible). Dans ce cas, le courant électrique j_c , associé à la différence entre deux courants électriques de polarisation en spin différente $\mathbf{j}_\uparrow - \mathbf{j}_\downarrow$, donne une densité de courant de spin de sorte que :

$$\mathbf{J}_s = -\frac{\hbar}{2e}(\mathbf{j}_\uparrow - \mathbf{j}_\downarrow)$$

Dans le but de comparer la densité de courant de spin au courant de charge, il est possible d'écrire \mathbf{j}_s en unité de courant de charge électrique tel que :

$$\mathbf{j}_s = \frac{2e}{\hbar}\mathbf{J}_s = -(\mathbf{j}_\uparrow - \mathbf{j}_\downarrow) \quad (1.1)$$

Le courant de charge s'écrit quant à lui comme la somme de ces deux canaux de transport parallèles selon :

$$\mathbf{j}_c = \mathbf{j}_\uparrow + \mathbf{j}_\downarrow \quad (1.2)$$

Lorsqu'un courant de charge \mathbf{j}_c est appliqué dans un matériau conducteur pour un canal de spin donné ($s_\pm = \uparrow$ ou \downarrow) la loi d'Ohm généralisée sur les indices de spin est alors donnée par la somme des contributions de dérive (ou *drift*) et de diffusion selon :

$$\mathbf{j}_{\uparrow\downarrow} = \sum_{\uparrow\downarrow} \bar{\sigma}_{\uparrow\downarrow} \mathbf{E} + e\bar{D}_{\uparrow\downarrow} \nabla n_{\uparrow\downarrow} \quad (1.3)$$

avec $\mathbf{E} = -\nabla V$, le champ électrique relié au gradient du potentiel (scalaire) électrique, $\nabla n_{\uparrow\downarrow}$ le gradient de la densité de porteurs dans le cas d'un matériau inhomogène ou proche d'interfaces, $\bar{\sigma}_{\uparrow\downarrow}$, la conductivité électrique et $\bar{D}_{\uparrow\downarrow}$ la constante de diffusion, l'ensemble de ces grandeurs étant dépendantes de l'orientation du spin $s_\pm = \uparrow\downarrow$. En exprimant le gradient de la densité de porteur de spin en fonction du potentiel chimique dépendant du spin $\epsilon_F^{\uparrow\downarrow}$ il est possible d'écrire $\nabla n_{\uparrow\downarrow} = N_{\uparrow\downarrow} \nabla \epsilon_F^{\uparrow\downarrow}$ avec $N_{\uparrow\downarrow}$ la densité d'état respective pour les spin $s_{\uparrow\downarrow}$. En utilisant la formule d'Einstein $\sigma_{\uparrow\downarrow} = e^2 N_{\uparrow\downarrow} D_{\uparrow\downarrow}$ et en supposant $E = 0$, la conduction devient alors dépendante de la direction du spin [26, 27] selon :

$$\mathbf{j}_\uparrow = (\bar{\sigma}_\uparrow/e)\nabla\mu_\uparrow \quad \mathbf{j}_\downarrow = (\bar{\sigma}_\downarrow/e)\nabla\mu_\downarrow \quad (1.4)$$

où $\nu_{\uparrow\downarrow} = \epsilon_F^{\uparrow\downarrow} - eV$ représente le potentiel électrochimique associé aux électrons de spin s_{\pm} et de potentiel électrique V [28].

Néanmoins, c'est seulement dans le cas où la conductivité est différente pour les deux canaux de spin ($\sigma_{\uparrow} \neq \sigma_{\downarrow}$) qu'un courant polarisé en spin peut apparaître [1]; ce qui n'est pas le cas dans la plupart des matériaux non magnétiques. Dans les métaux de transition ferromagnétiques $3d$ comme le Fe, le Co ou le Ni, l'interaction d'échange entraîne un décalage en énergie des bandes $3d^{\uparrow}$ et $3d^{\downarrow}$ à l'origine d'une différence de densité d'état au niveau de Fermi entre les électrons de spin \uparrow ou \downarrow . Cela donne lieu à une différence de conduction en fonction du spin des porteurs conduisant à $\bar{\sigma}_{\uparrow} \neq \bar{\sigma}_{\downarrow}$ [26, 29, 30], offrant ainsi une orientation de spin privilégiée pour les porteurs fixée par la direction de l'aimantation. Cet effet est représenté sur la Fig.1.1. L'orientation du courant de spin est fixée par la direction de l'aimantation alors que les propriétés de conduction elles-même sont fixées par le remplissage des bandes et la mobilité des porteurs. Ainsi $\bar{\sigma}_{\uparrow, xx}^{Cu} = \bar{\sigma}_{\downarrow, xx}^{Cu}$ alors que $\bar{\sigma}_{\uparrow, xx}^{Co} > \bar{\sigma}_{\downarrow, xx}^{Co}$.

À cet égard, la découverte de la GMR abordée précédemment peut-être décrite avec les concepts discutés ci-dessus. Cet effet de GMR apparaît dans des systèmes multicouches alternant matériau magnétique et non-magnétique ultra-fins de type Fe/Cr/Fe ou Co/Cu/NiFe [2, 31, 32] sans tenir compte pour autant du couplage spin-orbite.

En appliquant un champ magnétique extérieur à la couche ferromagnétique, il est possible de moduler la direction de l'aimantation et donc de modifier la résistance électrique du système [2]. L'origine de cet effet de GMR réside dans la diffusion dépendante du spin dans des couches ferromagnétiques ainsi qu'à leurs interfaces en restant dans un modèle d'aimantations collinéaires. Dans des systèmes multicouches ferromagnétiques, il existe une asymétrie de transport aux interfaces : un courant de charge polarisé en spin par l'un des deux FM diffuse sur un matériau FM2 avec une direction de l'aimantation différente du FM1 caractérisée par une densité d'état (DOS) plus faible pour les spins. À l'interface le courant de spin va subir un effet de diffusion supplémentaire dû à cette différence en spin, le FM2 ne présentant pas la même DOS en spin. Ainsi, la résistance maximale est obtenue quand l'aimantation entre deux FM est dans une configuration antiparallèle et la résistance minimale dans une configuration parallèle (voir Fig.1.2) [33].

Différentes variantes de la GMR peuvent être utilisées : la GMR en géométrie de courant dans le plan (CIP), lorsque le courant de charge se propage dans le plan des couches [32] et la GMR en géométrie de courant perpendiculaire au plan (CPP) par laquelle le courant est appliqué perpendiculairement aux plans des couches du système. La géométrie GMR-CPP se caractérise généralement par une plus forte GMR en raison de l'accumulation de spin qu'elle engendre dans les régions proches des interfaces [28] sur des longueurs d'échelle données par la longueur de diffusion de spin respective à chaque matériau. Pour autant, la géométrie GMR-CPP est plus difficile à mettre en œuvre d'un point de vue technologique car nécessitant la fabrication de piliers de taille subatomique, encore trop difficile à maîtriser parfaitement aujourd'hui.

Nous introduisons désormais la notion de couplage spin-orbite, nécessaire pour aborder les notions de courant de spin-orbite et de couple de transfert de spin (STT) émergeant de cet effet, avant d'aborder plus loin, l'intérêt des isolants topologiques pour des effets de STT.

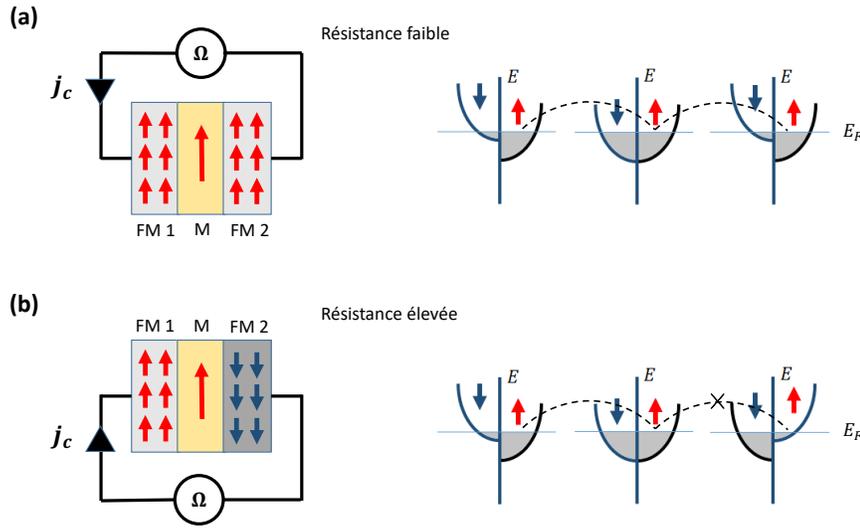


Figure 1.2: Représentation schématique d'une structure magnétique dite à vanne de spin composée d'un élément métallique M, déposé entre deux matériaux ferromagnétiques FM1 et FM2 pourvus d'un champ coercitif différent. (a) Lorsque la direction de l'aimantation des deux éléments ferromagnétiques est la même, un électron polarisé en spin généré par la première couche magnétique FM1 va pouvoir traverser la seconde couche FM 2 en subissant très peu d'effet de rétrodiffusion car il se retrouve dans une forte densité d'états électroniques libres de même orientation de spin. Ceci entraîne donc une faible résistance, les effets de rétrodiffusion ne provenant que de collisions quasi-élastiques entre électrons. (b) Dans le cas où les deux FM ont une direction de l'aimantation opposée, seulement un petit nombre d'états électroniques de spin identique à celui de l'électron généré par FM1 est disponible, donnant ainsi des effets de rétrodiffusion plus élevés (principe de Pauli en addition des autres effets), entraînant donc une résistance plus élevée [31].

1.3 Notion de couplage spin-orbite

Le terme de couplage entre le spin d'un électron et son orbite, désigné comme couplage de spin-orbite, permet de comprendre en détails les effets de génération d'un courant de spin dans des métaux lourds $4d$ et $5d$ (non FM) via l'effet Hall de spin et son implication dans la structure de bande. Nous prenons, pour illustrer l'effet du SOC sur la structure de bande, le cas du semi-conducteur GaAs. Nous allons ici considérer le point de vue relativiste pour lequel une transformation de Lorentz est appliquée à une charge (ici un électron) en mouvement avec une vitesse caractéristique \mathbf{v} autour du noyau d'un atome. Cet électron ressent le champ électrique $\mathbf{E} = -\nabla V_c(\mathbf{r})$ du noyau comme l'effet d'un potentiel attractif $V_c(\mathbf{r})$ représentant le potentiel Coulombien. Toutefois, du point de vue du spin, ce même champ électrique agit également comme un champ

magnétique effectif $\mathbf{B}' = -\frac{1}{c^2} (\mathbf{E} \times \mathbf{v})$. Ce champ magnétique va se coupler au spin $s_{\uparrow\downarrow}$ de l'électron donnant lieu à une énergie donnée par $\pm\mu_B B'$ avec $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$ le moment magnétique de l'électron (ou magnéton de Bohr) associé à son spin [34, 35]. Si nous considérons désormais le cas d'un fermion de spin 1/2 en mouvement plongé dans un champ électromagnétique, dépendant ou non dépendant du temps, la prise en compte de l'équation relativiste de Pauli-Dirac est nécessaire. Elle permet, par l'intermédiaire d'un terme de spin, $\hat{s}_i = \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\sigma}$ avec $\boldsymbol{\sigma}$ les matrices de Pauli, d'écrire l'hamiltonien de l'électron selon [36, 37] :

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \frac{1}{2m} (-i\hbar\nabla - e\mathbf{A}(\mathbf{r}))^2 + V(\mathbf{r}) && \text{Partie non relativiste} \\ & - \frac{e\hbar}{2m} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B}_{ext} && \text{Terme Zeeman} \\ & - \frac{e\hbar}{4m^2c^2} \boldsymbol{\sigma} \cdot [\nabla V(\mathbf{r}) \times (\mathbf{p} - e\mathbf{A})] && \text{Terme de couplage spin-orbite} \\ & - \frac{1}{8m^3c^2} (\mathbf{p} - e\mathbf{A})^4 && \text{Terme relativiste scalaire} \\ & + \frac{\hbar^2 e}{8m^2c^2} \nabla^2 V(\mathbf{r}) && \text{Terme de Darwin} \end{aligned}$$

Le terme de Darwin représente le fait que l'électron ne soit pas une particule strictement ponctuelle mais pouvant être contenue dans un volume de rayon \hbar/mc , revenant à une définition de la fonction d'onde.

En considérant la partie couplage spin-orbite "standard", nous remarquons qu'il est possible de la séparer en deux contributions distinctes :

$$\begin{aligned} -\frac{e\hbar}{4m^2c^2} \boldsymbol{\sigma} \cdot [\nabla V(\mathbf{r}) \times (\mathbf{p} - e\mathbf{A})] &= -\frac{e\hbar}{4m^2c^2} \boldsymbol{\sigma} \cdot [\nabla V(\mathbf{r}) \times \mathbf{p}] + \frac{e^2\hbar}{4m^2c^2} \boldsymbol{\sigma} \cdot [\nabla V(\mathbf{r}) \times \mathbf{A}] \\ &= \hat{H}_{SOC} + \hat{H}_{SE} \end{aligned} \quad (1.5)$$

avec ici :

- \hat{H}_{SOC} représentant le terme de couplage entre le spin de l'électron ($\mathbf{s} = \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\sigma}$) et l'orbite de la particule,
- \hat{H}_{SE} représentant un terme de couplage entre le spin de l'électron et le champ électromagnétique appliqué au système,
- $\mathbf{p} = -i\hbar\nabla$ le moment de la particule,
- $\mathbf{p} - e\mathbf{A}$ le moment cinétique généralisé de la particule,
- $\boldsymbol{\sigma}$ les matrices de Pauli,

- $V(\mathbf{r})$ le potentiel auquel la particule est soumise dans le référentiel du laboratoire, pouvant provenir de la contribution atomique de Coulomb précédemment introduite (terme de cœur) ou de la contribution d'un champ électrique $\mathbf{E} = -\nabla V(\mathbf{r})$ extérieur ou de surface (terme Rashba).

Dans le cas particulier d'un atome "isolé", en supposant que le champ électrique peut être écrit sous la forme d'un potentiel sphérique symétrique, $V(\mathbf{r}) = V(r)$, il est possible de transformer ce terme de couplage selon l'expression suivante :

$$\hat{H}_{SOC} = \frac{\hbar}{4m^2c^2} \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} \boldsymbol{\sigma} \cdot (\hat{\mathbf{r}} \times \hat{\mathbf{p}}) = \frac{1}{2m^2c^2} \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} \hat{\mathbf{S}} \cdot \hat{\mathbf{L}} = \lambda_{SO} \hat{\mathbf{S}} \cdot \hat{\mathbf{L}} \quad (1.6)$$

avec \mathbf{L} le moment cinétique orbital tel que $\hat{\mathbf{L}} = \hat{\mathbf{r}} \times \hat{\mathbf{p}}$. Ce terme est donc appelé couplage spin-orbite pour lequel il lui est affecté d'une constante λ_{SO} propre à chaque atome (dans le cas d'un modèle hydrogénoïde $\lambda_{SO} \propto Z^4$, dans le cas général d'un atome du tableau périodique de Mendeleïev, des effets d'écrantage doivent être pris en compte [38]).

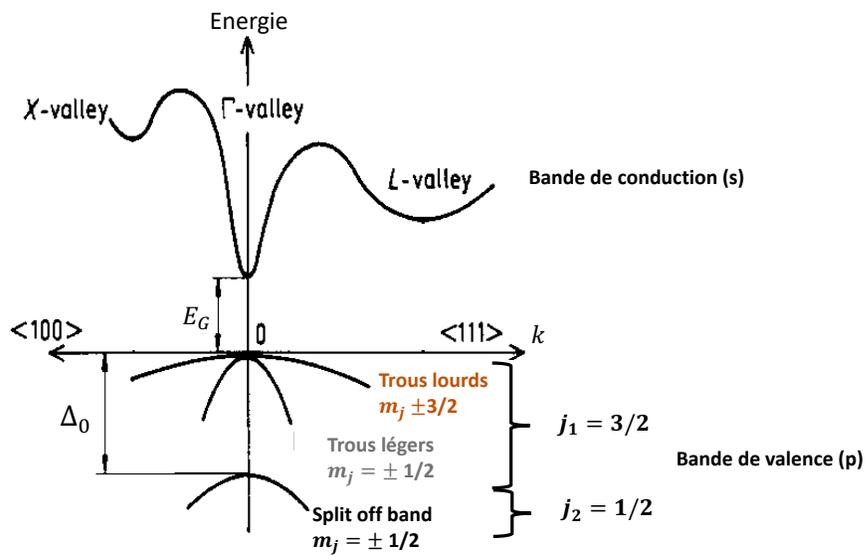


Figure 1.3: Structure de bande schématique du GaAs, les bandes de valence et de conduction sont séparées d'une énergie E_G correspondant au gap. La bande de valence est soumise au spin-orbite; ce qui fait apparaître une bande de split-off caractérisée par une différence d'énergie Δ_0 , mais également différenciée par les bandes de trous lourds (HH) et de trous légers (LH) de moment cinétique orbital l différent. Figure provenant de la ref. [39]

De manière plus générale, le couplage spin-orbite introduit des effets supplémentaires dans la matière ou à son interface. Ce terme de couplage donne lieu notamment à des modifications de la structure de bandes des matériaux et donc des propriétés de

conduction [40]. Afin d'introduire au mieux les travaux effectués durant ma thèse il est nécessaire de spécifier, à ce stade, la notion de levée de dégénérescence de la bande de valence ainsi que les effets d'interface, apparaissant dans un matériau à fort SOC. Ces deux particularités permettront plus tard d'aborder le cas des effets Hall de spin ainsi que des isolants topologiques.

Nous considérerons ici comme premier exemple, le cas d'un semi-conducteur III-V, le GaAs. La prise en compte du couplage spin-orbite dans la bande de valence a pour effet une levée de dégénérescence de cette dernière en deux niveaux distincts correspondant respectivement à $J = 3/2$ (4 états) et $J = 1/2$ (2 états). Les 4 états de $J = 3/2$ correspondent aux états de trous lourds et légers polarisés en spin (dégénérescence 2). Les deux états $J = 3/2$ sont des états de scission (split-off). Cette levée de dégénérescence entre les états $J = 1/2$ et $J = 3/2$ égale à $\frac{3}{2}\lambda_{SO}$ rend possible, entre autre, le pompage optique orienté selon lequel une population de spin hors équilibre peut être généré dans la bande de conduction par absorption d'une onde optique de polarisation circulaire droite ou gauche. Cet effet traduit la conservation du moment angulaire total entre les photons absorbés et les porteurs dans le matériau [41].

Dans le détail et toujours dans le cas du GaAs, les états de valence sont des états orbitaux de symétrie p , le moment cinétique orbital total est dans ce cas $l = 1$ avec une projection de l égale $m_l = -1, 0, +1$ (c'est à dire 3 fois dégénérés). Ceci correspond à 6 états différents en tenant compte de la dégénérescence de spin. Cette dégénérescence indique ici que ces états possèdent la même énergie et sont décrits par des fonctions d'ondes de symétrie différente. L'interaction spin-orbite produit une levée de dégénérescence de l'état $l = 1$, dans lequel on retrouve deux valeurs propres du moment angulaire total $j_1 = l + s = 3/2$ et $j_2 = l - s = 1/2$ avec s le nombre quantique associé au spin. L'état $j_1 = 3/2$ est 4 fois dégénéré ($m_j = +3/2, +1/2, -1/2, -3/2$) alors que l'état $j_2 = 1/2$ est 2 fois dégénéré ($m_j = +1/2, -1/2$). Ces deux états j_1 et j_2 sont séparés d'une énergie Δ_0 appelée levée de dégénérescence en énergie due au couplage spin-orbite (ou spin-orbit splitting energy) [21, 42].

Il est à noter que la valeur de l'énergie de l'interaction spin-orbite Δ_0 est plus faible pour des atomes légers tel que le silicium ($\Delta_0 = 0.044eV$)[43] mais beaucoup plus grande dans des semi-conducteurs composés d'atomes plus lourds tel que le GaAs ($\Delta_0 = 0.34eV$) et l'InSb ($\Delta_0 = 0.82eV$)[37], car le champ électrique de cœur est plus grand. Enfin, un cas particulier qui nous intéresse ici est l'effet Rashba. Dans le cas d'une surface ou d'une interface, une asymétrie dans le potentiel électronique apparaît dans la direction z perpendiculaire à l'interface, donnant lieu à un champ électrique selon $\mathbf{E} = E_z \mathbf{z} = -\frac{1}{e} \frac{\partial V_z}{\partial z} \mathbf{z}$ avec \mathbf{z} le vecteur unité suivant la direction z . En considérant l'Eq.1.6 pour un tel potentiel électrique, \hat{H}_{SOC} devient :

$$\hat{H}_{SOC} = \hat{H}_{Rashba} = \alpha_R (\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{p}) \cdot \mathbf{z} \quad (1.7)$$

avec le paramètre α_R correspondant au coefficient de Rashba. L'effet Rashba introduit une levée de dégénérescence des bandes en fonction de leur spin bien que conservant les propriétés dues à la conjugaison de Kramers, tel que représenté sur la Fig.1.4. L'observation de tels effets d'interface (ou de surface) sur la structure de bande nécessite généralement l'adjonction d'un matériau à fort couplage spin-orbite (Bi, Au, Sn...).

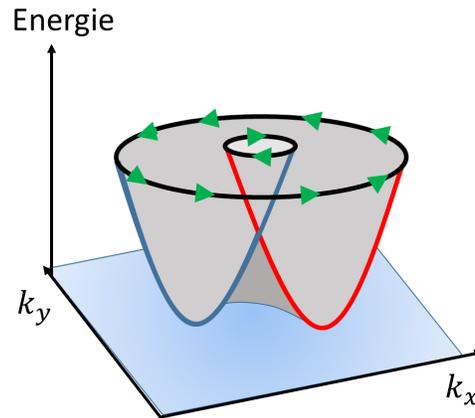


Figure 1.4: Représentation schématique de la scission (levée de dégénérescence) d'une bande d'électron libres, parabolique et dégénérée en spin à une interface de type Rashba. On remarque que le spin, symbolisé par des flèches vertes, est verrouillé sur les deux différents contours chacun associés à une direction de spin opposée.

Cette levée de dégénérescence est alors associée à une hybridation particulière impliquant les orbitales p_z pour le transport ainsi que les différentes orbitales des éléments lourds (orbitales $4d$ ou $5d$ par exemple) [44]. Il devient alors nécessaire d'introduire désormais les notions importantes concernant la structure électronique comme la première zone de Brillouin (PZB) et la phase de Berry, afin de mieux appréhender l'origine des effets de Hall de spin décrits par la suite.

1.4 Première zone de Brillouin

Dans ce manuscrit, nous considérerons essentiellement des cristaux dits "parfaits" (dépourvus de défauts), permettant diverses simplifications. Les fonctions d'ondes $\psi(\mathbf{r})$ décrivant alors les états quantiques électroniques sont définies dans un paysage de potentiel périodique [45]. Le caractère périodique de ce potentiel nous permet d'écrire l'Hamiltonien simplifié sous forme suivante [46] :

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + V(\mathbf{r}) \quad (1.8)$$

où $V(\mathbf{r})$ est invariant par opération de translation dans le réseau de Bravais caractérisé par l'ensemble des vecteurs translation \mathbf{R}_i identifiant chaque atome i du réseau, de sorte que $V(\mathbf{r}) = \sum_i V_i(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)$ avec V_i le potentiel central, généralement supposé sphérique, centré sur l'atome i . Nous avons alors $V(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r} + \mathbf{R})$ pour \mathbf{R} une translation élémentaire du réseau de Bravais. Afin de construire le réseau périodique, il est nécessaire de connaître les trois informations suivantes :

- le nombre d'atomes par maille élémentaire,
- la position des nœuds du réseau qui fixent les différents vecteurs de translation,

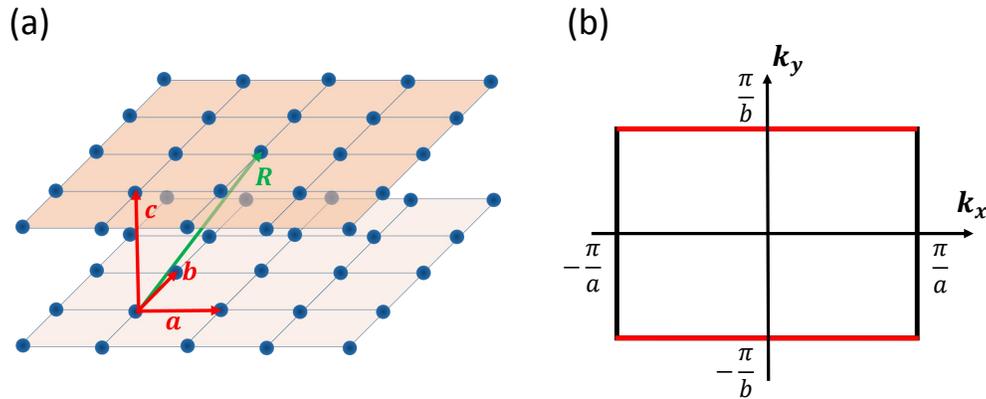


Figure 1.5: (a) Représentation du vecteur élémentaire \mathbf{R} dans la zone de Bravais tel que $\mathbf{R} = n\mathbf{a} + m\mathbf{b} + p\mathbf{c}$ (ici $n = m = p = 1$). (b) Première zone de Brillouin dans le cas d'un système à deux dimensions ($p = 0$).

- l'origine du réseau généralement pris sur un nœud particulier.

Une représentation de ces vecteurs \mathbf{a} , \mathbf{b} et \mathbf{c} ainsi que le vecteur \mathbf{R} sont représentés sur la Fig.1.5(a). Dans ces conditions, le théorème de Bloch permet d'écrire les fonctions d'onde électroniques comme :

$$\psi(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (1.9)$$

avec $u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ la fonction de cœur de période \mathbf{R} tel que $u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ et où l'indice \mathbf{k} correspond au vecteur d'onde de Bloch permettant de différencier les états propres dans l'espace réciproque associé à une même bande d'énergie $E_n(\mathbf{k})$.

En deux dimensions, pour une période a suivant x et une période b suivant y , le vecteur d'onde de Bloch peut s'écrire sous la forme :

$$\mathbf{k} = \frac{2\pi}{a} \mathbf{x} + \frac{2\pi}{b} \mathbf{y} \quad (1.10)$$

avec \mathbf{x} et \mathbf{y} le vecteur unité respectivement dans la direction x et y . Ce nouvel espace est appelé espace réciproque (ou également espace des impulsions). C'est dans cet espace que seront définies les fonctions d'ondes électroniques $\psi(\mathbf{k})$. Par application des différentes opérations du groupe de symétrie du cristal considéré, nous pouvons montrer que l'ensemble des états électroniques du cristal peuvent être contenus dans la première zone de Brillouin (PZB) de l'espace réciproque. Dans le cas d'un système cubique simple ($a = b = c$), la PZB correspond au volume compris entre $k_x \in [-\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}]$ selon les trois directions de l'espace. Une représentation géométrique de cette PZB

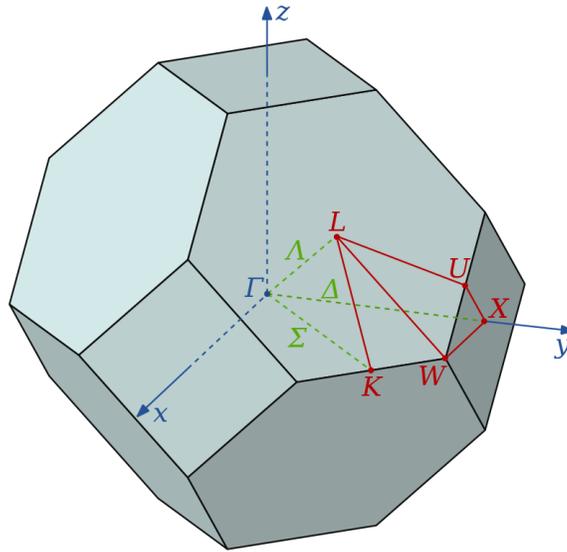


Figure 1.6: Représentation de la PZB d'un système CFC sous la forme d'un octaèdre tronqué extrait de la ref [47]

est visible en Fig.1.5(b). Il est de coutume de définir certains points particuliers tels que le point $k_x = k_y = 0 = \Gamma$. Dans le cas d'une structure cubique face centrée (CFC), les symétries sont telles qu'il est possible de réduire la PZB à $1/48^{\text{ème}}$ de celles-ci sous la forme d'un octaèdre tronqué (visible en Fig.1.6). La structure CFC correspond par exemple à celle de l'antimoniure d'indium (abordé dans le chapitre IV). Dans ces conditions on retrouve des points singuliers dits points de haute symétrie, tels que le point K qui représente le milieu d'une arête joignant deux faces hexagonales, le point L correspondant au centre d'une face hexagonale, le point U définissant le milieu d'une arête joignant une face hexagonale et un carré, le point W son sommet et le point X pour le centre d'une face carrée de l'octaèdre. Dans ces conditions le point Σ associé à la direction cristallographique $[110]$, Δ pour $[100]$ et Λ pour $[111]$ représente les segments reliant Γ aux différents points de hautes symétries comme représenté sur cette même figure.

La théorie des bandes, permet une représentation des états propres électroniques dans un solide, en utilisant cette PZB comme zone de référence du système dans des conditions périodiques. Selon la façon dont ces bandes sont réparties et occupées ou non occupées, il est possible d'expliquer la majeure partie des propriétés électroniques : états isolants, métalliques, semi-conducteurs, etc. Le travail exposé par la suite de ce manuscrit et plus particulièrement les calculs de structure de bandes et de la conduction électronique associée, utiliseront les propriétés des fonctions de Bloch. Lorsqu'une perturbation extérieure (champ magnétique, électrique, variation de la température, etc.) est appliquée au système, ce dernier évolue selon l'équation de Schrödinger agissant sur l'ensemble des particules (électrons, ions...). Ceci est désigné généralement comme un problème à N-corps. Il est toutefois possible d'appliquer le modèle de l'électron libre, aussi appelé

modèle de Sommerfeld, pour comprendre l'évolution de la fonction d'onde à partir de la structure de bande calculée dans le formalisme de Bloch. Il peut alors devenir nécessaire de prendre en compte, dans l'équation d'évolution de Schrödinger, la phase de Berry, elle-même reliée aux propriétés géométriques de la matière. Nous allons principalement nous intéresser dans cette thèse aux effets d'interfaces et de surface pour lesquels, la structure de bande est perturbée car le potentiel n'est plus périodique.

1.5 Notion de phase de Berry

La phase de Berry notée Ω_m et associée à un niveau d'énergie E_m , a été décrite pour la première fois en 1984 par M. Berry [48]. Ce terme de phase géométrique introduit une modification dans la phase de l'état d'évolution de la fonction d'onde $|\psi\rangle$ lors d'un processus adiabatique (sans changement de l'état) par application d'une perturbation extérieure. Cette grandeur présente dans l'état d'évolution de la fonction d'onde a permis notamment, de démontrer le caractère topologique de l'effet Hall quantique entier [49, 50] (chapitre IV) ou encore de décrire la propagation de la lumière dans des fibres optiques [51]. La phase dynamique répond à la question "combien de temps a duré le voyage?", la phase de Berry, répond à la question " par où est passé le système au cours de son voyage?" [52]. Dans cette thèse, nous allons principalement nous intéresser à décrire le comportement de la phase de Berry dans la PZB.

Nous rappelons ici le cadre et les enjeux à traiter correctement la phase de Berry. En géométrie différentielle, le concept de transport parallèle est un moyen de mettre en relation la géométrie autour d'un point le long d'une courbe définie sur une surface. Dans le cas d'une sphère (notée S^2), nous pouvons en chaque point maintenir tangent à la sphère un vecteur quelconque noté $|\Psi\rangle$ porteur de l'information (la direction du vecteur par exemple). On s'aperçoit que lorsque l'on effectue un contour fermé C , on retrouve un décalage d'angle Ω entre le vecteur initial $|\psi\rangle$ et final, noté $|\psi(T)\rangle$. Ce décalage est appelé holonomie pour les mathématiciens, et anholonomie pour les physiciens. Une illustration est représentée sur la Fig.1.7(a). Dans le cas d'un cercle S^1 on remarque que sa géométrie donne lieu à une phase, ou décalage en angle, nulle (Fig.1.7(b)).

Dans le cas de l'évolution d'une fonction de Bloch, une telle anholonomie est appelée phase de Berry. La phase apparaît comme un "défaut" de transport parallèle résultant de la structure de bande du matériau lors de l'évolution temporelle d'un état électronique sur une boucle fermée. La phase de Berry est finalement un concept permettant de décrire la géométrie de l'espace dans lequel évolue la particule et plus particulièrement la dispersion en énergie de la fonction d'onde (pour un niveau d'énergie E_k donné) dans la PZB.

Pour comprendre plus en détails cet effet et son domaine d'application, utilisons ces propriétés de transport à un ket $|\psi(\mathbf{k})\rangle$ décrivant une fonction d'onde définie dans l'espace réciproque. Dans ces conditions, il est possible de projeter sur la surface formée par ses états propres l'état initial de la fonction d'onde (le ket) ainsi que son état final (le bra $\langle\psi(\mathbf{k})|$) sur la PZB (pour simplifier ici nous considérons la PZB comme une sphère quelconque S^2) effectuant un contour fermé C . Nous utilisons à cet effet l'opérateur

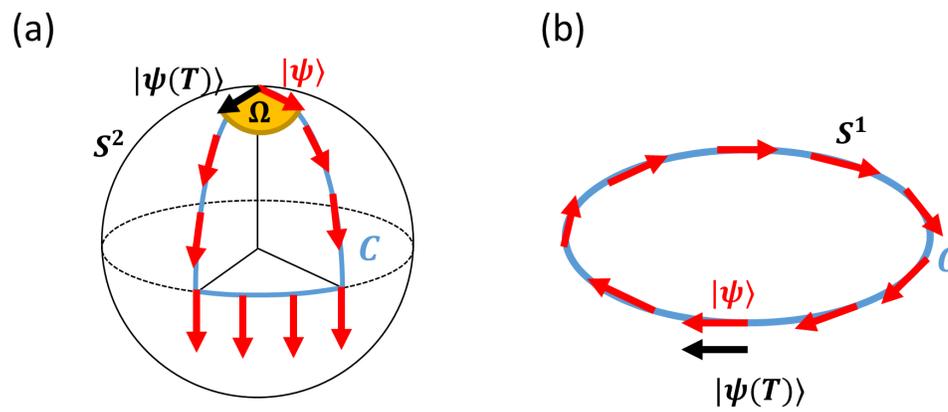


Figure 1.7: Représentation du transport parallèle dans le cas d'un vecteur tangent $|\Psi\rangle$ pour (a) une sphère S^2 donnant lieu à une holonomie, résultant du défaut de transport du vecteur $|\Psi\rangle$ par rapport à son état final $|\Psi(T)\rangle$ le long du contour C effectué sur S^2 . Dans le cas d'un cercle (b) aucun défaut dans le transport parallèle n'est observé du fait de la géométrie triviale du cercle.

différentiel $\widehat{\nabla}_C$ [53] tel que :

$$\mathcal{A} = i\langle\psi|\widehat{\nabla}_C|\psi\rangle$$

avec $\widehat{\nabla}_C$ représentant le gradient (du ket) de la fonction d'onde projetant ce dernier sur la sphère S^2 le long du contour fermé C . De manière générale, en projetant la fonction d'onde électronique sur les ondes de Bloch définies en \mathbf{k} et à partir de l'Eq.1.9 il est possible d'écrire \mathcal{A} comme :

$$\mathcal{A}_m = i\langle u_m(\mathbf{k})|\widehat{\nabla}_k|u_m(\mathbf{k})\rangle \quad (1.11)$$

où $|u_m(\mathbf{k})\rangle$ représente ici la partie "cœur" de la fonction de Bloch associée à un vecteur du réseau réciproque \mathbf{K} dans l'espace réciproque tel que $|u_m(\mathbf{k}+\mathbf{K})\rangle = |u_m(\mathbf{k})\rangle$. L'indice m est associé aux états propres d'énergie E_m . Ce vecteur \mathcal{A}_m est appelé vecteur connexion de Berry associé à la bande d'énergie E_m , effectuant un lien entre l'état initial et final de la fonction d'onde projetée sur la PZB (surface S^2) le long du contour fermé C . La phase de Berry acquise par la fonction d'onde électronique sur la bande $|m\rangle$ lors du contour fermé, peut donc s'écrire sous la forme d'une intégrale le long du contour fermé C du vecteur connexion de Berry selon :

$$\Omega_m = \oint_C d\mathbf{k} \cdot \mathcal{A}_m \quad (1.12)$$

En utilisant le théorème de Stokes, il est alors possible d'exprimer cette phase de Berry en fonction du rotationnel de la connexion de Berry \mathcal{F}_m , de sorte que, $\mathcal{F}_m = \nabla_k \times \mathcal{A}_m$, impliquant alors :

$$\Omega_m = \iint_S d^2\mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathcal{A}_m \quad (1.13)$$

avec S la surface de l'espace réciproque entourée par le contour C . Ce pseudo-vecteur \mathcal{F}_m est appelé courbure de Berry et joue le rôle d'un champ magnétique dans l'espace réciproque. Ω_m est ici la phase de Berry.

Finalement, lorsque la fonction d'onde d'un électron effectue un contour fermé dans l'espace réciproque, il est possible d'écrire la relation entre l'état initial $|u_{m,\mathbf{k}}(t=0)\rangle$ et final $|u_{m,\mathbf{k}}(t=T)\rangle$ en y incluant la phase de Berry de sorte que :

$$|u_{m,\mathbf{k}}(t=0)\rangle = e^{i\Omega_m} e^{-i/\hbar \int_0^T dt' \epsilon_m(\mathbf{k})} |u_{m,\mathbf{k}}(t=T)\rangle \quad (1.14)$$

où le second terme $e^{-i/\hbar \int_0^T dt' \epsilon_m(\mathbf{k})}$ correspond à la phase dynamique de la fonction d'onde. La symétrie d'inversion temporelle ou symétrie- \mathcal{T} , nous indique les relations particulières auxquelles doivent obéir les états électroniques lorsque l'Hamiltonien reste inchangé par renversement du temps. En terme de fonction de Bloch orbitale, la symétrie- \mathcal{T} nous impose la relation [54] :

$$\mathcal{T}u_m(+\mathbf{k}) = u_m^*(\mathbf{k}) = u_m(-\mathbf{k}) \quad (1.15)$$

Concernant la courbure de Berry et en utilisant l'Eq.1.13 nous trouvons que :

$$\mathcal{F}_m(-\mathbf{k}) = -\mathcal{F}_m(\mathbf{k}) \quad (1.16)$$

pour chaque point k de l'espace réciproque.

La symétrie de parité où symétrie- \mathcal{P} nous indique quant à elle, qu'un système reste invariant dans l'espace. L'effet de la symétrie- \mathcal{P} sur la courbure de Berry est tel que [54] :

$$\mathcal{F}_m(-\mathbf{k}) = +\mathcal{F}_m(\mathbf{k}) \quad (1.17)$$

Les conditions des Eq.1.16 et 1.17 imposent donc à la courbure de Berry de s'annuler. Dans ces conditions, le terme de courbure de Berry n'apparaît que dans des systèmes brisant l'une des deux symétries- \mathcal{T} ou $-\mathcal{P}$. Nous reviendrons au chapitre 3 sur de tels système servant de base pour les isolants topologiques [55] ou encore dans des systèmes à fort couplage spin-orbite [56].

La phase de Berry revêt une importance cruciale dans ces travaux de thèse concernant les isolants topologiques, l'effet Hall anormal ou encore l'effet Hall de spin intrinsèque [56]. Afin de mettre en application la phase de Berry décrite ci-dessus, l'effet Hall intrinsèque va nous servir d'exemple pour relever les propriétés de conduction pouvant émerger de cette phase géométrique dépendant de la géométrie de la structure de bande sur laquelle évolue l'électron de conduction.

1.6 Effet de volume : l'effet Hall de spin

Nous donnons ici quelques notions essentielles sur l'effet Hall anormal et l'effet Hall de spin intrinsèque avant d'aborder la discussion sur la phase de Berry. L'effet Hall de spin (SHE) sera abordé dans le chapitre suivant dans le cas des métaux lourds $5d$ comme le Pt pour lequel deux contributions distinctes peuvent être impliquées :

- L'effet Hall de spin intrinsèque, relié principalement à la phase de Berry développé majoritairement autour des vallées \mathcal{L} dans le cas du Pt [57],
- L'effet Hall de spin extrinsèque lié à la présence d'impuretés [58] ou à l'interface des multicouches $3d-5d$ [59].

L'effet Hall a été mis en évidence pour la première fois par E.H. Hall en 1879 [60]. Il est possible de décrire le courant de charge \mathbf{j}_c appliqué à un conducteur électrique (typiquement un métal) dans un système de coordonnées x , y et z de la façon la plus générale, par la matrice de conductivité selon :

$$\mathbf{j}_c = \bar{\sigma} \mathbf{E} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

\mathbf{E} représente ici le champ électrique appliqué au système et $\bar{\sigma}$, le tenseur de conductivité électrique. Lorsqu'un champ magnétique est appliqué perpendiculairement à la direction du courant de charge, l'électron va subir une force transverse dit force de Lorentz. Dans l'Eq.1.18, on trouve donc $\sigma_{xy} \propto \mu_0 H$ ce qui donne lieu à la mesure d'une tension transverse appelée tension de Hall ordinaire. Un mécanisme supplémentaire dépendant

du couplage spin-orbite du matériau considéré peut générer un courant de spin transverse : c'est le mécanisme d'effet Hall de spin (SHE), prédit par M.I. Dyakonov et V.I. Perel en 1971 [61–63]. Ce phénomène de transport donne lieu à une accumulation de spin sur les surfaces latérales d'un matériau lorsqu'un courant électrique le traverse dans le volume [64]. Ces effets d'accumulation apparaissent pour annuler le courant de spin transverse, correspondant à des conditions aux limites sur le courant de spin bien spécifiques.

1.6.1 Effet Hall de spin intrinsèque

Nous rappelons que l'effet Hall de spin intrinsèque a pour origine le couplage spin-orbite sur la structure de bande des matériaux de type semi-conducteurs [64], bidimensionnels 2D [65] ou métalliques [66].

Le premier travail démontrant un effet Hall anormal (AHE) intrinsèque dans des matériaux ferromagnétiques a été publiés par Karplus et Luttinger en 1954 [67]. Ces auteurs ont proposés, qu'en présence d'un courant de charge, les électrons en mouvement selon x subissent une déviation (ou déflexion) transverse selon la direction y également perpendiculaire à l'orientation de leur spin selon z , ceci en l'absence de champ magnétique extérieur .

En 2003, Murakami [68] démontre que des effets similaires de génération d'un courant de spin à partir d'un courant de charge peuvent être attendus dans des semi-conducteurs non magnétiques de *type-p* à fort couplage spin-orbite dus à des effets intrinsèques dans la structure de bande (Fig.1.3). Ces travaux ont ensuite été étendus à des semi-conducteurs de *type-n* et des systèmes à caractères bidimensionnels en 2004 [69].

Lorsqu'un champ électrique \mathbf{E} et un champ magnétique \mathbf{B} sont appliqués sur un matériau, il est possible d'utiliser l'équation de transport de Karplus et Luttinger, ne nécessitant pas de correction relativiste, pour décrire le mouvement des électrons de Bloch en régime stationnaire [70] nous indiquant finalement :

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{x}} &= \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_{0,m}(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}} \\ \hbar \dot{\mathbf{k}} &= -e\mathbf{E} - e\dot{\mathbf{x}} \times \mathbf{B}\end{aligned}\quad (1.19)$$

avec $E_{0,m}(\mathbf{k})$ l'énergie de la bande $|m\rangle$ considérée et où \mathbf{x} et \mathbf{k} représentent la valeur moyenne du vecteur position et du vecteur d'onde (ou d'impulsion car $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$) du paquet d'onde électronique évoluant dans l'espace des \mathbf{k} , ainsi que dans l'espace réel. En nous appuyant désormais sur la phase de Berry pour décrire ces mêmes phénomènes, il est possible d'écrire l'Eq.1.19 en additionnant son effet dans l'espace réciproque sur le transport selon [71] :

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{x}} &= \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_m(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}} - \dot{\mathbf{k}} \times \mathcal{F}_m \\ \hbar \dot{\mathbf{k}} &= -e\mathbf{E} - e\dot{\mathbf{x}} \times \mathbf{B}\end{aligned}\quad (1.20)$$

Ces équations diffèrent de l'Eq.1.19 en deux aspects distincts : l'énergie ($E_{0,m} \neq E_m$) et le vecteur vitesse, prennent désormais en considération le moment magnétique orbital

de l'électron dérivant d'une correction du premier ordre dans la définition de la fonction de Bloch lorsque cette dernière est sujette à un champ magnétique extérieur [72]. En second, le terme $\dot{\mathbf{k}} \times \mathcal{F}_m$, appelé vitesse anormale [73], représente ici l'effet de la courbure de Berry sur la vitesse de l'électron. C'est cet effet qui donne, dans le cas de matériaux ferromagnétiques (matériaux dépourvus d'une symétrie \mathcal{T}) un effet Hall supplémentaire de l'effet Hall normal appelé effet Hall anormal et non plus lié au champ magnétique extérieur. Dans des matériaux plus conventionnels, la symétrie \mathcal{T} impose de sévères restrictions sur les paramètres utilisés dans l'Eq.1.20. Ainsi en renversant le cours du temps, $\dot{\mathbf{x}}$, $\dot{\mathbf{k}}$ et \mathbf{B} changent de signe alors que \mathbf{x} , \mathbf{k} (dû aux conditions de Bloch) et \mathbf{E} sont invariants [71].

Dans le cas de matériaux lourds à fort couplage spin-orbite, il résulte de ces équations, une levée de dégénérescence entre les états de conduction dans la bande de valence, par exemple associée aux états de trous lourds (HH, $J = 3/2$) ou légers (LH, $J = 1/2$) pour les semi-conducteurs III-V. Cette dégénérescence qui entraîne une brisure de symétrie \mathcal{T} sur une bande donnée [54]. Lorsque cette symétrie est brisée, l'Eq. 1.19 ne s'applique plus aussi simplement et permet donc de faire intervenir le terme de phase de Berry pour décrire les propriétés de conduction. Dans ces conditions, lorsqu'un courant électrique est appliqué en l'absence de tout champ magnétique extérieur, il est alors possible d'écrire l'Eq. 1.20 en considérant cette levée de dégénérescence selon :

$$\begin{aligned}\dot{\mathbf{x}} &= \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}} - \dot{\mathbf{k}} \times \mathcal{F}_{\uparrow\downarrow} \\ \hbar \dot{\mathbf{k}} &= e\mathbf{E}\end{aligned}\quad (1.21)$$

Parce que nous considérons ici le cas de trous, le signe de la charge a été changé. L'Eq.1.21 considère désormais cette levée de dégénérescence des bandes due au couplage spin-orbite. Enfin en substituant $\dot{\mathbf{k}}$, nous pouvons désormais écrire l'Eq.1.21 de manière simplifiée :

$$\dot{\mathbf{x}} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}} - \frac{e}{\hbar} \mathbf{E} \times \mathcal{F}_{\uparrow\downarrow}(\mathbf{k}) \quad (1.22)$$

Il en résulte l'apparition d'une vitesse anormale, pour les porteurs, transverse à leur spin \mathbf{S} et au champ électrique \mathbf{E} , dans la direction $\mathbf{E} \times \mathbf{S}$ [56, 74]. En effectuant une intégrale temporelle, il est possible de représenter la position des électrons dans l'espace réel ainsi que la différence des trajectoires selon la direction de leur spin [Fig.1.8(a)]. Ceci donne donc lieu à la génération d'un courant de spin dans la direction perpendiculaire au flux de charge perpendiculaire et à la direction moyenne du vecteur d'onde des porteurs. Cette déflexion de trajectoire doit être associée à un effet de spin de bande, ou encore effet Hall de spin intrinsèque, reliée donc à la courbure de Berry du matériau. Ainsi, plus le couplage spin-orbite sera grand, plus la courbure de Berry sera élevée et plus la déflexion de la trajectoire électronique sera significative [69].

En utilisant des procédés similaires à ceux introduits dans le formalisme de Kubo pour un état d'évolution adiabatique, il est possible de considérer la conductivité transverse comme étant égale à [49, 50] :

$$\sigma_{xy} = -\frac{e^2}{2\pi\hbar} \sum_m \iint_{PBZ} d^2\mathbf{k} f_m(E_m(\mathbf{k})) \mathcal{F}_m^z \quad (1.23)$$

avec $f_m(E_m(\mathbf{k}))$ la fonction de distribution au niveau de Fermi correspondant à la bande m , fait intervenir ici l'intégrale sur l'ensemble des niveaux occupés, de la composante z du vecteur courbure de Berry \mathcal{F}_m^z dans la PZB.

En conclusion, il apparaît fondamental dans cette partie d'insister sur l'importance de la phase de Berry sur les propriétés de conduction. Nous verrons lors du chapitre 3 un autre domaine d'application de cette phase. Nous allons à présent aborder l'origine des effets extrinsèques de l'effet Hall de spin comme rencontrés dans le cas de systèmes AuW.

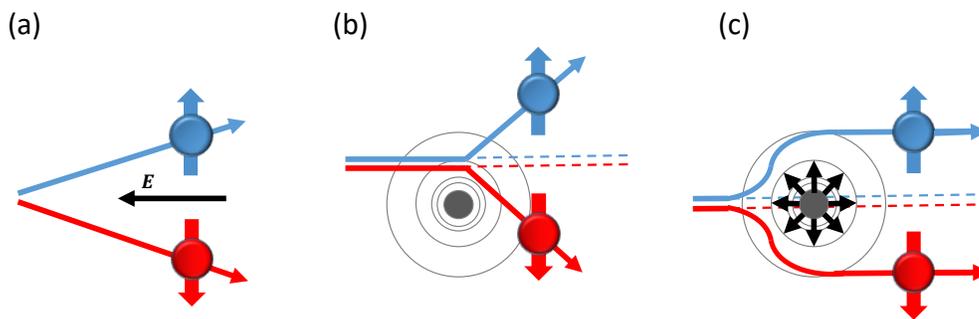


Figure 1.8: Représentation schématique des différents mécanismes à l'origine de l'effet Hall de spin. (a) Effet intrinsèque de séparation de la particule en fonction de son spin dû au champ électrique émergent, correspondant à la phase de Berry. (b) Effet de dispersion asymétrique (*skew scattering*) de l'électron en fonction de son spin. (c) Effet de saut (*side jump*) de l'électron en fonction de son spin.

1.6.2 Effet Hall de spin extrinsèque

Nous décrivons ici les notions de l'effet Hall de spin extrinsèque. Si un électron parcourant un matériau subit une diffusion par un potentiel local pouvant être assimilé à un potentiel d'impuretés (dans la structure cristallographique), ceci donne généralement lieu à une collision élastique et la trajectoire moyenne de l'électron en sera modifiée. En présence du couplage spin-orbite, les propriétés de diffusion vont acquérir une dépendance selon le spin des porteurs [62, 75]. Dans le cas où les deux trajectoires sont diffusées avec un angle non-nul, c'est la dispersion asymétrique, ou *skew scattering* : l'idée de base est que les électrons porteurs de spin sont diffusés de façon asymétrique par les atomes lourds en présence d'interaction spin-orbite. Cet effet est utilisé afin de générer une polarisation en spin à partir d'un faisceau d'électrons non-polarisés. Ainsi, un électron

de spin \uparrow sera diffusé par les atomes lourds à travers une trajectoire défléchie dans une direction transverse au courant. L'inverse est valable pour les électrons de spin \downarrow . Ces derniers seront déviés dans la direction opposée lors du processus de diffusion [57]. Cet effet est montré sur la Fig.1.8(b)

Les deux trajectoires peuvent également subir un saut dans l'espace réel tout en restant essentiellement parallèles entre elles, c'est l'effet de saut latéral ou *side-jump* représenté sur la Fig.1.8(c). Les électrons sont d'abord déviés d'un côté en raison du champ créé par l'impureté et se retrouvent de nouveau déviés lorsqu'ils quittent cette zone car le champ se retrouve opposé, correspondant donc à un pas latéral. Le champ électrique provenant de l'impureté va dévier les électrons de façon différente en fonction de leur spin. On note donc l'apparition d'une vitesse transverse, dépendante du spin des porteurs, lors de la diffusion des électrons sur les impuretés ou bien entre deux collisions successives (cas de l'effet Hall de spin intrinsèque). Ces effets extrinsèques, de *side-jump*, correspondent en moyenne à un déplacement latéral du centre de masse d'un paquet d'onde par diffusion sur les impuretés [76, 77]. Un courant de charge longitudinal entraîne un courant de spin transverse ce qui est équivalent à un processus d'inter-conversion charge \leftrightarrow spin.

Depuis le début des années 2000, la démonstration expérimentale de la conversion du courant de charge en courant de spin [78] dans des semi-conducteurs à fort couplage spin-orbite, suivie des travaux théoriques de Hirsch [75], suscitent actuellement un très fort engouement dans la communauté. Hirsch est le premier à introduire l'expression de l'effet Hall de spin par analogie avec l'effet Hall où la force de Lorentz de l'effet Hall est remplacée par l'interaction spin-orbite. De premières mesures optiques d'accumulation de spin, par effet Kerr, dans des matériaux semi-conducteurs ont été effectuées dans le groupe d'Awschalom [64]. Puis par la suite, les premières détections électriques du SHE seront démontrées en 2006 [79]. Par effet de réciprocité, le phénomène d'effet Hall de spin inverse (ISHE) peut se produire lorsqu'un courant de spin est converti en un courant de charge transverse [80]. Les matériaux à fort Z présentant un fort couplage spin-orbite tels que le platine [81, 82] ou la phase β du Ta [83] sont particulièrement intéressants pour de telles conversions spin-charge. Afin de quantifier cette efficacité de conversion, on utilise l'angle de Hall θ_{SHE} , rapport entre le courant de spin \mathbf{J}_s produit et le courant de charge \mathbf{J}_c appliqué, pour donner *in-fine* $\theta_{SHE} = \frac{\|\mathbf{J}_s\|}{\|\mathbf{J}_c\|}$.

Dans le cas du Pt, cette valeur de conversion est donnée pour θ_{SHE}^{Pt} dans l'encadrement compris entre 0.37% [81] et 11% [84]. Il est possible d'expliquer une telle dispersion dans la mesure du Pt par [59] :

- les valeurs de longueurs de diffusion de spin mesurées et utilisées dans les formules correspondent à des longueurs d'atténuation au niveau des interfaces,
- la décohérence de spin durant leur transport,
- la modification de la conduction proche des interfaces.

Il existe également des valeurs négatives de l'angle de Hall démontrées expérimentalement dans différents matériaux tels que l'AuW : $\theta_{SHE}^{AuW} \simeq -5\%$ [85] (pour une résistivité de

$\simeq 200\mu\Omega.cm$) ou le Ta : $\theta_{SHE}^T \simeq -2\%$ [86]. L'origine de cette différence de signe peut provenir d'un effet intrinsèque dû au remplissage des bandes du matériau considéré [87] ou d'un effet extrinsèque dû au processus de diffusion [88].

1.7 Effet de surface : l'effet Edelstein

Dans le cas de surface ou d'interface Rashba, il existe un mécanisme alternatif de conversion du courant de charge en courant de spin (et de courant de spin en courant de charge) mécanisme appelé effet Edelstein (inverse) [89]. Ce dernier peut être décrit par la phase de Berry [90]. Toutefois, nous donnerons ici une représentation plus phénoménologique des effets mis en jeu. Une description plus détaillée de l'effet de la phase de Berry dans les matériaux 2D sera abordée dans le chapitre 3.

Considérons un système électrique bidimensionnel avec un couplage spin-orbite : un courant électrique peut induire (sous certaines conditions) une accumulation de spin (ou polarisation en spin des porteurs) hors équilibre [89]. Dans le cas de matériaux

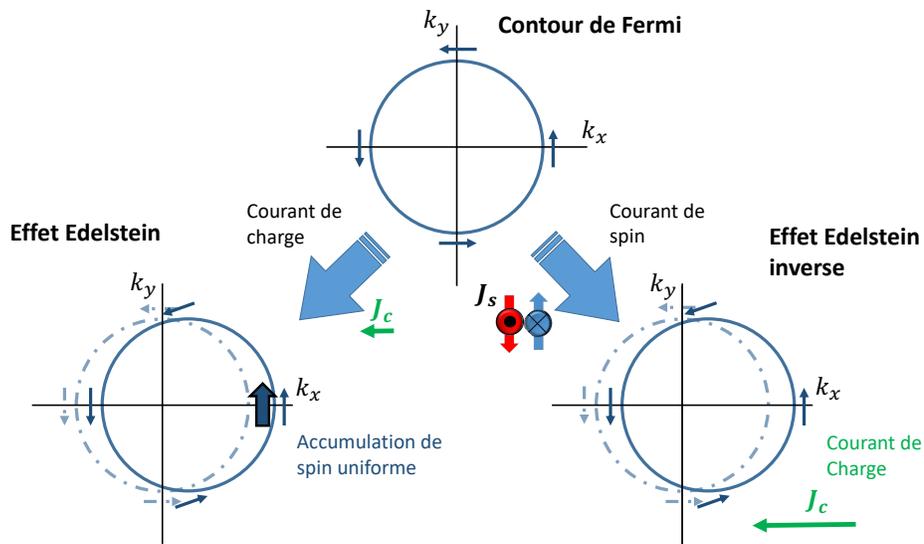


Figure 1.9: Schéma de la coupe au niveau de Fermi un état de surface présentant une hélicité de spin donnée (par exemple un état de surface d'isolant topologique) et des effets sur cette surface de l'application d'un courant de charge ou de spin. Dans les deux cas un déplacement de la surface de Fermi dans l'espace des k produit une accumulation de spin ou un courant de charge correspondant à l'effet Edelstein et l'effet Edelstein inverse [91].

bidimensionnels tels que les isolants topologiques ou de surface Rashba, l'introduction du couplage spin-orbite a pour effet de verrouiller la structure de spin autour du contour circulaire de Fermi, comme représenté sur la Fig.1.9. Ce verrouillage entre structure de

spin et vecteur d'onde \mathbf{k} , donne la possibilité de conversion entre le courant de charge et le courant de spin à travers l'effet Edelstein (EE) et l'effet Edelstein inverse (IEE) comme démontré récemment [17, 92].

Dans le cas de l'EE, un courant de charge \mathbf{J}_c appliqué sur le gaz d'électron bidimensionnel dans la direction réelle x , donne lieu à un décalage du contour de Fermi dans l'espace réciproque selon la direction x , conduisant à un accroissement de la population de spin avec une orientation privilégiée transverse y , on parle lors d'accumulation de spin [91, 93]. L'efficacité de conversion spin \leftrightarrow charge se caractérise alors par la densité de courant de spin générée par exemple dans un matériau ferromagnétique déposé sur le 2DEG par la densité de courant de charge appliquée à ce même gaz. Cette efficacité se matérialise donc par l'inverse d'une longueur, q_{EE} selon [94] :

$$q_{EE} = \left| \frac{\mathbf{J}_s}{\mathbf{J}_c} \right| \leftrightarrow \frac{[\text{A} \cdot \text{m}^{-3}]}{[\text{A} \cdot \text{m}^{-2}]} = [\text{m}^{-1}] \quad (1.24)$$

Il est important de noter ici que q_{EE} n'est pas une propriété intrinsèque de l'état de surface, puisqu'il dépend de l'interface et du matériau en contact qui absorbera le courant de spin (résultant de l'accumulation de spin dans les états de surface). Concernant l'effet réciproque d'IEE, l'injection d'un courant de spin dans l'état de surface, entraîne la génération d'un courant de charge généré dans l'état bidimensionnel. Contrairement au cas du SHE, l'efficacité de conversion est caractérisée ici par une longueur λ_{IEE} [17, 92] se définissant comme le rapport entre le courant de charge 2D provenant de l'état bidimensionnel et du courant de spin 3D injecté. Cette longueur peut être exprimée de la façon suivante[16] :

$$\lambda_{IEE} = \left| \frac{\mathbf{J}_c}{\mathbf{J}_s} \right| \leftrightarrow \frac{[\text{A} \cdot \text{m}^{-2}]}{[\text{A} \cdot \text{m}^{-3}]} = [\text{m}] \quad (1.25)$$

Cette fois, en ne considérant que le courant de spin arrivant sur les états de surface (et non celui généré par une telle méthode), alors on peut dire que λ_{IEE} est une quantité intrinsèque. Au niveau des expériences, la première démonstration de la conversion de courant de spin en courant de charge a été réalisée sur une interface Rashba de type Bi|Ag [17]. Il est néanmoins essentiel de préciser ici que la relation $\lambda_{IEE} = \frac{1}{q_{EE}}$ n'est pas valide. Ces deux effets sont différents en raison, d'une part, des longueurs de cohérence du spin, mais également du comportement des porteurs aux interfaces comme nous le discuterons dans le chapitre 3.

Afin de comparer les efficacités de conversion des mécanismes SHE et EE, il est nécessaire d'effectuer un parallèle entre la conversion du courant de spin en courant de charge via le mécanisme de SHE pour les matériaux volumiques et l'EE pour les systèmes en deux dimensions. Cette efficacité de conversion est notée θ_{SHE} pour les systèmes volumiques. Pour les matériaux 2D, il est nécessaire de différencier le cas d'une conversion du courant de spin en courant de charge, donné par λ_{IEE} pour les matériaux 2D et du courant de charge en courant de spin, donné par q_{EE} . Dans le but de comparer ces deux efficacités de conversion charge-spin et spin-charge, il est nécessaire d'introduire la longueur de diffusion de spin, l_{sf} sur laquelle le courant de spin est conservé dans le matériau 2D (ou

3D). Lors de son mouvement dans la matière, ce dernier peut transférer son moment angulaire lors des collisions avec le réseau (phonons) ou avec des impuretés, conduisant ainsi à une perte de polarisation. Cet effet est appelé couramment spin-flip et le temps moyen entre deux collisions entraînant une perte de polarisation est noté τ_{sf} . Ainsi la distance totale entre deux événements peut être reliée, dans un régime de transport diffusif, par ces grandeurs de la façon suivante : $l_{sf} = v_F \sqrt{\tau \tau_{sf}}$ avec v_F la vitesse de Fermi (celle de l'électron) et τ le temps moyen entre deux collisions de manière générale (temps de relaxation du moment).

Le maximum de conversion dans le cas de la conversion du courant de spin en courant de charge dans les matériaux volumiques d'épaisseur e avec $e > l_{sf}$, est donné par $\lambda_{ISHE} = \theta_{SHE} l_{sf}$ [95]. Dans le cas de 6 nm de Pt on obtient $\lambda_{ISHE}^{Pt} = 0.2\text{nm}$. Pour un système Rashba tel que le 2DEG à l'interface $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ sur lequel du NiFe a été déposé, on trouve un facteur de conversion maximal $\lambda_{IEE}^{LAO/STO} = 6.4\text{nm}$ [96]. Dans le cas d'isolant topologique et tout particulièrement de la phase α de l'étain, on retrouve $\lambda_{IEE}^{\alpha-Sn} = 2.1\text{nm}$ [18].

Nous remarquons que ces deux valeurs sont largement supérieures en terme de conversion à ce qui est mesuré dans des matériaux de volume, offrant ainsi la possibilité de réduire d'au moins un ordre de grandeur le courant de charge nécessaire à une même production de courant de spin.

Chapter 2

Manipulation et détection de l'aimantation de multicouches (Co/Ni) avec SHE et AHE

2.1 Origine de l'effet Hall anormal dans des multicouches ferromagnétiques

2.1.1 Introduction et motivations

L'objet de ce chapitre est l'étude des propriétés des courants de spin dans les multicouches à base de métaux de transition $3d/5d$. Nous étudions ici des systèmes à base de Pt/(Co/Ni) et d'Au :W/(Co/Ni), comme échantillons prototypes, sur la base de mesures d'effet Hall anormal (AHE) sur ces empilements de couches. Une telle étude des profils de courant de spin dans des séries de ce type n'a pour ainsi dire jamais été abordée du point de vue fondamental. Ceci s'explique en partie par la complexité d'implémenter des modèles sur des systèmes multicouches dans un cadre semi-phénoménologique ou semi-classique de type Camley-Barnas [97] généralisé pour tenir compte des interactions spin-orbite. Toutefois, de premières études commencent à émerger dans un contexte international [98].

Les objectifs de cette étude sont donc les suivants :

- En premier lieu de pouvoir bénéficier du caractère multicouche de l'injection de spin dans la partie ferromagnétique et de transformer ce courant de spin en courant de charge transverse par (ISHE), originaire de la multicouche elle-même. À cet effet, dans le contexte international, la littérature traitant du problème de conversion dans les métaux de transition $3d$ (Fe,Co,Ni) et leurs alliages commence à germer [99, 100].
- De développer et d'utiliser un modèle numérique de transport semi-classique et semi-phénoménologique (donc en présence du couplage spin-orbite) comme proposé ici, pour analyser et comprendre les processus fondamentaux de la diffusion

électronique aux interfaces. De telles diffusions rendent compte des effets de *skew-scattering* ou de *side-jump* dans les processus de SHE/AHE. De même, l'intérêt est d'analyser les contributions des effets intrinsèques ou d'en déterminer leur proportion vis à vis des effets extrinsèques. Les mesures d'AHE et leur modélisation pouvant s'avérer *in-fine*, des outils précieux pour extraire avec exactitude les paramètres physiques et paramètres matériaux (libre parcours moyen dépendant du spin, paramètres de *spin-flip*, asymétrie de diffusion...).

- Enfin, d'un point de vue technologique, comme proposé dans des articles récents [101, 102], l'objectif est celui d'optimiser les courants de spin aux interfaces pour améliorer le couple de transfert de spin (STT). L'optimisation des structures passe par une compréhension fine des mécanismes de transport et des propriétés électroniques des interfaces, régissant ce transport polarisé en spin.

Pour comprendre l'ensemble de ces problématiques, nous avons opté pour le système (Co/Ni) précédemment étudié au sein du laboratoire, disposant d'une anisotropie perpendiculaire et déposé sur le Pt, matériau à fort couplage spin-orbite [16, 59].

2.1.2 Propriétés des matériaux sur les effets SHE/AHE

Avant de poursuivre sur de telles investigations, il est nécessaire d'aborder certains points théoriques importants pour la compréhension du modèle. Si les effets SHE du Pt sont jusqu'à présent assez bien décrits dans le formalisme intrinsèque [103], des effets locaux proches des interfaces FM/Pt peuvent cependant subsister (renversement du spin à l'interface, effets GMR CIP...), permettant une augmentation locale des courants de spin SHE (ou ISHE) et donnant des angles de Hall effectifs supérieurs aux attentes [59]. Ceci pourrait traduire l'effet des interfaces sur l'angle Hall de spin ou sur la conductivité transverse intrinsèque du système multicouche [104].

La modélisation des effets conjoints de SHE et d'AHE dans les métaux de transition ferromagnétiques s'avère plus complexe, comme évoqué récemment dans la littérature [100]. La distinction entre effet Hall de spin et conductivité transverse intrinsèque et extrinsèque se trouve au cœur de ces difficultés. Réaliser une telle modélisation dans ce cas de matériaux ferromagnétiques, implique également de prendre en compte la levée de dégénérescence en énergie des canaux de transport de spin majoritaire et minoritaire.

En effet, pour une même énergie, du fait de la symétrie de renversement du temps \mathcal{T} , les angles Hall de spin du Pt (ou plus généralement d'un matériau non magnétique) sont opposés entre les canaux \uparrow et \downarrow mais identiques en amplitude. Il n'en est plus de même pour les matériaux ferromagnétiques du fait du terme d'échange. De cette levée de dégénérescence, il résulte donc l'apparition d'un degré de liberté supplémentaire sur le transport de spin pouvant être décrit par deux angles Hall de spin différents, correspondant à ces deux canaux de conduction. Dans les travaux de A. Fert, A. Friederich et A. Hamzic [105], ce degré de liberté supplémentaire donne respectivement lieu à la dissociation entre les effets de spin et le *skew-scattering* dans un modèle extrinsèque de l'AHE. La contribution du *skew-scattering* s'intéresse à la partie donnée par $\theta^\uparrow = -\theta^\downarrow$

sur un courant de spin pur, alors que la contribution de l'effet Hall de spin évoque l'effet d'une déviation unique ($\theta^\uparrow = \theta^\downarrow$) sur un pur courant de charge.

Comme nous le montrons, la dissociation de ces deux contributions dans les métaux de transition $3d$, peut, de façon équivalente, être décrite par deux angles effectifs différents $\theta^\uparrow \neq \theta^\downarrow$, de signe et d'amplitude différents ou non.

Dans ce cadre, il reste à évoquer également les effets de l'impact de la diffusion électronique aux interfaces des multicouches. Les interactions spin-orbite dans les phénomènes de diffusion peuvent donner lieu à des processus de *spin-flip* (par exemple par précession locale sur les champs Rashba aux interfaces) ce que l'on dénomme dans la littérature comme des effets de perte de mémoire de spin ou *spin memory loss* (SML) [59, 106]. D'autre part, comme évoqué récemment dans l'article de S. Zheng [107] le degré de spécularité des réflexions et transmissions électroniques peut jouer un rôle majeur sur l'anatomie des courants de spin et par conséquent sur les effets AHE dans les multicouches.

Dans nos expériences décrites dans la suite, nous montrons en effet un changement du signe de l'AHE dans les systèmes $\text{Pt}/(\text{Co/Ni})_N$ à N faible < 17 en comparaison d'échantillons $\text{Pt}/(\text{Co/Ni})_N$ où $N > 17$ ou d' $\text{Au}:\text{W}/(\text{Co/Ni})_N$. Ce changement de signe, d'abord surprenant, peut-être expliqué par un effet Hall de spin opposé dans le Pt en comparaison de celui des multicouches de $(\text{Co/Ni})_N$.

Finalement, l'effet Hall anormal dans ces systèmes $\text{Pt}/(\text{Co/Ni})_N$ combine les effets de diffusion du spin dans le (Co/Ni) , les effets de réflexion spéculaire ou non à l'interface avec le Pt ainsi que la conversion du courant de spin généré dans le (Co/Ni) en courant de charge proche de l'interface (y compris dans le Pt) par ISHE, comme le démontrent les outils de modélisation développés au laboratoire. Ils permettent également d'extraire les paramètres des matériaux constituant l'ensemble de la multicouche en très bon accord avec d'autres techniques de mesures (CIP/CPP GMR notamment).

2.1.3 Définition des grandeurs utilisées

Avant d'aborder le modèle théorique plus en détail ainsi que les résultats obtenus, il convient donc dans un premier temps, de définir l'ensemble des paramètres à l'origine de ces effets AHE et SHE.

L'idée principale ici va être de décrire l'origine du courant de spin à travers un modèle simple de deux bandes en parallèles, l'une pour le matériau ferromagnétique [les couches de (Co/Ni)], l'autre pour le système à effet Hall de spin (le Pt). Pour décrire les phénomènes résultant de l'hamiltonien faisant intervenir le couplage spin orbite et dans le cas d'un modèle simple à deux bandes (FM/SHE), il est possible d'utiliser le formalisme de Kubo, donnant un lien entre la conductivité électrique σ_{xy} et de spin σ_{xy}^s à l'équilibre, appelé également théorie de la réponse linéaire [45]. La conductivité de spin transverse va alors s'écrire tel que :

$$\sigma_{xy}^s \simeq \sigma_{xy}^{s,AHE} \pm \sigma_{xy}^{s,SHE} \quad (2.1)$$

Ainsi, comme nous l'avons abordé, la densité d'état dans un FM sera majoritaire pour une direction de spin, la contribution du SHE sera affectée d'un signe + ou – en fonction du canal de spin majoritaire dans le matériau. Il est néanmoins possible de différencier les contributions de l'effet Hall de spin et de l'effet Hall anormal, en utilisant deux canaux de conduction de spin \uparrow et \downarrow différents tel que :

$$\sigma_{\alpha\beta}^{\uparrow} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx}^{\uparrow} & \sigma_{xy}^{\uparrow} \\ -\sigma_{xy}^{\uparrow} & \sigma_{xx}^{\uparrow} \end{pmatrix}; \sigma_{\alpha\beta}^{\downarrow} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx}^{\downarrow} & \sigma_{xy}^{\downarrow} \\ -\sigma_{xy}^{\downarrow} & \sigma_{xx}^{\downarrow} \end{pmatrix}$$

avec $\alpha = (x, y)$ et $\beta = (x, y)$. Il est possible d'écrire cette équation sous la forme d'un unique tenseur :

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha\beta}^{\uparrow} + \sigma_{\alpha\beta}^{\downarrow} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx}^{\uparrow} + \sigma_{xx}^{\downarrow} & \sigma_{xy}^{\uparrow} + \sigma_{xy}^{\downarrow} \\ -(\sigma_{xy}^{\uparrow} + \sigma_{xy}^{\downarrow}) & \sigma_{xx}^{\uparrow} + \sigma_{xx}^{\downarrow} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

où $\sigma_{xx}^{\uparrow\downarrow}$ représente la conductance longitudinale parallèle au courant de charge et $\sigma_{xy}^{\uparrow\downarrow}$ les termes hors diagonaux représentatif de la conductance transverse.

Comme nous l'avons vu, la différence entre le SHE et l'AHE vient de l'angle de la conversion du courant de spin en courant de charge. Ainsi le SHE est défini par un angle de Hall θ_{SHE} tel que :

$$\begin{aligned} \theta_{SHE}^{\uparrow} &= \theta^{\uparrow} = \frac{\sigma_{xy}^{\uparrow}}{\sigma_{xx}^{\uparrow}} \\ \theta_{SHE}^{\downarrow} &= \theta^{\downarrow} = \frac{\sigma_{xy}^{\downarrow}}{\sigma_{xx}^{\downarrow}} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Alors que pour l'AHE on définit l'angle de Hall anormal de spin θ_{AHE} :

$$\theta_{AHE} = \frac{\sigma_{xy}^{\uparrow} + \sigma_{xy}^{\downarrow}}{\sigma_{xx}^{\uparrow} + \sigma_{xx}^{\downarrow}} \quad (2.4)$$

Il est essentiel de comprendre ici que $\theta_{AHE} \neq \theta_{SHE}$ car pour un matériau ferromagnétique $\theta^{\uparrow} \neq \theta^{\downarrow}$, alors que pour un matériau SHE (le Pt par exemple), on retrouve $\theta^{\downarrow} = -\theta^{\uparrow}$ comme nous l'avons abordé dans le chapitre 1 avec le modèle de Mott.

Finalement, il est possible de définir le tenseur de résistivité $\bar{\rho}_{\alpha\beta} = \bar{\sigma}_{\alpha\beta}^{-1}$ tel que :

$$\bar{\rho}_{\alpha\beta} = \frac{1}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \begin{pmatrix} \sigma_{xx}^{\uparrow} + \sigma_{xx}^{\downarrow} & -(\sigma_{xy}^{\uparrow} + \sigma_{xy}^{\downarrow}) \\ (\sigma_{xy}^{\uparrow} + \sigma_{xy}^{\downarrow}) & \sigma_{xx}^{\uparrow} + \sigma_{xx}^{\downarrow} \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

qui permet d'obtenir finalement :

$$-\rho_{xy}^s = \theta^{sk,s} \rho_{xx}^s + (\sigma_{xy}^{sj,s} + \sigma_{xy}^{int,s})(\rho_{xx}^s)^2 \quad (2.6)$$

nous permettant de connaître la valeur de la résistivité transverse en fonction des différents paramètres. Dans les multicouches, le courant est une somme de courants partiels dans toutes les couches, ce qui donne finalement une résistance longitudinale et transverse exprimée comme :

$$\begin{aligned} R_{xx} &= \rho_{xx}^* \frac{L}{wt} = \frac{L}{w} \frac{1}{t \sigma_{xx}^*} = \frac{L}{w} \frac{1}{\sum_{i,s} \sigma_{xx,i}^s t_i} \\ R_{xy} &= \rho_{xy}^* \frac{1}{t} = \frac{\sigma_{xy}^*}{t(\sigma_{xx}^*)^2} = \frac{\sum_{i,s} (\sigma_{xy,i}^s t_i)}{(\sum_{i,s} \sigma_{xx,i}^s t_i)^2} \end{aligned} \quad (2.7)$$

avec i représentant la couche i du système multicouches et $\sigma_{\alpha\beta}^*$, $\rho_{\alpha\beta}^*$ la conductivité et résistivité effective de la multicouche, L et w la largeur de la croix de Hall et t l'épaisseur du matériau considéré. Cette équation est valide en supposant $\sigma_{xx} \gg \sigma_{xy}$, ce qui est le cas dans ces travaux. Ces équations nous démontrent que la conversion du courant de spin en courant de charge sera logiquement différente en fonction de l'épaisseur du matériau SHE ou AHE. Dans un système multicouches SHE/AHE tel le Pt/(Co/Ni), en augmentant l'épaisseur du FM, la conductivité augmente, ce qui entraîne une densité de courant transverse supérieure et en conséquence, un courant de spin (ou transverse) qui sera principalement représentatif du AHE. Dans le cas contraire, le matériau SHE présente une conductivité plus grande, le signal transverse sera donc principalement représentatif du courant de spin créé par SHE.

2.1.4 Mesures

L'alliage d'Au :W (noté AuW ici), présente également des propriétés de conversion spin-charge et réciproquement, principalement dues à des effets extrinsèques (voir Chapitre 1) à cause de la présence d'impuretés de W dans l'Au [88]. Des travaux récents menés à l'unité mixte de Physique ont démontré la possibilité de modifier l'angle Hall de spin de l'AuW selon la concentration d'impuretés de W [108]. Le signe de l'angle Hall de spin peut lui même s'inverser aux plus fortes concentrations d'impuretés de W dans l'Au :W, et donc pour les grandes résistivités d'AuW comme représenté en Fig. 2.1. L'ensemble des travaux évoqués ici et dans la littérature [108] supposent un angle de Hall positif pour le Pt comme référence, convention que nous adopterons jusqu'à la fin du présent chapitre. Nous avons effectué des mesures de résistance transverse $R_{xy} = V_{xy}/I$ en fonction du champ magnétique extérieur $\mu_0 H_z$ appliqué perpendiculairement au plan de l'échantillon. Ces mesures nous permettent de saturer l'aimantation du FM dans un sens et dans l'autre en fonction, du signe du champ magnétique appliqué. Ici $+\mu_0 H_z$ représente une direction de champ magnétique selon z alors que $-\mu_0 H_z$ est dans le sens opposé $-z$. La configuration expérimental est représenté sur la Fig. 2.2(a). Afin d'éviter

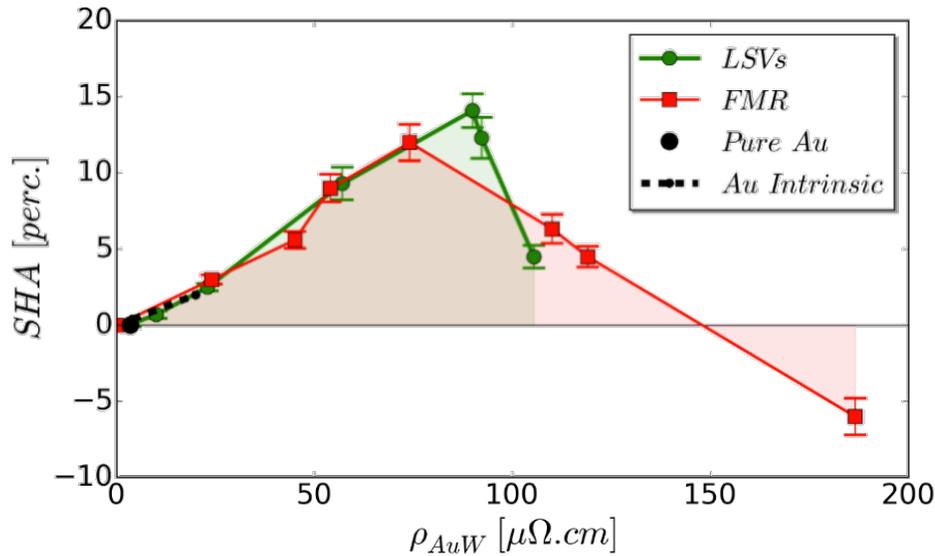


Figure 2.1: Dépendance des angles de Hall de spin obtenus par différentes techniques (valves de spin latérales et pompage de spin) par rapport à la concentration de W \propto résistivité de l'AuW (ρ_{AuW}). Figure provenant de la Ref. [108]

des complications inutiles pour l'analyse des résultats, nous avons choisi de soustraire une correction linéaire à l'ensemble des courbes AHE présentées ci-dessous, correspondant à l'effet Hall normal. Nous avons choisi de faire figurer ici sur la Fig. 2.2 une partie des mesures AHE R_{xy} à l'ambiante ($T = 300K$) et correspondant aux deux séries d'échantillons Pt/(Co/Ni) $_N$ ainsi que AuW/(Co/Ni) $_N$ élaborés au cours d'un même *run* de dépôt par pulvérisation cathodique. Nous avons ici choisis une résistivité d'alliage d'AuW $\rho = 130\mu\Omega.cm$ attendue pour donner un angle de Hall de spin légèrement négatif ($-10\% < \theta_{SHE} < -5\%$) d'après la Fig. 2.1. Sur la Fig. 2.2, il est remarquable de noter tout d'abord un changement de signe de l'AHE (R_{xy}) entre les deux séries d'échantillons à *buffer* de Pt et d'AuW et ce, pour le même nombre de séquences d'échantillons (Co/Ni) $_N$. De manière toute aussi surprenante, nous remarquons que dans le cas du Pt recouvert d'une séquence $N = 20$ de (Co/Ni), le signe de l'AHE s'inverse également, passant de positif pour $N < 17$ à négatif pour $N \geq 20$. Dans ces conditions, un effet d'interface peut être attendu. Il convient également de noter qu'en augmentant le nombre de couches de (Co/Ni), est également augmenté la fraction du courant de charge dans la couche ferromagnétique, réduisant donc le courant passant par la couche de Pt. Ainsi, pour de larges épaisseurs de (Co/Ni), la contribution des couches (Co/Ni) devient prépondérante dans la multi-couche entière.

Dans le but de comprendre les effets d'interaction spin-orbite sur les mesures d'effet Hall anormal, il était nécessaire d'effectuer des mesures complémentaires pour différents N . Nous avons donc répété cette expérience pour différents nombres de couches de (Co/Ni), le résultat est représenté sur la Fig. 2.3. Ces mesures ont été effectuées pour deux séries d'échantillons de Pt différents utilisant deux substrats de silicium thermique-

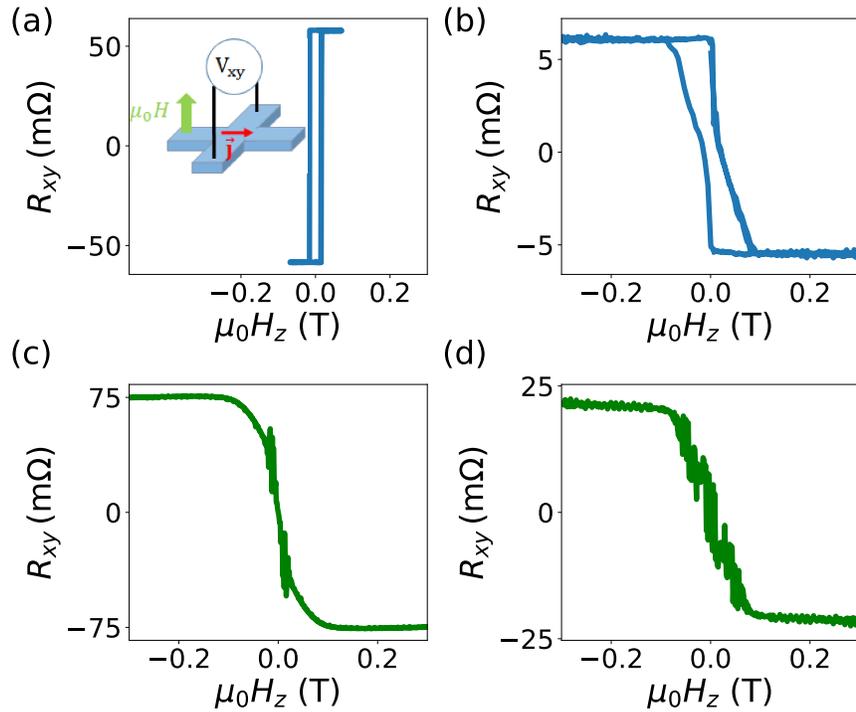


Figure 2.2: Mesures d'effet Hall anormal pour (a) Pt/(Co/Ni)₃ (b) Pt/(Co/Ni)₂₀ (c) AuW($\rho = 130\mu\Omega.cm$)|(Co/Ni)₅ (d) AuW($\rho = 130\mu\Omega.cm$)|(Co/Ni)₂₀. Pour l'ensemble de ces matériaux, on remarque que le changement du nombre de répétition du FM entraîne un changement de l'amplitude (et même du signe) de l'AHE. L'insert en (a) montre le principe de mesure avec $R_{xy} = V_{xy}/I_x$

ment oxydés (environ 200 nm d'oxyde) d'origine différente (différents fournisseurs). Le changement de signe est attendu pour un nombre de couches $N_{lim} \simeq 17$ correspondant à une épaisseur d'environ 15nm de (Co/Ni). Ce croisement représente le point de compensation entre l'effet Hall anormal du (Co/Ni) dans la limite des couches épaisses, de signe négatif, et l'AHE dans la limite des couches fines et en présence du platine dont le signe du spin-orbite effectif est positif. Concernant l'AuW, en ajoutant un point particulier correspondant à $\rho_{AuW} = 80\mu\Omega.cm$, nous remarquons que ce dernier se place entre les séries Pt et l'AuW (Fig. 2.3) en raison de sa valeur de l'angle de Hall de spin, intermédiaire entre ces deux valeurs [85, 109]. La suite de cette partie va expliquer quantitativement ces résultats à l'aide de modèles théoriques basés sur l'équation d'évolution de Boltzmann, opérant sur les courants de spin, impliquant les interactions spin-orbite aux interfaces.

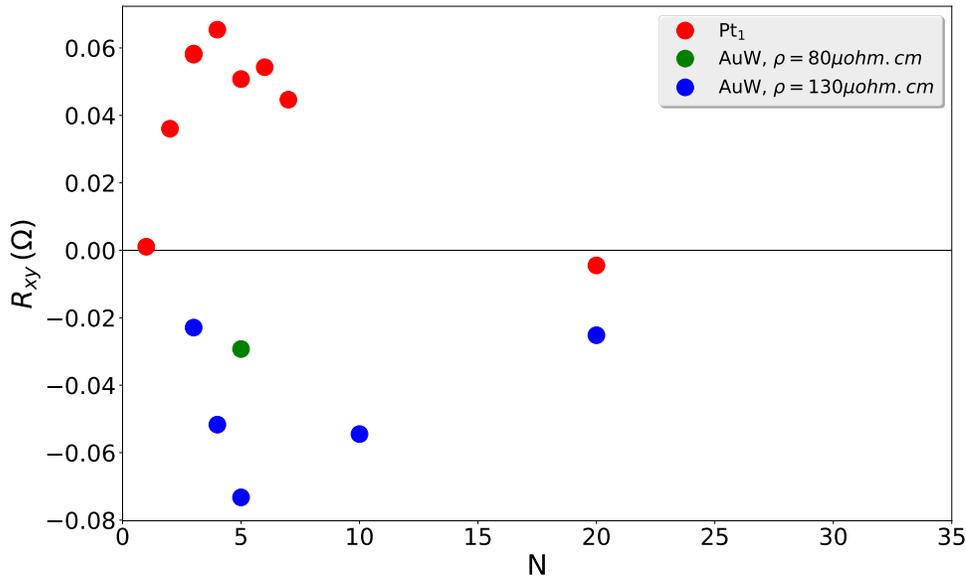


Figure 2.3: évolution de l'amplitude de l'effet Hall anormal ΔR_{xy} en fonction du nombre de couches de (Co/Ni) N pour le platine (Pt₁ et Pt₂) et pour l'AuW d'une résistivité $\rho_{AuW} = 130 \mu\Omega \cdot cm$

2.1.5 Analyses et interprétations

Sur la base des arguments mentionnés précédemment, concernant les mécanismes intrinsèques et extrinsèques du SHE dans le (Co/Ni), nous avons procédé à différents modèles pour l'AHE dans les séries à base de Pt et d'AuW, les meilleurs résultats sont représentés sur la Fig. 2.4(a) pour un ensemble de paramètres liés au (Co/Ni) identiques. Dans ce cas présent, la SML est prise en compte pour chaque interfaces Co/Ni et Pt/Co. Ces résultats ont été obtenus dans le cas où l'angle Hall de spin utilisé pour le Pt est égal à $\theta_{Pt} = \theta_{Pt}^{\uparrow} = -\theta_{Pt}^{\downarrow} = +20 \pm 2\%$ et celui associé à l'AuW est $\theta_{AuW} = -0.3 \pm 0.1\%$ permettant de reproduire quantitativement les mesures de R_{xy} avec les modèles. La valeur de θ_{Pt} peut être discutée en vue des résultats mesurés dans la littérature, il convient néanmoins de comprendre qu'ici, le rôle des interfaces a tendance à fortement modifier cette valeur [59]. Ainsi, la valeur présentée ici n'est valable qu'en présence d'un système multi-couches de (Co/Ni). Ceci explique en partie les différentes valeurs mesurées pour le Pt dans la littérature (comme discuté dans le chapitre 1). Afin de connaître la nature du SHE dans le (Co/Ni), il convient maintenant d'observer les résultats obtenus lorsque l'on fait varier les paramètres intrinsèques (σ_{xy}^{int}) et extrinsèques ($\theta_{Co/Ni}^s$). Nous allons donc faire varier $\theta_{Co/Ni}^{\uparrow}$ et $\theta_{Co/Ni}^{\downarrow}$ en fixant dans un premier temps $\sigma_{xy}^{int} = -85 \text{ S} \cdot \text{cm}^{-1}$.

- Dans le cas où $\theta_{Co/Ni}^{\uparrow} = -0.9\%$ et $\theta_{Co/Ni}^{\downarrow} = 0$, on obtient une très légère modifi-

cation de la courbe ne prenant en compte que l'effet intrinsèque. Ces deux courbes se trouvent même confondues pour $N \rightarrow +\infty$ pour les valeurs de ρ_{xy} et R_{xy} . Ces résultats sont représentés sur la Fig. 2.4(b)(c)(d) par la courbe bleue.

- Dans le cas où $\theta_{Co/Ni}^\downarrow = -2.2\%$ et $\theta_{Co/Ni}^\uparrow = 0$, aucune différence n'est également observé entre les deux courbes. Ce qui indique que les effets extrinsèques restent principalement minoritaire dans cette étude. Ces résultats sont représentés sur la Fig. 2.4(b)(c) par les pointillés violet et en (d) la courbe violette.

La conductivité dans le (Co/Ni) (σ_{xy}^{int}) peut être comparée à la composante extrinsèque de l'effet Hall de spin des deux canaux de spin $\theta_{Co/Ni}^\uparrow = -\theta_{Co/Ni}^\downarrow = -1.5\%$ à partir de la relation $\sigma_{xy}^{int} \simeq \theta_{Co/Ni} P \sigma_{xx}$ avec $P \sigma_{xx} = \sigma_{xx}^\uparrow - \sigma_{xx}^\downarrow$ la conductivité de spin donnant dans ce cas une valeur proche de 70 S.cm^{-1} pour $N = 17$, ce qui est en accord avec les considérations précédentes (P représente la polarisation en spin du courant). Cette valeur $N = 17$ correspondant à une égalité entre le courant transverse produit par le Pt et le Co/Ni, nous indiquant la condition $\theta_{Pt} J_{Pt}^s = \theta_{Co/Ni} J_{Co/Ni}^s |_{N=17}$ avec J_{Pt}^s représentant la proportion du courant de spin se propageant dans le Pt ($J_{Pt}^s + J_{Co/Ni}^s = 1$).

Un effet supplémentaire est nécessaire pour comprendre l'ensemble de nos résultats : les effets d'interfaces. Ces conditions de bords sont prises en compte en ajoutant dans l'équation de Boltzmann dépendante du spin dans une configuration de GMR CIP, des coefficients de transmission t_{int} et de réflexion r_{int} aux interfaces ainsi qu'un facteur supplémentaire de perte de mémoire de spin (SML) aux interfaces. En effet, tout comme dans un matériau de volume où le spin peut changer d'état au cours de son parcours comme nous l'avons vu au chapitre 1, sur une longueur typique de cohérence en spin l_{sf} , une interface peut avoir un effet similaire [59] et modifier la direction du spin avec une probabilité δ_{int} (probabilité représentative de la perte de mémoire du spin de l'électron). En prenant l'ensemble des paramètres il doit être possible d'expliquer les variations observées sur la Fig. 2.3. Un exemple de modulation de l'un des paramètres est visible en Fig. 2.5. Ici le paramètre modulé est sp_{PtCo} correspondant à la spécularité entre les interfaces de Co et de Ni comme représenté sur le schéma de cette même figure. Le paramètre $sp_{PtCo} = 1$ correspond à une réflexion totale alors que pour $sp_{PtCo} = 0$, il n'y a aucune réflexion spéculaire. Le terme de spécularité à l'interface Co/Ni, lui, est fixé à 0.4. Lorsque $sp_{PtCo} = 1$, aucun échange entre les courants de spin provenant du Pt et du Co n'intervient, ce qui entraîne R_{xy} à tendre plus rapidement vers la valeur associée au (Co/Ni). En augmentant le paramètre de spécularité de Pt/Co on remarque une convergence rapide de R_{xy} pour la valeur associée au (Co/Ni). Dans le cas où le terme de réflexion spéculaire est total, le système se comporte comme si le courant de spin était majoritairement produit par la couche ferromagnétique, le système n'étant pas "perturbé" par le courant de spin SHE issu du Pt, la convergence vers $R_{xy} = R_{xy,AHE}$ est donc très rapide. Néanmoins, on observe une légère augmentation de R_{xy} provenant probablement de l'effet de l'interface Co/Pt sur le courant de spin produit par le Co/Ni. Dans le cas où la réflexion est très faible, l'échange entre le courant de spin du (Co/Ni) et du Pt est élevé, ce qui entraîne des perturbations au système, engendrant R_{xy} à saturer plus lentement vers la valeur associée au Co/Ni. On observe finalement que pour

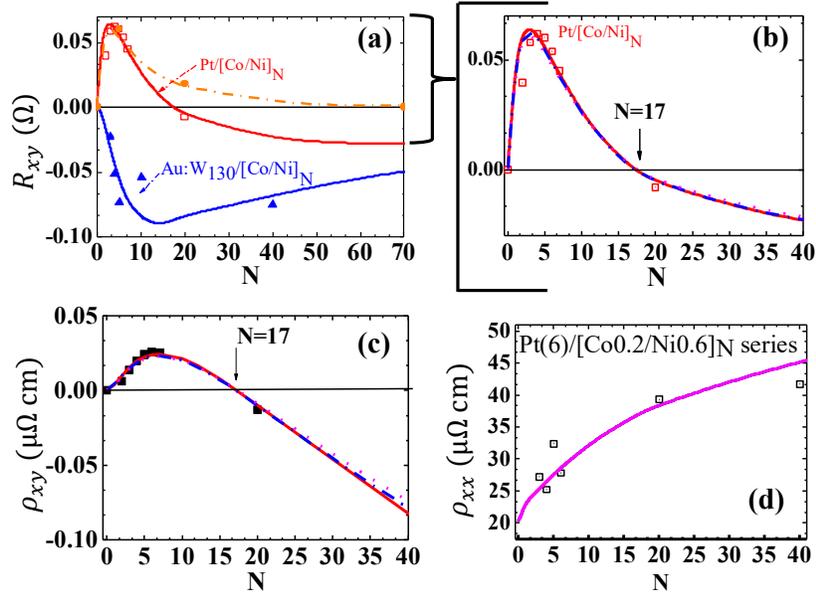


Figure 2.4: Comparaison entre le modèle théorique et les mesures. Sur l'ensemble des courbes le résultats de mesures est représenté par des carrés rouges ou noir dans le cas du Pt et des triangles bleus pour l'AuW. (a) Comparaison des résultats obtenus à l'aide des simulations dans le cas des mesures du Pt et l'AuW, associés à un jeu de paramètres pour le $(\text{Co/Ni})_N$ identiques, les points de couleurs orange représentent les résultats obtenus dans le cas où la spécularité aux interfaces est différente. (b) Se concentre sur les résultats du Pt. (c) Représentation des résultats obtenus pour ρ_{xy} à partir de l'Eq. 2.6 dans le cas du Pt. (d) Résultat de la mesure de résistivité longitudinale du Pt. Les différents ajustements sont représentés par des courbes de couleurs, rouge pour l'effet intrinsèque de l'AHE du (Co/Ni) et en bleu,vert et violet pour l'effet extrinsèque du SHE.

un nombre de couches N élevé, la saturation mène à la valeur du Co/Ni. Il est possible d'effectuer ce type d'observation pour l'ensemble des paramètres et, par conséquent, de comprendre quantitativement les mesures effectuées. L'effet de la spécularité est également représenté *via* la courbe jaune sur la Fig. 2.4(a) dans le cas supposé où la rugosité du Pt serait plus élevée, augmentant ainsi le paramètre de spécularité $sp_{Pt/Co}$ [110].

Les différents paramètres ainsi que leurs valeurs sont listées dans le tableau récapitulatif 2.1. Ces différents paramètres sont complémentaires pour les mesures de l'AuW pour une résistivité de $\rho = 130\mu\Omega\cdot\text{cm}$ et de $\rho = 80\mu\Omega\cdot\text{cm}$ ainsi que pour la valeur du Pt. Les courbes théoriques de la Fig. 2.4(a) ont été produites avec ces paramètres. L'ensemble des paramètres utilisés et le détail des calculs sont en dehors du cadre de cette thèse mais détaillés dans la ref. [111]. Ces résultats nous démontrent néanmoins qu'il est obligatoire de comprendre pleinement les mécanismes à l'origine de la mesure de R_{xy} et qu'il est difficile de séparer des effets de SHE et de AHE lorsqu'un courant de

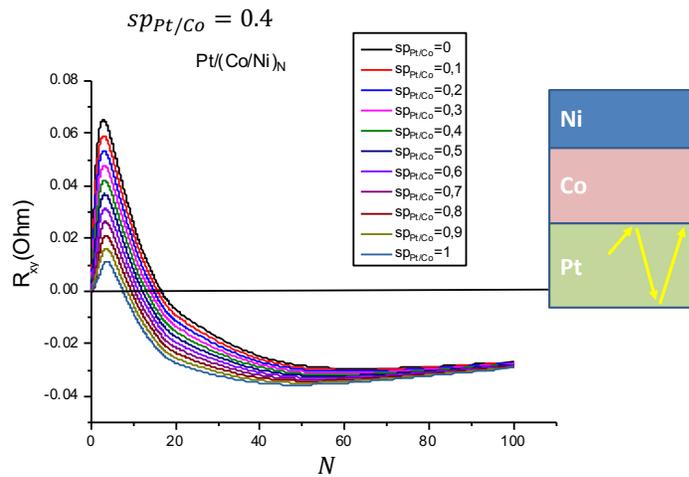


Figure 2.5: Exemple de modulation de la spécularité en réflexion sp_{PtCo} à l'interface Pt/Co

charge est injecté dans un échantillon comprenant ces deux matériaux. Afin de s'abstraire du problème de l'AHE/SHE dans le FM, il faudrait d'utiliser un matériau isolant ferromagnétique [112] tel que le grenat de fer et d'ytrium [113] ou le grenat de fer et de thulium [114].

2.1.6 Conclusions sur le modèle et les mesures

En conclusion de cette partie, nous avons mis en évidence un phénomène d'inversion de R_{xy} en fonction du nombre de couches de (Co/Ni) sur Pt. En utilisant des simulation permettant la description du courant de charge et de spin dans les multicouches, nous avons extrait un angle de Hall opposé entre le Pt et le (Co/Ni) pouvant expliquer ce phénomène. De manière identique, nous avons été capable de faire correspondre ce modèle avec l'ensemble des résultats mesurés en utilisant de nombreux paramètres intervenant dans le transport, dans le but de maîtriser et de comprendre leurs effets. Il est également à noter que de simples mesures d'effet Hall peuvent finalement déterminer avec précisions les grandeurs caractéristiques pour le transport de spin (voir tableau 2.1). La suite de ce manuscrit rend compte des mesures de renversement de l'aimantation dans les structures étudiées ci-dessus et dans le cas de ces mêmes multicouches pour du Pt/(Co/Ni) $_N$. Il était donc essentiel de comprendre le comportement du courant de spin dans ce système pour être capable d'interpréter les résultats.

Paramètre	symbole	valeur pour un spin ↑	Valeur pour un spin ↓
Conductivité du Co	σ_{Co} (S.cm ⁻¹)	7.4×10^6	2.7×10^6
Conductivité du Ni	σ_{Ni} (S.cm ⁻¹)	1.7×10^7	2.3×10^6
Conductivité du Pt	σ_{Pt} (S.cm ⁻¹)	9.5×10^6	9.5×10^6
Conductivité du Au :W ₁₃₀	$\sigma_{Au :W_{130}}$ (S.cm ⁻¹)	7.7×10^5	7.7×10^5
Conductivité du Au :W ₈₀	$\sigma_{Au :W_{80}}$ (S.cm ⁻¹)	1.25×10^5	1.25×10^5
Conductivité de Hall intrinsèque du (Co/Ni)	σ_{xy}^{int} (S.cm ⁻¹)	$= \sigma_{xy}^{int,\uparrow} + \sigma_{xy}^{int,\downarrow} = -85$	
Libre parcours moyen dans le Co	$\lambda_{Co}(nm)$	7.4	2.7
Libre parcours moyen dans le Ni	$\lambda_{Ni}(nm)$	16	2.3
Libre parcours moyen dans le Pt	$\lambda_{Pt}(nm)$	1.6	1.6
Libre parcours moyen dans le Au :W	$\lambda_{Pt}(nm)$	0.4	0.4
Angle de spin <i>up</i> du (Co/Ni) (Eq. 2.3)	$\theta_{Co/Ni}^{\uparrow}$	-0.9%	0
Angle de spin <i>down</i> du (Co/Ni) (Eq. 2.3)	$\theta_{Co/Ni}^{\downarrow}$	0	2.2%
Angle de spin anormal du (Co/Ni) (Eq. 2.4)	$\theta_{Co/Ni}$	-1.5%	1.5%
Angle de Hall de spin du Pt	θ_{Pt}	20%	-20%
Angle de Hall de spin du Au :W ₁₃₀	$\theta_{Au :W_{130}}$	-0.3%	0.3%
Angle de Hall de spin du Au :W ₈₀	$\theta_{Au :W_{80}}$	10%	-10%
Coefficient de transmission moyen à l'interface Pt/Co	$t_{Pt/Co}$	0.94	0.31
Coefficient de transmission moyen à l'interface Co/Ni	$t_{Co/Ni}$	0.14	0.08
Coefficient de transmission moyen à l'interface Au :W/Co	$t_{Au :W/Co}$	0.43	0.23
Coefficient de réflexion spéculaire Pt/Co	$sp_{Pt/Co}$	0	
Coefficient de réflexion spéculaire Au :W/Co	$sp_{Au :W/Co}$	0	
Coefficient de réflexion spéculaire Co/Ni	$sp_{Au :W/Co}$	0.4	
Perte de mémoire de spin Pt/Co	$\delta_{Pt/Co}$	0.9	
Perte de mémoire de spin Co/Ni	$\delta_{Co/Ni}$	0.3	
Perte de mémoire de spin Au :W/Co	$\delta_{Au :W/Co}$	0	

Table 2.1: récapitulatif des paramètres obtenus pour obtenir les résultats de la Fig. 2.4(a).

2.2 Renversement de l'aimantation du Co/Ni

Cette partie vise à démontrer que, sous l'action d'un courant polarisé en spin par l'effet Hall de spin et sous certaines conditions expérimentales (application d'un petit champ magnétique), il est possible de rendre mobiles des parois magnétiques dans un sens ou

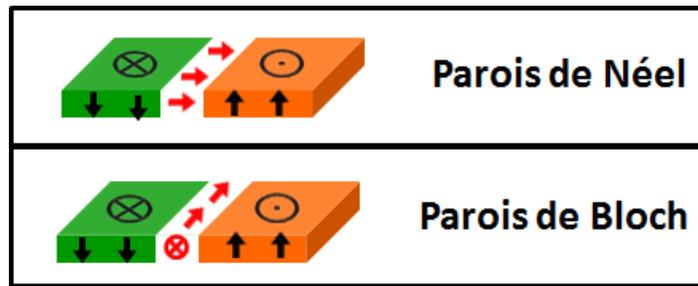


Figure 2.6: Représentation schématique des deux types de parois et le plan de rotation du moment magnétique associé. La configuration de la paroi déterminera les conditions de déplacement de celle-ci sous l'effet d'un couple de spin.

dans l'autre (selon la direction du courant appliqué) et donc de commuter une aimantation [115, 116].

Ceci est rendu possible par les effets de couple de transfert de spin (*spin-torque*) comme décrits dans la littérature, par exemple par Parkin [115] ou Pizzini et Vogel [116]. Ici les mécanismes de création d'un courant polarisé en spin sont identiques aux cas décrits dans la section précédente. Il s'agira dans un premier temps de comprendre les phénomènes à l'origine du renversement de l'aimantation puis de mesurer les densités de courant critiques nécessaires à l'observation du renversement de l'aimantation. En ce sens, les multicouches (Co/Ni) à aimantation perpendiculaire constituent un système magnétique particulièrement bien adapté à cette étude tant du point de vue des applications, que du point de vue fondamental pour les aspects de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya (DMI). Il est à noter également, que l'anisotropie perpendiculaire des multicouches (Co/Ni) n'est pas énormément affecté par le nombre de répétition du fait de la densité d'interfaces constante.

2.2.1 Interactions Dzyaloshinskii-Moriya aux interfaces

Lorsqu'un champ magnétique extérieur est appliqué sur un FM, la commutation de l'état d'aimantation s'opère généralement par l'intermédiaire d'un déplacement de parois magnétiques séparant deux domaines aimantés de façon homogène [117]. La séparation entre chacune de ces régions (domaines) est appelé paroi (ou paroi de domaine). Dans une paroi, l'aimantation tourne de 180° sur une distance courte (typiquement quelques nm dans Co|Ni). Souvent la composante hors du plan de l'aimantation, m_z , est approximée par une arc tangente dont l'argument, $\Delta = \sqrt{A/K}$ avec A l'échange et K l'anisotropie effective de la paroi. Une paroi peut être de type Bloch ou Néel. Dans le cas des parois de Bloch, le plan de rotation du moment magnétique est parallèle au plan de l'échantillon, alors que pour les parois de Néel, le plan est perpendiculaire au plan de l'échantillon. La Fig. 2.6 représente les deux types de parois ainsi que leur plan de rotation respectif. Dans ces conditions, le déplacement de ces parois correspond à une propagation de l'aimantation dans l'échantillon. Ces parois représentent donc le processus fondamental

du renversement de l'aimantation de ce matériau ferromagnétique.

Dans la plupart des cas, le matériau ferromagnétique se stabilisera en une configuration de type Bloch. En l'absence de DMI, pour des pistes plus larges que la largeur de la paroi, la configuration Bloch est favorisée. Cependant, une faible composante DMI (typiquement $D \simeq 0.01 - 0.1 \text{ mJ}\cdot\text{nm}$) suffira à rendre la configuration Néel favorable [26]. Nous rappelons que les éléments métalliques de transition $3d$, ont la particularité de posséder un moment magnétique $3d$ et nous pouvons considérer, dès lors, un terme d'énergie d'échange J entre 2 atomes voisins de direction de spin \hat{S}_1 et \hat{S}_2 différentes selon l'hamiltonien d'Heisenberg :

$$H = J \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (2.8)$$

Ainsi lorsque deux fonctions d'ondes sont orthogonales entre elles, cette interaction conduit le spin des électrons à s'ordonner dans le matériau ferromagnétique suivant une seule et unique direction. En 1958, I. Dzyaloshinskii postule une correction importante à cette interaction d'échange opérant entre deux proches voisins et ceci en se basant sur les théories de Landau [118]. Deux ans plus tard, T. Moriya démontre que cet effet d'échange antisymétrique est dû aux interactions spin-orbite [119]. Cette correction nous permet de réécrire l'équation d'échange 2.8 selon :

$$H = J \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 + D \cdot (\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2) \quad (2.9)$$

Nous pouvons donc considérer deux contributions distinctes : la première contribution $J \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$ qui tend à aligner les spins parallèles ou antiparallèles entre eux suivant la signe de J (dans le cas où $J < 0$ on se trouve dans une configuration ferromagnétique); la seconde contribution $D \cdot (\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j)$ favorise des spin orthogonaux, c'est le DMI. Ainsi, lorsqu'une fine couche ferromagnétique est déposée sur un matériau à fort couplage spin-orbite, cette interaction devient significative voire prépondérante dans la texture magnétique du système.

En 2012, il a été montré théoriquement [120] et expérimentalement [115] que le rôle de l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya aux interfaces entre un ferromagnétique (Co) et un métal lourd non magnétique (Pt) était essentiel pour stabiliser les parois de domaines dans une configuration de type Néel. Comme nous l'avons précédemment décrit, nous utiliserons dans les expériences de renversement de l'aimantation décrites par la suite, une couche de platine (6nm) sur laquelle est déposé un système multicouches de (Co/Ni) d'épaisseur respective (0.2 / 0.6 nm) dans la séquence. Cette configuration possède la particularité de promouvoir des domaines dans une configuration de type Néel, au même titre qu'une interface Pt/Co [120, 121].

2.2.2 Couple de transfert de spin dans le régime permanent d'injection

Le couple de transfert de spin (STT ou *spin transfert torque* en anglais) peut être défini comme le couple magnétique qu'exerce le courant de spin sur l'aimantation d'un élément

ferromagnétique. En supposant un matériau à fort SOC (par exemple le Pt) sur lequel on dépose un film ferromagnétique à aimantation perpendiculaire (un système multicouches de Co/Ni), le courant de spin généré dans le Pt, par SHE, va agir sur l'aimantation du Co/Ni.

De manière générale, il est possible de définir l'équation du mouvement prenant en compte la dynamique de l'aimantation \mathbf{M} , à travers l'équation de Landau-Lifshitz [122] :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma_g \mathbf{M} \wedge \mu_0 \mathbf{H}_{eff,0} + \frac{\alpha_{diss}}{M_s} \mathbf{M} \wedge \frac{d\mathbf{M}}{dt} \quad (2.10)$$

avec $\mathbf{H}_{eff,0}$ associé au champ d'anisotropie effectif de la couche magnétique, γ_g le facteur gyromagnétique, M_s la norme de \mathbf{M} et α_{diss} le paramètre dissipatif sans dimension. La première partie de l'Eq. 2.10 $-\gamma_g \mathbf{M} \wedge \mu_0 \mathbf{H}_{eff}$ est un terme qui tend à faire précesser l'aimantation sous l'action du champ magnétique extérieur. Le second terme $\frac{\alpha_{diss}}{M_s} \mathbf{M} \wedge \frac{d\mathbf{M}}{dt}$ introduit un terme qui pousse l'aimantation \mathbf{M} du système à tendre vers la position d'équilibre \mathbf{M}_0 alignée selon $\mathbf{H}_{eff,0}$, fixé par le champ externe et les anisotropies. Une représentation de la dynamique de l'aimantation en fonction du champ magnétique $\mu H_{eff,0}$ est visible sur la Fig. 2.7.

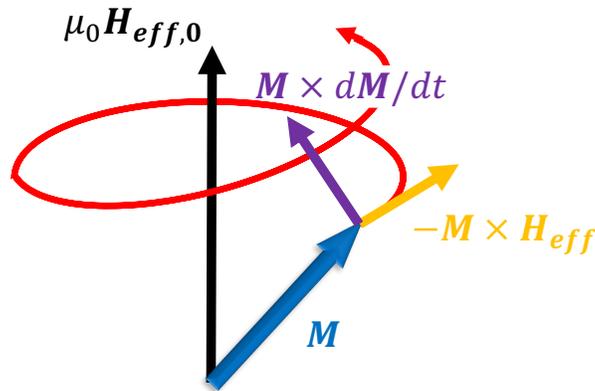


Figure 2.7: Schéma du processus de dynamique de l'aimantation \mathbf{M} sous l'action d'un champ magnétique extérieur $\mu_0 \mathbf{H}_{eff,0}$ en prenant en compte la composante d'amortissement de l'Eq. 2.10. La position d'équilibre tend à aligner \mathbf{M} selon $\mu_0 \mathbf{H}_{eff,0}$

J.C. Slonczewski [10] montre en 1996, qu'un tel effet peut être induit par un courant de spin provenant de la conversion du courant de charge j_c dans un matériau ferromagnétique (ou par l'intermédiaire d'un matériau à fort couplage spin-orbite). L'aimantation \mathbf{M} se trouve ainsi excitée par le spin des porteurs. Cet effet ne dépend plus d'un champ

magnétique extérieur mais introduit un champ magnétique \mathbf{H} provenant du courant. Il propose donc une correction à l'Eq. 2.10 sous la forme :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma_g \mathbf{M} \wedge \mu_0 \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha_{diss}}{M_s} \mathbf{M} \wedge \frac{d\mathbf{M}}{dt} + \gamma_g \frac{\hbar P j_c}{e M_s t} \mathbf{m} \wedge (\boldsymbol{\sigma} \wedge \mathbf{M}) - \gamma_g \mu_0 \mathbf{M} \wedge \mathbf{H} \quad (2.11)$$

avec t l'épaisseur de la couche ferromagnétique (ou du matériau à fort couplage spin-orbite suivant les considérations du courant de charge), \mathbf{m} le vecteur unitaire de l'aimantation \mathbf{M} et \mathbf{P} le vecteur polarisation du courant de charge j_c . Cette correction est appelée couple de transfert de spin ou couple de spin-orbite. On retrouve dans cette équation, deux composantes des courants de spin transverse à l'aimantation :

- La composante Slonczewski ou *damping-like* $\gamma \frac{\hbar P j_c}{e M_s t} \mathbf{m} \wedge (\boldsymbol{\sigma} \wedge \mathbf{M})$,
- La composante *field-like* $-\gamma \mu_0 \mathbf{M} \wedge \mathbf{H}$.

Ce sont ces facteurs qui sont à l'origine des phénomènes de propagation des domaines par application d'impulsion de courant.

Il est admis que dans le cas du STT lié au SHE, c'est la composante Slonczewski qui domine. En conséquence de quoi, seules les paroi de domaine de type Néel se propagent le long du courant de charge, et seules celles de type Bloch se déplacent orthogonalement au courant (avec une direction qui dépend de leur chiralité) [123]. La propagation dépend du SOT, mais la nucléation peut être aidée par les champs d'Oersted présents sur les bords des pistes.

L'addition d'un champ magnétique extérieur, orienté dans le plan apparaît donc nécessaire pour modifier les axes des parois [18] et être ainsi capable de propager les domaines. En se référant ainsi à la Fig. 2.8, nous pouvons observer que plus le champ magnétique dans le plan sera élevé, plus la direction des parois de Néel sera modifiée dans le sens de ce champ appliqué ce qui facilitera la propagation des domaines dans l'échantillon. Nous allons donc, au cours de ces expériences, appliquer un champ magnétique $\mu_0 H_y$ dans le plan de l'échantillon et étudier son impact sur les densités de courant nécessaires au renversement de l'aimantation de multicouches $(\text{Co/Ni})_N$. Le protocole expérimental est le suivant :

- On sature l'échantillon dans sa position de départ (soit Bas soit Haut),
- On applique un champ magnétique dans le plan de l'échantillon,
- On injecte un courant de charge dans le dispositif,
- On mesure R_{xy} .

Afin de connaître l'état d'aimantation de l'élément ferromagnétique, il convient dans un premier temps, de mesurer les variations de R_{xy} en fonction du champ magnétique $\mu_0 H$ appliqué perpendiculaire et dans le plan de l'échantillon. Cette mesure nous sert de

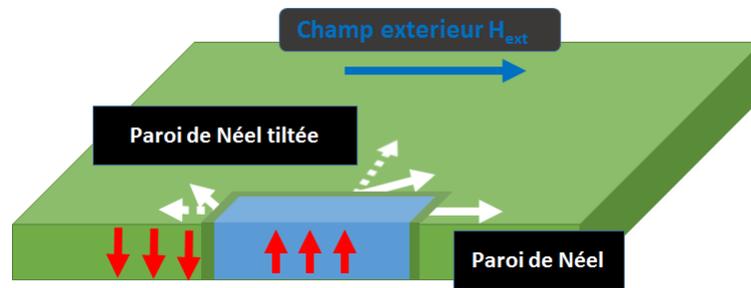


Figure 2.8: Représentation de l'effet du champ magnétique dans le plan sur la paroi de Néel pour un ferromagnétique avec DMI stabilisant des parois de Néel à champ nul.

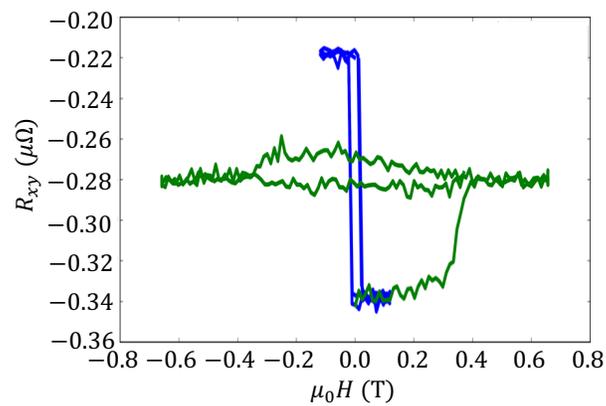


Figure 2.9: Représentation de la mesure de R_{xy} en fonction du champ magnétique perpendiculaire (en bleu) appliqué et dans le plan (en vert). La mesure du champ magnétique dans le plan nous permet de connaître la valeur limite applicable avant que l'aimantation ne soit pas dans un état perpendiculaire.

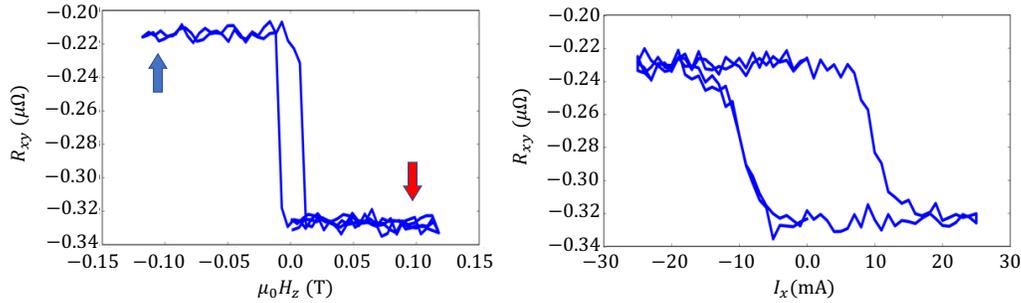


Figure 2.10: Comparaison entre l'état Haut et Bas trouvé avec l'effet Hall anormal (à gauche) et les valeurs obtenus par un renversement de l'aimantation induit par le courant pour du $(\text{Co/Ni})_3$ avec un champ dans le plan $\simeq 0.1$ T (à droite)

valeur de référence pour la résistance correspondant aux états \uparrow et \downarrow de l'aimantation. La mesure en fonction du champ magnétique dans le plan nous permet de connaître la valeur limite pour laquelle l'aimantation du système bascule dans le plan de l'échantillon. Les mesures de ces variations sont reportées sur la Fig. ???. Cette dernière nous indique que pour un champ magnétique dans le plan $\mu_0 H_y > 0.3T$, l'aimantation du système bascule dans le plan. Le résultat d'une mesure de renversement de l'aimantation en fonction du courant de charge appliqué, pour $\mu_0 H_y = 0.1$ T dans le cas d'un échantillon de $\text{Pt}/(\text{Co/Ni})_3/\text{Al}$ est reporté sur la Fig. 2.10. En comparant les valeurs de résistance obtenues, nous remarquons que pour ce système donné, le renversement de l'aimantation a été total. Cette expérience appuie donc les résultats obtenus précédemment par Rojas Sanchez et al. [16] sur un système identique. Nous pouvons également déduire de cette figure le courant nécessaire pour amorcer le mouvement de l'aimantation et le déplacement de la paroi. Ainsi à partir de $\pm 8\text{mA}$, l'aimantation commence à être déstabilisée jusqu'à atteindre la valeur opposée pour $\pm 17\text{mA}$. Le début de commutation/déstabilisation magnétique, nous indique l'amorce de la propagation des parois. Dans le but de comprendre l'origine de ce renversement, nous allons principalement nous intéresser au courant critique, marquant le début de la propagation des domaines à travers l'étude de son évolution lorsque nous augmentons le nombre de multicouches de $(\text{Co/Ni})_N$.

2.2.3 Expérience de renversement de l'aimantation

Lorsque le seuil de courant positif appliqué au barreau est atteint, l'aimantation du système, préparée dans un état Bas ($R_{AHE,\downarrow} \simeq -0.33\text{m}\Omega$) rejoint un état Haut ($R_{AHE,\uparrow} \simeq -0.23\text{m}\Omega$). En appliquant maintenant un courant négatif au système, le courant seuil négatif lui permet de revenir dans un état Bas. Ainsi si le renversement n'est pas complet alors les informations concernant la décroissance de R_{xy} deviennent incorrectes. Il a donc été choisi de préparer le système dans des états $R_{AHE,\uparrow}$ et $R_{AHE,\downarrow}$ en saturant

l'échantillon avec un champ magnétique positif et négatif et de réaliser quatre mesures différentes comme suit :

- Champ de saturation positif, état préparé en $R_{AHE,\downarrow}$, Courant I **positif**
- Champ de saturation positif, état préparé en $R_{AHE,\downarrow}$, Courant I **négatif**
- Champ de saturation négatif, état préparé en $R_{AHE,\uparrow}$, Courant I **positif**
- Champ de saturation négatif, état préparé en $R_{AHE,\uparrow}$, Courant I **négatif**

Par exemple, dans le cas d'un système $(\text{Co/Ni})_4$, ces mesures sont représentées sur la Fig. 2.11. De manière à simplifier le traitement, nous avons choisi de représenter l'état Haut avec une valeur normalisée égale à 1 alors que l'état Bas sera associée à la valeur -1 . Pour l'ensemble des échantillons associés à un nombre de multicouches de $(\text{Co/Ni})_N$ différent, les mesures restent identiques au cas du $(\text{Co/Ni})_3$, précédemment décrit.

La Fig 2.11(a) nous indique que, lorsqu'un système est préparé dans l'état Haut, le champ magnétique dans le plan $\mu_0 H_y$ doit être négatif pour observer une commutation magnétique lorsqu'un courant négatif est appliqué. La Fig 2.11(b) quant à elle nous indique que, dans les mêmes conditions de préparation, un champ magnétique $\mu_0 H_y$ positif doit être appliqué pour un courant positif. Lorsqu'aucun champ magnétique dans le plan est appliqué $\mu_0 H_y = 0$, aucun renversement de l'aimantation n'a pu être observé quelque soit le signe du courant. Ces résultats étaient attendus en vue des considérations précédentes. Par argument de symétrie, un effet de STT ne peut avoir lieu que lorsque l'aimantation du FM est légèrement inclinée dans la direction du spin majoritaire des électrons constituant le courant de spin. C'est pourquoi nous obtenons ces symétries avec le champ magnétique, lorsque $\mu_0 H_y < 0$, un courant positif ne peut agir sur l'aimantation inclinée dans la direction opposée aux spins des électrons. Il faut donc considérer des symétries particulières. Les Fig 2.11(c) et (d) nous démontrent un effet identique dans le cas où le FM est préparé dans l'état Bas, les conclusions restant identiques. Ainsi nous pouvons tirer des conclusions identiques sur l'ensemble des répétitions de $(\text{Co/Ni})_N$ avec $N \in [3, 4, 5, 6]$:

- Lorsque le courant est positif et l'état préparé Haut, le renversement intervient pour un champ magnétique positif dans le plan,
- Lorsque le courant est négatif et l'état préparé Bas, le renversement intervient pour un champ magnétique positif dans le plan,
- Lorsque le courant est négatif et l'état préparé Haut, le renversement intervient pour un champ magnétique négatif dans le plan,
- Lorsque le courant est positif et l'état préparé Bas, le renversement intervient pour un champ magnétique négatif dans le plan.

L'objectif étant d'étudier le courant critique pour lequel un début de renversement de l'aimantation intervient, nous avons choisi de concentrer nos investigations sur un seuil particulier provenant des différents diagrammes de phase constituant la Fig 2.11. Ce

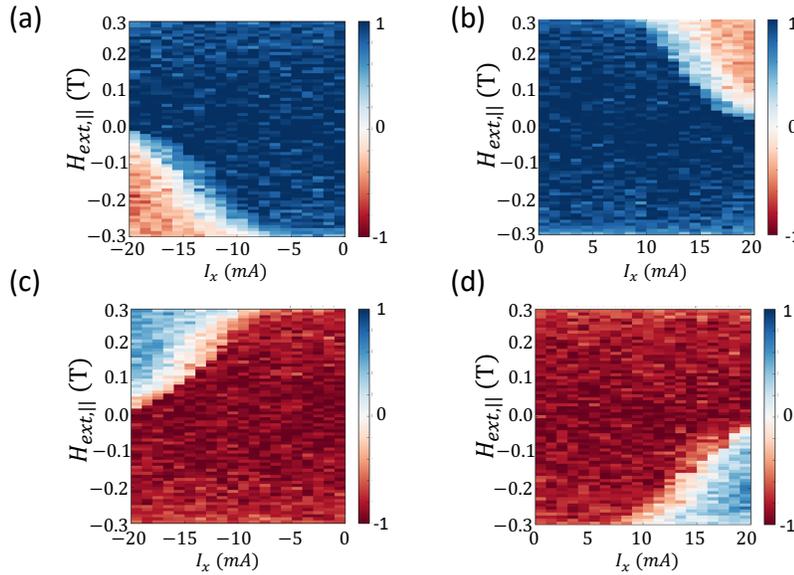


Figure 2.11: Diagrammes de phase des cartes du renversement de l'aimantation pour le $(\text{Co/Ni})_4$ pour différentes valeurs de champ magnétique appliqué dans le plan $H_{ext,||}$. (a) et (b) représentent les cartes de renversement de l'aimantation lorsque l'aimantation est préparée dans un état Haut, pour un courant appliqué (a) négatif et (b) positif. (c) et (d) représentent les cartes de renversement de l'aimantation lorsqu'elle est préparée dans un état Bas, pour un courant appliqué (c) négatif et (d) positif.

seuil à été choisi égal à 0, correspondant au courant critique pour lequel la résistance mesurée correspond à une configuration constituée d'une densité identique de domaines d'aimantation pointant vers le Haut et vers le Bas. De manière plus quantitative, les différentes répétitions de $(\text{Co/Ni})_N$ n'étant pas mesurées sur des croix de Hall de même largeur, il a été nécessaire de normaliser le courant appliqué au système par rapport à ces différentes dimensions. On utilise ainsi une densité de courant J donnée par :

$$J = \frac{I}{w \cdot e_{pt}} \quad (2.12)$$

avec w la largeur de la croix de Hall et e_{pt} l'épaisseur de platine dans laquelle le courant est injecté. Dans le but de simplifier la description des phénomènes observés, nous ne considérerons seulement, dans un premier temps que l'épaisseur de platine. En conclusion des résultats obtenus dans la première partie de ce chapitre, nous pouvons considérer que pour de faibles épaisseurs de $(\text{Co/Ni})_N$ typiquement $N < 7$, une grande majorité du courant circule dans le Pt, seule son épaisseur sera considérée. La largeur du barreau w est mesurée au microscope optique pour chaque échantillon avec une précision de $\pm 5 \mu\text{m}$ environ, l'épaisseur de Pt e_{pt} reste quant à elle constante au cours de l'expérience ($e_{pt} = 6\text{nm}$). En relevant le seuil de densité de courant pour différentes répétitions de $(\text{Co/Ni})_N$, nous obtenons les résultats représentés sur la Fig. 2.12. À partir de cette mesure, nous

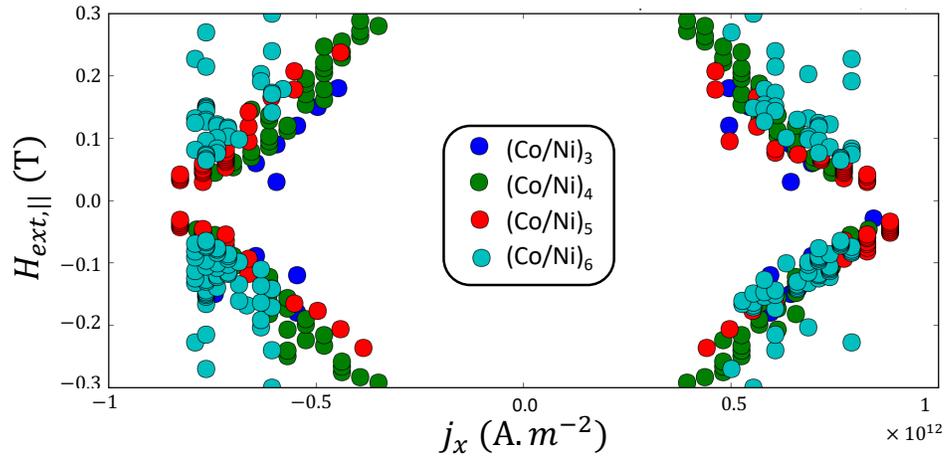


Figure 2.12: Seuil de renversement de l'aimantation pour les différentes épaisseurs de Cobalt-Nickel en fonction du champ magnétique $H_{ext,||}$ et de la densité de courant traversant chacun des dispositifs.

remarquons que la densité de courant nécessaire au renversement de l'aimantation du $(Co/Ni)_N$ augmente avec N . Il est possible de simplifier la représentation de la Fig 2.12 pour quelques valeurs de champ magnétique $\mu_0 H_y$ appliqué dans le plan comme reporté sur la Fig. 2.13. On remarque que la densité de courant en fonction de l'épaisseur des

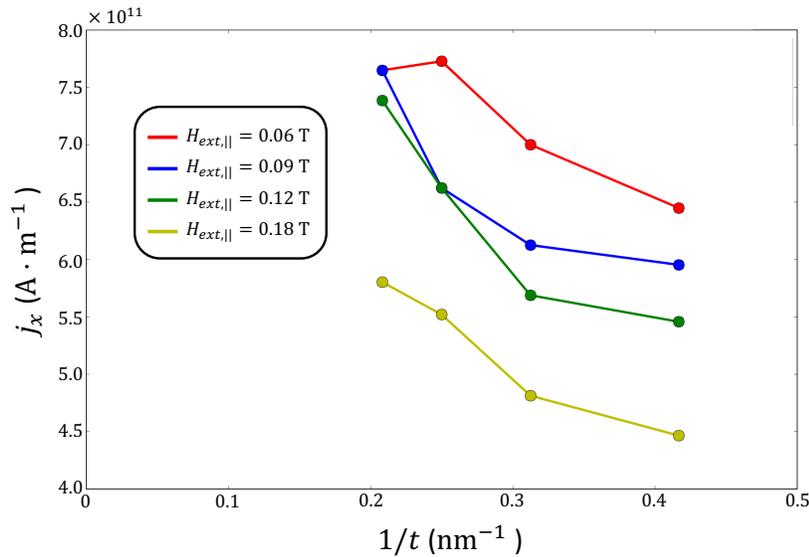


Figure 2.13: Courbe de densité de courant j_x appliqué en fonction de l'inverse de l'épaisseur $1/t$ du (Co/Ni) pour différentes valeurs de champ dans le plan $H_{ext,||}$.

multicouches de (Co/Ni) se comporte en $\frac{1}{t}$. Comme nous l'avons abordé dans la première partie de ce chapitre, l'explication de ce procédé est relativement simple, en augmentant le nombre de couches de (Co/Ni), on diminue la fraction du courant parcourant le Pt comme représenté sur la courbe noire de la Fig. 2.14. Similairement, en augmentant le nombre de couche, on augmente considérablement le courant de spin produit par le (Co/Ni), signifiant que le "volume" magnétique à retourner est plus "grand". Le modèle simple du couple de transfert de spin décrit dans l'Eq. 2.11 devient donc plus complexe car un autre canal de spin est présent. La corrélation entre les prédictions théoriques et expérimentales, concordent donc à montrer qu'il est nécessaire de choisir un nombre de répétition de (Co/Ni) N faible.

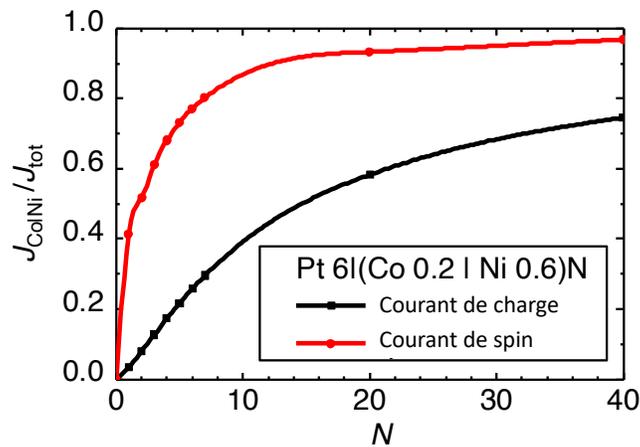


Figure 2.14: Représentation des calculs montrant l'évolution du courant de charge (en noir) et le courant de spin (en rouge) dans le Co/Ni. On remarque que le courant de spin parcourant le (Co/Ni) évolue de façon rapide et devient majoritaire à mesure que N augmente.

2.3 Conclusions

En conclusion de ce chapitre, nous avons démontré expérimentalement l'importance de comprendre les mécanismes de l'AHE et du SHE dans les multicouches de $(\text{Co/Ni})_N$ et notamment les effets d'interface sur le processus de couple de spin-orbite. Les interfaces ont généralement pour effet de modifier les propriétés du courant de spin émanant du SOC (cas du Pt) mais également de l'AHE lui même. Le but étant de commuter l'aimantation du $(\text{Co/Ni})_N$ à l'aide du courant de spin généré dans le Pt, cette étude était fondamentale mais également nécessaire car toujours sujet à discussion dans la communauté de la spintronique.

L'aspect expérimental du renversement de l'aimantation a permis de retrouver les résultats obtenus par Rojas Sanchez et al. [16] dans le cas de Pt/(Co/Ni)₃ pour différentes répétitions de (Co/Ni). Ainsi nous avons vu qu'en augmentant le nombre de répétitions N de (Co/Ni), la densité de courant nécessaire au renversement se comporte comme l'inverse de l'épaisseur $1/t$, du fait que le couple de transfert de spin s'opère sur une épaisseur faible du (Co/Ni) _{N} , ainsi, l'ajout de multicouches (Co/Ni) supplémentaire a tendance à augmenter le couple nécessaire au renversement complet de l'aimantation. De même, le *shunt* du courant de charge par le (Co/Ni) peut s'ajouter à cet effet. L'ensemble de ces résultats et de ce chapitre doit servir de référence pour l'étude d'un tel renversement avec un 2DEG comme nous le verrons dans le chapitre 4.

Chapter 3

Isolants topologiques

Ce chapitre est consacré à la description des propriétés physiques des isolants topologiques comme l' α -Sn étudié ici ainsi qu'aux différentes applications potentielles qui en émergent. Ces nouveaux types de matériaux décrits comme isolants en volume et conducteurs en surface, présentent des efficacités de conversion du courant de spin en courant de charge (IEE) et réciproque (EE) permettant de potentiellement réduire les densités de courant critiques pour la commutation des MRAM (chapitre 1).

Les états de surface de ces isolants topologiques présentent, dans leur structure de bande, des propriétés similaires à celles du graphène. Les états de surface présentent une dispersion linéaire, c'est à dire que l'énergie E est linéaire en k . Ils apparaissent entre les bandes de valence et de conduction appelé cône de Dirac. En plus de ces états de conduction offrant aux porteurs une forte mobilité, la structure de spin est dite verrouillé sur le contour de la surface de Fermi dans l'espace réciproque.

Les propriétés de ces matériaux offrent un fort potentiel d'application pour la spintronique. Il existe différentes classes de matériaux de base comme isolants topologiques (TI) : des composés de bismuth tel que le Bi_2Se_3 [124], le Bi_2Te_3 [125] ou le BiSb [126] [ou plus généralement $(\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x})_2(\text{Se}_y\text{Te}_{1-y})_3$] mais également des TI comme l' α -Sn [127] ou le HgTe [128].

Nous allons tout d'abord revenir sur la théorie des TI, afin de comprendre leur lien avec la topologie mathématique ainsi que les différentes découvertes qui ont amené à l'attribution du prix Nobel de physique 2016 à Thouless, Haldane et Kosterlitz [129]. Nous allons ensuite nous intéresser au cas de l'isolant topologique particulier étudié ici : la phase α de l'étain (α -Sn) par le biais des mesures de sa structure de bande à l'aide de la spectroscopie photoélectronique résolue en angle (ARPES) et de mesures de transport sous champ magnétique. Ce chapitre représente une version étendue de notre article publié dans *Physical Review B* [130].

3.1 Théorie

Les principaux aspects théoriques d'un isolant topologique sont abordés ici. Cette partie nous permet de mieux comprendre les résultats présentés par la suite, il est néanmoins

possible au lecteur de passer outre cette section 3.1 sans altérer la compréhension du chapitre. Nous allons, discuter ici du premier cas d'isolant présentant des propriétés de conduction de bord et liés à sa topologie, à savoir un matériau dans le régime d'effet Hall quantique entier (QHE) [49]. Nous poursuivrons ensuite sur les découvertes de Haldane dans le cas du graphène qui ont donné naissance à la notion et définition de l'isolant de Chern [131]. Enfin, nous aborderons de façon théorique l'apparition des états de surface dans le cas de semi-conducteurs pourvus d'un fort couplage spin orbite, tel que le HgTe et l' α -Sn, selon la revue de Kane et Hasan [132], dérivant des travaux de Kane, Mele, Bernevig, Zhang, etc..

3.1.1 De l'isolant à la topologie : cas de l'effet Hall quantique

Un isolant est caractérisé par des orbitales électroniques de valence remplies et une bande de conduction vide. Si la bande interdite est suffisamment large relativement aux autres énergies, il en résulte une absence de conduction électrique dans le volume par activation thermique. Ainsi, la différence entre un matériau isolant et un matériau semi-conducteur réside dans la taille de la bande interdite. D'un point de vue purement mathématique, la topologie de la structure de bande d'un système semi-conducteur et d'un système isolant ne présente a priori aucune différence notable.

La topologie est une branche des mathématiques portant sur l'étude d'objets et de leurs transformations. Ainsi, deux variétés, définition mathématique de ce que l'on pourrait appeler un objet, possèdent les mêmes propriétés topologiques s'il est possible de transformer une variété 1 en une variété 2 sans ouvrir ni fermer d'anses (trous) dans l'objet. Ce type de transformation correspond, en physique, à une transformation adiabatique. D'un point de vue topologique, il en résulte donc qu'une tasse correspond donc à un beignet, les deux objets ne présentant qu'un seul trou. Ce type de transformation homéomorphe est appelé transformation *douce*. Pour caractériser ce type d'état, une variété est associée à un indice entier D correspondant au "genre" de la variété considérée (voir Fig 3.1) [133].

Une façon simple d'introduire des effets topologiques dans la matière est de considérer l'effet Hall quantique (QHE) [134]. Le QHE apparaît lorsqu'un gaz d'électron à deux dimensions (2DEG) est soumis à un fort champ magnétique $\mu_0 H_z$, appliqué perpendiculaire au plan de l'échantillon [135, 136]. Dans ces conditions, l'électron va effectuer une orbite dite cyclotron produite par la force de Lorentz. Les niveaux d'énergie sont alors quantifiés et reliés à la fréquence cyclotron selon $\omega_c = \frac{q\mu_0 H_z}{m}$ avec m la masse de la particule (ici un électron) et q sa charge. Nous retrouvons des niveaux d'énergie échelonnés selon :

$$\epsilon_n = \hbar\omega_c(n + 1/2) \quad (3.1)$$

Ces niveaux d'énergie quantifiés sont appelés niveaux de Landau.

Il apparaît donc une séparation en énergie supplémentaire donnant lieu à un ensemble de bandes $\sum_{n=0}^n N$ occupées et $\sum_{n=N}^{+\infty} (n + 1)$ vides. Ces résultats donnent ainsi, comme dans le cas d'un isolant classique, une bande interdite.

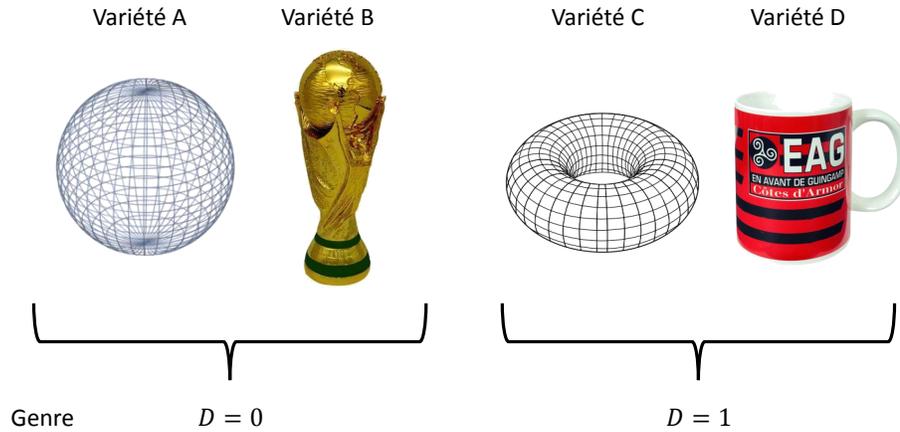


Figure 3.1: Représentation schématique de deux paires de variétés appartenant à un genre différent. Pourtant différent de notre point de vue, les variétés A et B appartiennent au genre $D = 0$ car ne présentant aucun trou et sont donc identiques d'un point de vu topologique. De même, les variétés C et D appartiennent au même genre $D = 1$ présentant une seule ouverture. (crédit image : www.eaguingamp.com, www.wikipedia.com, www.fff.fr)

Il est possible d'écrire l'Eq. 3.1 en fonction du rayon de l'orbite cyclotron dans l'espace réciproque k_N tel que :

$$\epsilon_n = \frac{\hbar^2 k_N^2}{2m} \quad (3.2)$$

En ajoutant un caractère fini à l'extension des fonctions d'onde des électrons soumis au champ magnétique $\mu_0 H_z$, les niveaux d'énergie se trouvent courbés sur les bords de l'échantillon générant en l'occurrence un état de bord au niveau de Fermi. D'un point de vu classique il est possible de se représenter cette courbure comme une réflexion des électrons sur les bords, créant donc un canal de conduction en surface (ou interface) représenté sur la Fig. 3.2.(b). Le système n'est donc plus totalement isolant. Le cycle des orbites étant bien défini, les électrons ne peuvent se propager seulement dans un sens sur un bord ou dans le sens opposé sur l'autre bord suivant la direction de révolution, favorisant donc l'apparition d'un courant de bord transverse σ_{xy} . Ce courant, quantifiée par sa conductivité transverse σ_{xy} créé, s'écrit sous la forme d'un multiple de e^2/h [137] selon :

$$\sigma_{xy} = Ne^2/h \quad (3.3)$$

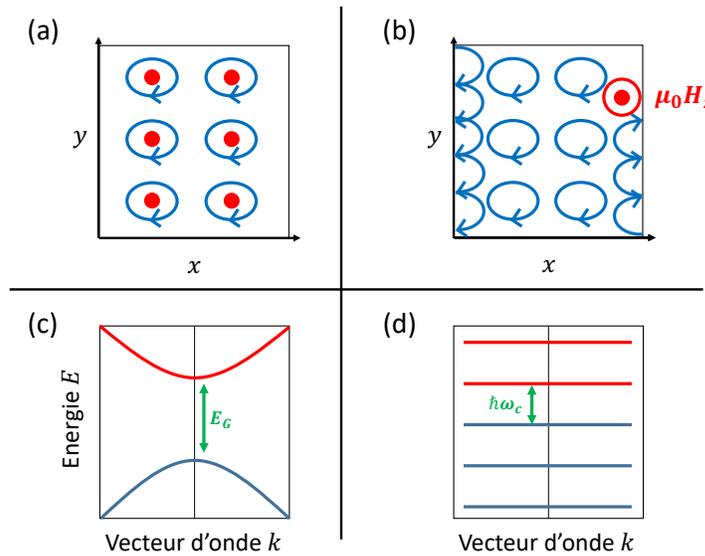


Figure 3.2: Représentation dans l'espace réel et réciproque de la différence entre un isolant et l'effet Hall quantique. (a) Représentation dans l'espace Réel de l'orbite de l'électron autour du noyau atomique. Ce dernier occupe le dernier état possible et ne permet donc pas la conduction. (b) Représentation de l'orbite cyclotron dans le cas où un champ magnétique $\mu_0 H_z$ suffisamment élevé est appliqué perpendiculaire au plan de l'échantillon. Dans cette image simpliste, nous remarquons que si les électrons rebondissent sur les bords, alors il se propageant latéralement. (c) Structure de bande d'un isolant en faisant apparaître la bande de conduction (en rouge), de valence (en bleu) ainsi que la bande interdite d'énergie E_G . (d) Structure de bande de la quantification de niveaux de Landau, les niveaux occupés (bleu) et vides (rouge) sont séparés par une énergie $\hbar\omega_c$ dans le volume. Figure adaptée de ref [132].

Cette conductivité σ_{xy} sera donc différente selon les niveaux de Landau occupés et correspondant à chaque orbite cyclotron. La conductivité longitudinale σ_{xx} , quant à elle, peut être également mesurée et donne lieu aux oscillations Shubnikov-de Haas [138], qui seront abordées plus tard dans ce chapitre. Les charges n'étant mobiles que sur les bords de l'échantillon, ce courant longitudinal apparaîtra uniquement lorsque le niveau de Fermi correspond à un niveau de Landau. Au contraire, $\sigma_{xx} = 0$ lorsque le niveau de Fermi se place entre deux niveaux de Landau consécutifs.

Dans la littérature, les mesures de σ_{xy} ont toutes donné une valeur identique avec une précision jusqu'au 9ème chiffre significatif [139] et ceci, indépendamment du matériau étudié. En 1982, Thouless et al. ont démontré que ces valeurs extrêmes de précisions étaient reliées à la structure des niveaux de Landau [49] ne dépendant que de la topologie de l'espace réciproque, comme nous le détaillons ci-dessous.

Dans un système évoluant à deux dimensions, il est possible de considérer la PZB sous

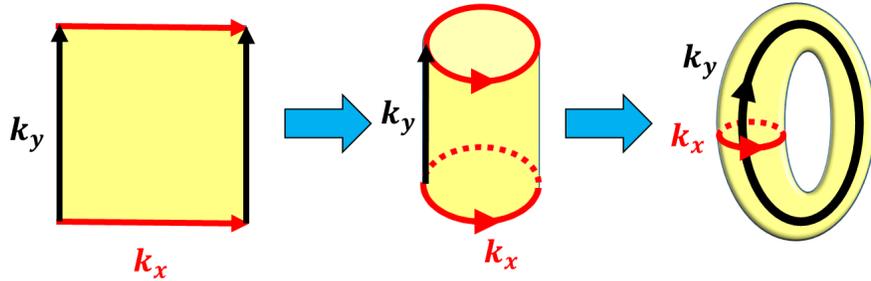


Figure 3.3: Représentation de la construction du tore \mathbb{T}^2 dans la PZB en considérant les conditions au limites imposées par les conditions de Bloch.

la forme d'un tore de dimension deux : \mathbb{T}^2 (une représentation est visible sur la Fig. 3.3). Ainsi, Thouless et al. ont démontré qu'il était possible d'écrire la conduction transverse comme :

$$\sigma_{xy} = \frac{e^2}{h} \nu = \frac{e^2}{h} \sum_{E_\alpha < E_F} N_\alpha \quad (3.4)$$

avec N_α donné par :

$$N_\alpha = \frac{i}{2\pi} \int_{\mathbb{T}^2} (\langle \partial_{k_x} u_\alpha(k_x, k_y) | \partial_{k_y} u_\alpha(k_x, k_y) \rangle - \langle \partial_{k_y} u_\alpha(k_x, k_y) | \partial_{k_x} u_\alpha(k_x, k_y) \rangle) dk_x dk_y \quad (3.5)$$

avec $u_\alpha(k_x, k_y)$, la partie périodique de la fonction de bande de la bande α . Nous ne reviendrons pas ici sur la démonstration de cette formule mais seulement sur son sens physique profond ainsi que sur certaines de ses conséquences. L'Eq. 3.4 représente une version plus détaillée de l'Eq. 3.3 en mettant en lumière une expression de cette conductance comme somme des contributions de chacun des niveaux de Landau E_α remplis ainsi que de leur nombre N_α . Par l'intermédiaire de ce nombre N_α , Thouless et al. ont été capable de montrer que la conduction transverse est liée à la topologie de la PZB.

En 1983, Berry introduit la notion de phase qui porte son nom [140] et Simons fait le lien entre l'Eq. 3.5 et cette phase particulière [50]. En effet, d'après les explications ci-dessus, nous remarquons qu'il est relativement aisé de faire le lien entre les deux quantités. Ainsi il est possible de réécrire l'Eq. 3.4 en faisant apparaître la phase de Berry de telle sorte que :

$$\sigma_{xy} = \frac{e^2}{h} \sum_{E_\alpha < E_F} n_\alpha \quad (3.6)$$

$$n_\alpha = \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{T}^2} \mathcal{F}_\alpha d^2\mathbf{k}$$

Le nombre n_α est ici appelé nombre de Chern. Ce nombre relie la phase de Berry $\Omega(\psi_\alpha)$ associée à la fonction d'onde ψ_α d'un niveau de Landau α et intégrée sur l'ensemble de la PZB de dimensions deux (\mathbb{T}^2) au nombre défini dans l'Eq. 3.4 par Thouless et al.

Le passage de l'Eq. 3.4 à l'Eq. 3.6 se fait néanmoins en supposant la zone de Brillouin divisée en deux zones différentes sur le tore \mathbb{T}^2 . Le passage de l'intégrale sur le contour C du rotationnel du vecteur connexion de Berry $\nabla_k \times \mathcal{A}_k$ décrit la particule lors de son trajet dans l'espace réciproque, à une intégrale de surface dans ce même espace suppose toutefois de pouvoir appliquer le théorème de Stokes. Or, dans ces conditions particulières, il est possible de démontrer que dans le cas d'un tore \mathbb{T}^2 , l'application du théorème de Stokes n'est possible qu'en imposant une valeur différente de ce contour à l'intérieur et à l'extérieur, donnant lieu à l'apparition d'un vortex centré en $k_x = k_y = 0$. Une démonstration détaillée de cet effet est donnée en ref. [134]. Le nombre de Chern représente *in fine* le nombre d'enroulement de $\nabla_k \times \mathcal{A}_k$ sur la PZB [141]. Ce concept est essentiel pour comprendre pour la suite de ces travaux et plus généralement la manière dont intervient la phase de Berry dans la matière condensée.

Ce nombre de Chern est donc finalement une grandeur topologique de la variété (ici la PZB). Ainsi pour chaque niveaux de Landau ce nombre sera égal à 1. Dans leurs travaux, TKNN démontrent que, lorsqu'un champ magnétique est appliqué au système et que la symétrie- \mathcal{T} est brisée, chaque niveaux de Landau contribue à la conduction à l'aide de la formule de Kubo, utilisée dans l'Eq. 3.6 pour déduire σ_{xy} .

L'évolution de la conductivité transverse dans le cas de l'effet Hall quantique entier ne sera pas discuté ici, car cela nécessiterait d'introduire des concepts bien plus complexes tels que le papillon d'Hofstadter [142]. Pour plus de détails, il est possible de se référer aux papiers de Dean et al. [143] et de Koshino et al. [144].

Enfin, par analogie au genre D décrit précédemment dans le cas d'objets mathématiques, il est possible de comparer le nombre de Chern au résultat donné par le théorème de Gauss-Bonnet [133] :

$$2(1 - D) = \frac{1}{2\pi} \int K dS \quad (3.7)$$

où K est le rayon de courbure gaussienne de la variété. Par exemple, dans le cas d'une sphère, $K = 1/R^2$ donc $D = 0$ (une sphère ne présentant aucun trou).

En comparant les Eq. 3.6 et Eq. 3.7 nous remarquons que $\nabla_k \times \mathcal{A}_k$ peut être vu comme la courbure gaussienne de la variété considérée. Ici il s'agit de la topologie du fibré de Bloch (où l'espace de base est la PZB et la fibre, l'espace vectoriel engendré par

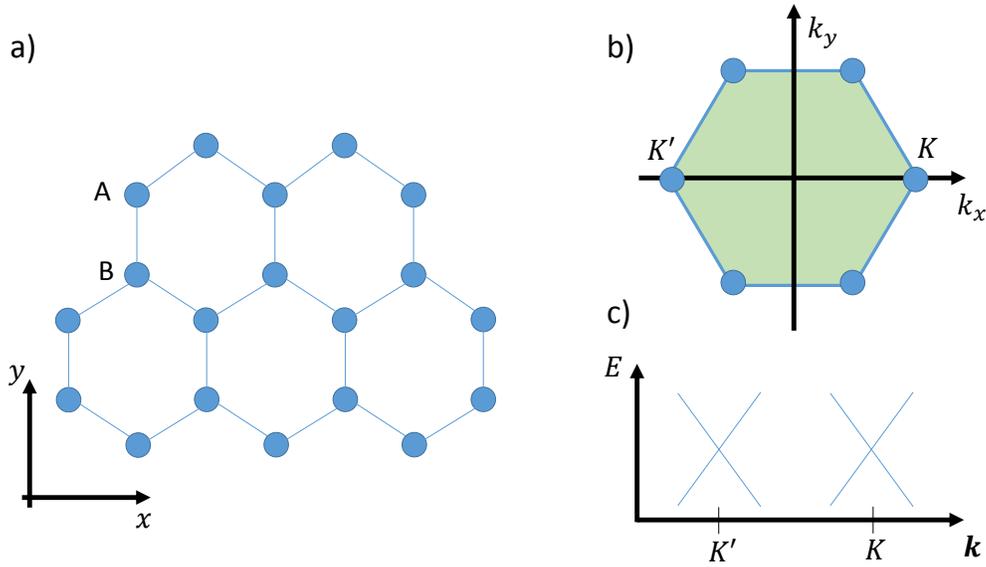


Figure 3.4: a) Structure en nid d'abeille du graphène dans l'espace réel. b) Représentation de la PZB du graphène avec deux points distincts aux bords K et K' . c) Représentation de l'énergie en fonction du vecteur d'onde dans la PZB montrant la présence de cônes de Dirac aux points K et K' d'après l'hamiltonien de l'Eq. 3.8.

$|u_n(\mathbf{k})\rangle$). Il ne convient donc pas d'effectuer un parallèle entre le nombre de trous de la variété et la structure de la PZB, cette dernière restant un tore \mathbb{T}^2 .

En 1988, suite à ses travaux, Haldane propose un modèle équivalent sans champ magnétique, donnant lieu à l'apparition d'états supplémentaires de dispersion linéaire entre deux variétés topologiques.

3.1.2 États de surface topologiques

Nous décrivons ici en détail le modèle de Haldane. Haldane fonde sa théorie de l'isolant de Chern sur un réseau hexagonal en nid d'abeille tel que le graphène pourvu d'un motif à deux atomes. Il considère uniquement dans un premier temps les interactions entre proches voisins d'un site A à un site B. Le modèle se base donc sur un hamiltonien à deux bandes, identique à celui utilisé dans le cas du graphène, constitué des orbitales p_z des deux sites A et B. La structure électronique est caractérisée par la présence de deux cônes de Dirac aux points K et K' de l'espace réciproque [145] (représenté sur la Fig. 3.4). Ainsi au voisinage de ces points l'hamiltonien peut s'écrire sous la forme d'un hamiltonien de Dirac [146] :

$$H(\mathbf{q}) = \hbar v_F \mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (3.8)$$

avec $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{K}$ avec \mathbf{k} proche de \mathbf{K} et \mathbf{K}' et $\boldsymbol{\sigma}$ les matrices de Pauli. Cet hamiltonien est associé aux valeurs propres respectives :

$$E = \pm \hbar v_F |\mathbf{k}| \quad (3.9)$$

avec v_F la vitesse de Fermi des électrons, \hbar la constante de Planck réduite, \mathbf{k} le vecteur d'onde. Le détail de ces calculs est donné dans la Ref. [147]. Il est également possible de simplifier cet hamiltonien sous la forme d'une matrice 2×2 dans le modèle des liaisons fortes selon :

$$H(\mathbf{k}) = \mathbf{h}(\mathbf{k}) \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (3.10)$$

avec $\mathbf{h}(\mathbf{k}) = [h_x(\mathbf{k}), h_y(\mathbf{k}), h_z(\mathbf{k})]$ tel que $E = \pm \sqrt{h_x^2 + h_y^2 + h_z^2}$.

Dans le cas d'un cristal monoatomique, aucun terme d'échange n'apparaît entre les deux atomes d'un site A et B, la symétrie- \mathcal{P} est donc conservée (le centre de la symétrie- \mathcal{P} étant situé entre A et B). De la même manière, sans perturbation extérieure la symétrie- \mathcal{T} est également conservée. On dit, que les symétries \mathcal{P} et \mathcal{T} protègent les points de Dirac, ces derniers étant fortement liés à ces deux symétries [147]. La symétrie- \mathcal{P} nous dicte en effet que $\mathbf{h}(\mathbf{k}) = \sigma_1 \mathbf{h}(-\mathbf{k}) \sigma_1 \rightarrow h_z(\mathbf{k}) = -h_z(-\mathbf{k})$ alors que la symétrie- \mathcal{T} nous impose $\mathbf{h}(\mathbf{k}) = \mathbf{h}^*(-\mathbf{k}) \rightarrow h_z(\mathbf{k}) = h_z(-\mathbf{k})$ où $\mathbf{k} \in \text{PZB}$. Dans ces conditions $h_z(\mathbf{k}) = 0$ pour tout \mathbf{k} y compris pour $\mathbf{k} = \mathbf{q} + \mathbf{K}$ d'où $h_z(\mathbf{q}) = 0$. Il est donc directement possible de relier les Eq. 3.8 et l'Eq. 3.10 de telle façon que $\mathbf{h}(\mathbf{q}) = \hbar v_F \mathbf{q}$. Ce résultat implique des cônes de Dirac aux points K et K' lorsque les symétries- \mathcal{T} et \mathcal{P} sont préservées.

Haldane introduit dans son modèle des "sauts" électroniques d'un site A à un site B aux seconds plus proches voisins, donnant lieu à un champ magnétique local dont le flux total est nul sur la cellule unité considérée (cela permet d'éviter la quantification en niveaux de Landau). Ce terme magnétique intervient en considérant deux proches voisins différents (associés à des sites A et B dans la structure hexagonale). Chacun de ces sauts va jouer le rôle de champ magnétique "local" apparaissant sous la forme d'un terme de phase $\phi \in [-\pi; \pi]$ appelé phase de Peierls [131] ayant pour effet de briser la symétrie- \mathcal{T} [148]. De manière similaire, afin de briser la symétrie- \mathcal{P} , Haldane considère un potentiel M entre les sites A et B du réseau hexagonal (Fig. 3.4(a)). Les considérations précédentes sur $h_z(\mathbf{q})$ ne tiennent plus dans ces conditions et $h_z(\mathbf{q}) \neq 0$. L'hamiltonien de Dirac devient donc dans ces conditions [132] :

$$H(\mathbf{q}) = \hbar v_F (q_x \sigma_x + q_y \sigma_y) + m \sigma_z \quad (3.11)$$

avec $m = h_z(\mathbf{K})$ associée à un terme de "masse" fictive (appelée masse de Haldane). L'état propre de l'hamiltonien provenant de l'Eq. 3.11, va s'écrire à présent comme :

$$E = \pm \sqrt{(\hbar v_F \mathbf{q})^2 + m^2} \quad (3.12)$$

Les deux états propres vont donc être associés à une bande interdite d'amplitude $2|m|$. Un point clef est que $m_{K/K'} = M \pm 3\sqrt{3}t_2 \sin(\phi)$ avec un signe positif ou négatif

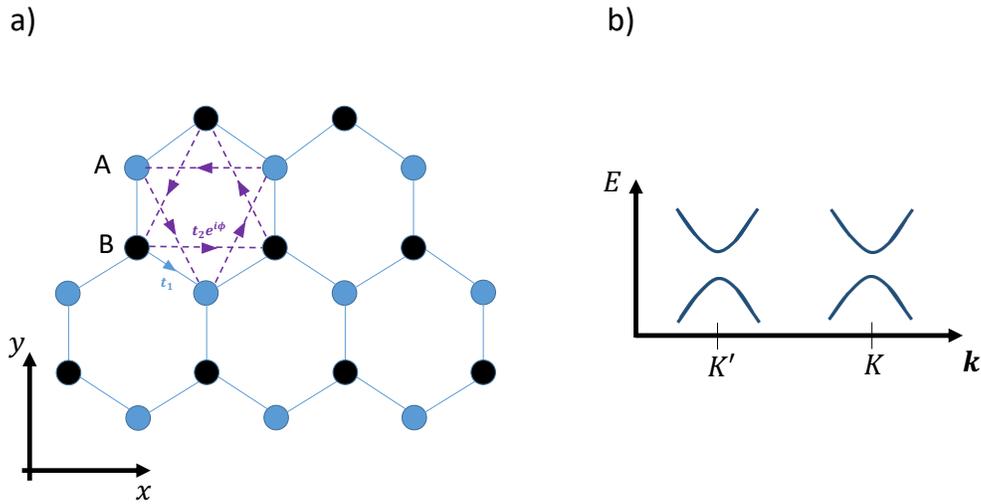


Figure 3.5: a) Structure en nid d'abeille de deux atomes différents A et B d'une différence de potentiel M. Les sauts d'un site A→A et B→B ajoutent un terme de phase $t_2 e^{i\phi}$. b) Dans ces conditions et d'après l'Eq. 3.11, une bande interdite s'ouvre.

suivant la vallée K ou K' considérée. Ce terme de masse fait apparaître un terme M , représentatif de la brisure de symétrie- \mathcal{P} et un terme ϕ représentatif de la symétrie- \mathcal{T} . Une représentation de cet effet est reporté sur la Fig. 3.5. En considérant à présent ces brisures de symétrie et en utilisant ce modèle il existe différents cas :

- symétrie- \mathcal{T} conservée + symétrie- \mathcal{P} conservée → états du graphène "normaux" avec deux points de Diracs en K et K' .
- symétrie- \mathcal{T} conservée + symétrie- \mathcal{P} brisée → Ouverture d'une bande d'énergie interdite, le terme de masse m est identique aux points K et K' tel que $m = m'$
- symétrie- \mathcal{T} brisée + symétrie- \mathcal{P} conservée → Ouverture d'une bande d'énergie interdite, le terme de masse m est de signe opposé aux points K et K' tel que $m = -m'$
- symétrie- \mathcal{T} brisée + symétrie- \mathcal{P} brisée → Ouverture de deux bandes interdites aux points K et K' , cas d'un isolant classique.

Les valeurs propres de l'hamiltonien $h(\mathbf{k})$ dans la sphère de Bloch du système seront donc différentes selon les symétries brisées. On remarque ainsi que, lorsque la symétrie- \mathcal{P} est brisée et la symétrie- \mathcal{T} conservée, $h(\mathbf{k})$ ne visite qu'un hémisphère de cette sphère car $m = m'$. Alors qu'en brisant la symétrie- \mathcal{T} et ne conservant uniquement la symétrie- \mathcal{P} , le système peut évoluer librement d'un état m à $m' = -m$. Une représentation schématique de ces considérations est donnée sur la Fig. 3.6.

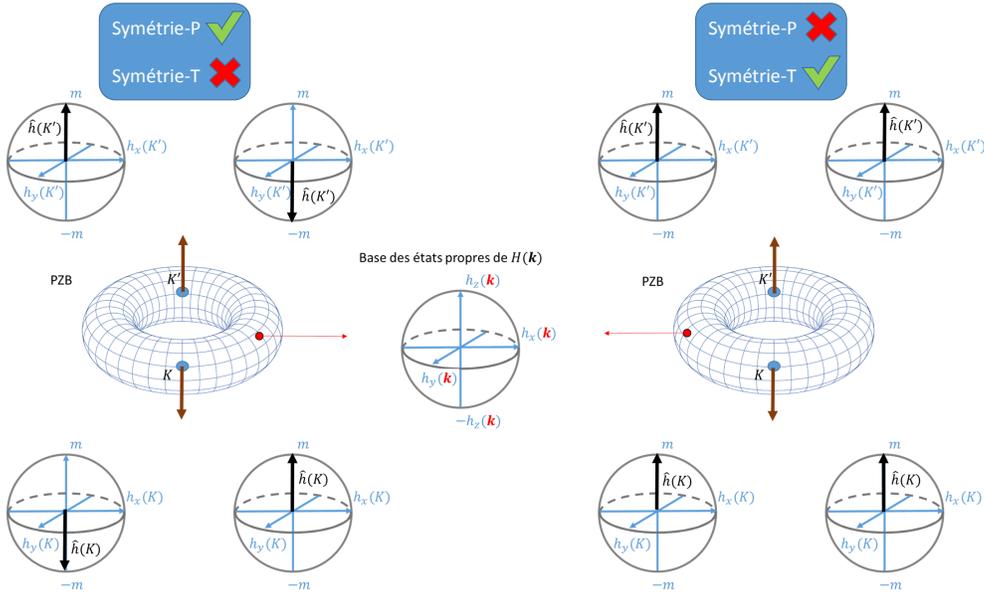


Figure 3.6: Représentation des effets de la brisure (ou non) des symétries \mathcal{T} et \mathcal{P} sur la sphère des états propres de $h(\mathbf{k})$ aux points $\mathbf{k} = K$ et $\mathbf{k} = K'$.

A l'aide de la phase de Berry, il est alors possible de calculer le nombre de Chern associé à la courbure de Berry \mathcal{F} dans la PZB du système c'est à dire sur le tore \mathbb{T}^2 . Pour alléger les notations nous allons décrire la courbure de Berry telle que $\mathbb{F} = \mathcal{F} dk_x \wedge dk_y$ et le vecteur connexion de Berry \mathcal{A} tel que $\mathbb{A} = \mathcal{A} d\mathbf{k}$ nous permettant d'écrire $\mathbb{F} = d\mathbb{A}$. En suivant le raisonnement développé en annexe 1 de la ref [149], il est donc possible (dans le cas général), de relier le vecteur connexion de Berry (le long du contour γ qu'effectue le système sur la Fig. 3.5) à la courbure de Berry à l'aide du théorème de Stokes selon :

$$n_C = \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{T}^2} \mathbb{F} = \frac{1}{2\pi} \int_{\gamma} d\mathbb{A} \quad (3.13)$$

Dans le cas où la symétrie \mathcal{T} est conservée et la symétrie \mathcal{P} brisée, nous retrouvons $n_C = 0$, car $h_z(\mathbf{k}) = 0$. En imposant maintenant une brisure de symétrie \mathcal{T} , il n'est plus possible d'écrire aussi simplement l'Eq. 3.13. L'application du théorème de Stokes n'étant alors plus valide dans ces conditions ($h_z(\mathbf{k}) \neq 0$), les états propres vont pouvoir passer du pôle nord au pôle sud de la sphère des états propres de h (Fig. 3.6). Il devient à présent nécessaire d'introduire un vecteur connexion de Berry différent pour chaque pôle de cette sphère. On utilise alors une technique identique à celle du monopole de Dirac [150] à savoir une séparation de cette sphère en deux parties : l'une comprenant l'anomalie de l'intégration du vecteur connexion de Berry dans la PZB (pouvant être vu sous la forme d'un vortex), appelée R_I (pôle associé à $h_z(\mathbf{k})$), l'autre appelée R_{II} (pôle associé à $-h_z(\mathbf{k})$). Le calcul de la phase de Berry dans ces conditions s'effectue donc

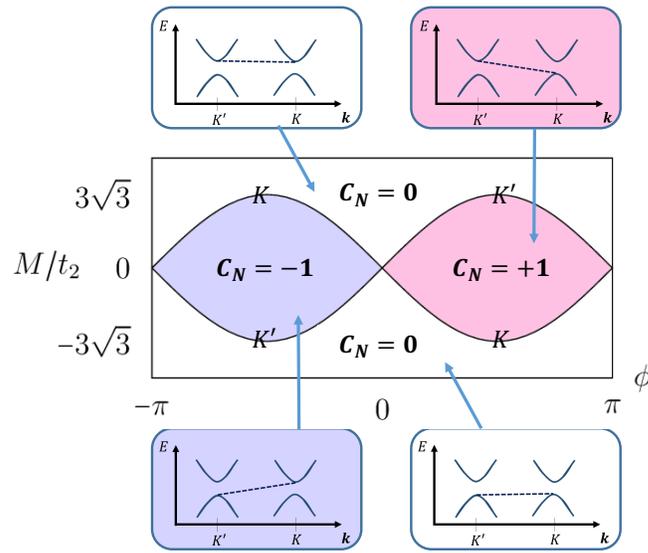


Figure 3.7: Représentation des résultats du modèle de Haldane dans le cas de la brisure de symétrie \mathcal{T} et \mathcal{P} , représenté respectivement par le terme ϕ et M/t_2 . Le nombre de Chern n_C se trouve modifié dans ces conditions, comme expliqué dans l'Eq. 3.15. Les encadrés nous montrent l'impact sur la structure de bande de l'interface entre un nombre de Chern $n_C = 0$ et $n_C \neq 0$.

le long de ce vortex γ séparant ces deux régions (I et II) [149]. Le vecteur connexion de Berry $\mathbb{A} = (\mathbb{A}_I; \mathbb{A}_{II})$ s'écrit quant à lui :

$$\mathbb{A}_{II}(\mathbf{k}) = \mathbb{A}_I(\mathbf{k}) - \nabla_{\mathbf{k}}\phi \quad (3.14)$$

avec $\phi \in \{0, 2\pi\}$ la phase Aharonov-Bohm nous permettant de briser cette symétrie \mathcal{T} . Le sens de rotation du vortex est décrit par le point de départ du vecteur propre $\hat{h}(\mathbf{k})$ (en R_I ou R_{II}). En incluant ces résultats dans le calcul du nombre de Chern et en supposant un point de départ de $\hat{h}(\mathbf{k})$ en R_{II} :

$$\begin{aligned} n_C &= \frac{1}{2\pi} \int_{\mathbb{T}^2} \mathbb{F} = \frac{1}{2\pi} \int_{R_I} d\mathbb{A}_I + \frac{1}{2\pi} \int_{R_{II}} d\mathbb{A}_{II} \\ &= \frac{1}{2\pi} \oint_{\gamma} (\mathbb{A}_{II} - \mathbb{A}_I) d\mathbf{k} \\ &= -\frac{1}{2\pi} \oint_{\gamma} \nabla_{\mathbf{k}}\phi(\mathbf{k}) d\mathbf{k} = -1 \end{aligned} \quad (3.15)$$

Dans le cas opposé, c'est à dire en supposant un vortex de rotation opposée, le nombre de Chern $n_C = 1$ [149]. En utilisant les paramètres ajustables M/t_2 et ϕ , Haldane

démontre que cet effet topologique apparait pour différentes valeurs sous la forme d'un diagramme représenté sur la Fig. 3.7. On remarque d'après ce schéma l'importance de la symétrie- \mathcal{T} (représenté par la phase Aharonov-Bohm ϕ) sans laquelle le nombre de Chern est nul. La symétrie- \mathcal{P} nous indique également que pour certaines valeurs il est possible, même lorsque la symétrie- \mathcal{T} est brisée, de retrouver le cas d'un nombre de Chern = 0. Finalement, la valeur non nulle du nombre de Chern (et par conséquent de la phase de Berry) va donc donner une conduction transverse σ_{xy} selon l'Eq. 3.6.

En supposant maintenant une interface entre un isolant normal (le vide par exemple), associée à un nombre de Chern $n_C = 0$ et à un matériau dans le régime QHE avec $n_C \neq 0$, la transition doit faire en sorte de fermer la bande d'énergie interdite afin de permettre à l'indice topologique de changer. Il y aura donc des états électroniques liés à cette région où ce *gap* énergétique passe par zéro. En considérant le modèle de Haldane où m change de signe en fonction de la direction y (dans l'espace réel), avec $y > 0$ pour la partie isolante et $y < 0$ pour la partie QHE, alors $m(y) > 0$ pour la partie isolante et $m(y) < 0$ pour la partie associée à l'état QHE. L'équation de Schrodinger, obtenue en remplaçant le terme \mathbf{q} par $-i\nabla$ dans l'Eq. 3.11 donne une solution simple associée à des états d'énergie $E(q_x) = \hbar v_F q_x$. Cette bande d'interface, coupe le niveau de Fermi avec une vitesse positive $dE/dq_x = \hbar v_F$ et définit la direction du mouvement des particules sur les bords [132]. Dans les années 80, ces résultats ont été reportés pour des systèmes semi-conducteurs 2D (ou quasi-2D), pouvant être localement décrits comme des états de Dirac. Ils révèlent les résultats identiques à ceux d'Haldane : une interface où le terme m change de signe est associé à un état de Dirac fermant la bande interdite [151, 152]. D'un point de vue expérimental, il est possible de remplacer la brisure de symétrie- \mathcal{T} par un matériau ferromagnétique par exemple, néanmoins ce modèle reste principalement théorique. En effet, en pratique il est impossible de maîtriser les "sauts" des particules (donc la phase Aharonov-Bohm). Il s'agit ici du premier "matériau" isolant en volume avec des états de conduction sur les bords liés directement à la valeur du nombre de Chern et donc à la topologie du matériau.

3.1.3 Isolants topologiques 2D

En 2005, Mele et Kane [55] introduisent le terme de couplage spin-orbite dans l'hamiltonien de l'Eq. 3.10. Ce terme de couplage ne peut être introduit que lorsque les symétrie- \mathcal{T} et \mathcal{P} restent valides, le nombre de Chern est dans ce cas nul. Ils remarquent néanmoins que, comme abordé dans le chapitre 1, ce terme de couplage modifie la structure de bande des matériaux. Dans le cas du graphène, il ouvre une bande d'énergie interdite de l'ordre de $2\lambda_{SO}$ (λ_{SO} est la constante de couplage spin-orbite). En effectuant les mêmes considérations que Haldane mais en remplaçant cette fois le terme de flux magnétique par le couplage spin-orbite, le graphène peut donc devenir un isolant pourvu d'une conduction de bord non nulle tel que $\sigma_{xy} = \pm e^2/h$ lié à un indice topologique ν_T (discuté ci-après). Néanmoins cette conductivité étant opposée selon le spin considéré, il devient possible d'utiliser le modèle à deux porteurs de Mott $\mathbf{J}_s = (\hbar/2e)(\mathbf{j}_\uparrow - \mathbf{j}_\downarrow)$ donnant une

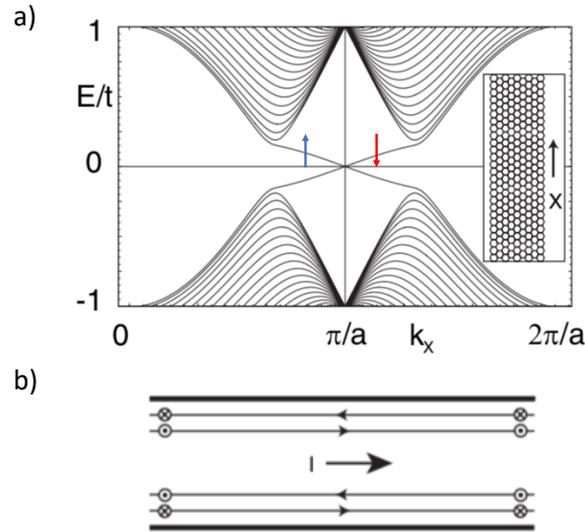


Figure 3.8: a) Structure de bande de dimension 1 pour un ruban de graphène (en insert) avec deux bandes rejoignant les points K et K' . b) Représentation des états de conduction sur les bords lorsqu'un courant électrique I est appliqué au système. La chiralité est différente et fait apparaître deux états de conduction différents. Figure reprise de Kane et Mele [55]

conductivité de spin (en utilisant la formule de Kubo [153]) selon :

$$\sigma_{xy}^s = \frac{e}{2\pi} \quad (3.16)$$

Ces résultats démontrent que, dans le cas du graphène "physique", il existe des états de bords, protégés par la topologie du système. Sachant que dans le cas où un hamiltonien H respecte la symétrie- \mathcal{T} , alors l'état du système est invariant au court de la transformation $t \rightarrow -t$, le moment \mathbf{k} devient alors $-\mathbf{k}$. Les valeurs propres ϵ de l'hamiltonien invariant par symétrie- \mathcal{T} doit donc s'écrire :

$$\epsilon_{\uparrow}(\mathbf{k}) = \epsilon_{\downarrow}(-\mathbf{k}) \quad (3.17)$$

répondant au critère (propriété) des conjugués de Kramers. Il en résulte que les valeurs propres seront au moins doublement dégénérées. En l'absence de SOC, cette dégénérescence est seulement liée à la dégénérescence entre les spin \uparrow et \downarrow . Le SOC va avoir pour effet de lever la dégénérescence de ces états en dehors des moments k invariant par symétrie- \mathcal{T} à savoir en $k = 0 = \Gamma$ et pour $k = \pm \frac{\pi}{a}$ (avec a le paramètre de maille). Chaque paire de ces points (appelé paire de Kramers) sera donc reliée par une bande d'état de spin \uparrow et une bande de spin \downarrow [154, 155]. Dans le cas des résultats

de Mele et Kane, nous retrouvons donc deux bandes de spin opposés à l'interface entre les deux matériaux comme représenté sur la Fig. 3.8(a) donnant une conduction de bord, lorsqu'un courant de charge I parcourt le système, de chiralité en spin opposée [Fig. 3.8(b)]. Ainsi, comme l'ont démontré Wu et al. [156], le courant de spin \uparrow se propage dans une direction contraire au courant de spin \downarrow . Cet effet, qui est à l'origine du travail précurseur de Kane et Mele en 2005 dans le graphène [55], est appelé l'effet Hall de spin quantique (QSHE).

Néanmoins, il convient de nuancer ces résultats, le couplage spin orbite du carbone

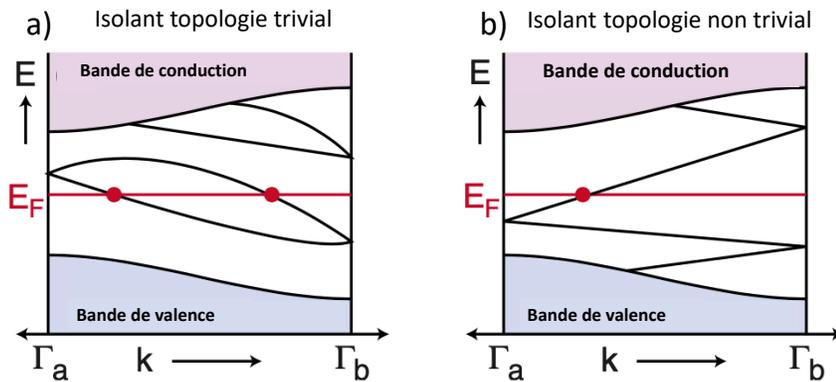


Figure 3.9: Dispersion électronique pour deux doublets de Kramers aux points $\Gamma_a = 0$ et $\Gamma_b = \pi/a$. Pour (a) le nombre d'états de surface traversant le niveau de Fermi est pair alors que pour (b) ce nombre est impair. Un nombre impair donne lieu à des états de bords métalliques topologiquement protégés. Figure reprise de la ref.[132].

étant très faible $\lambda_{SO} \simeq 0$, il n'est pas possible d'observer ces états dans des conditions de pression et de température normales ou accessibles à un expérimentateur [157].

La connexion des doublets de Kramers par l'ajout du SOC est réalisée de deux façons différentes [158], ils peuvent se rejoindre en coupant le niveau de Fermi un nombre pair ou un nombre impair de fois. Lorsque le niveau de Fermi est coupé un nombre pair de fois, l'hamiltonien du système peut être progressivement perturbé de telle sorte que les bandes d'énergie de surface soient connectées en dehors de la bande d'énergie interdite (Fig. 3.9a), ce type de matériau est appelé isolant topologique trivial. Au contraire, lorsque le niveau de Fermi est traversé un nombre impair de fois, il existe toujours au moins une bande de bord métallique correspondant à un isolant topologique non trivial (Fig. 3.9b).

Kane et Mele introduisent un nouvel indice ν_T lié à l'indice topologique du matériau, prenant une valeur $\nu_T = 0$ pour un isolant topologique trivial et $\nu_T = 1$ pour un isolant topologique non trivial. Ces états ($\nu_T = 1$) sont alors robustes au désordre (non-magnétique) et les effets de rétro-diffusion électroniques sont alors supprimés [158]. On dit ici que ces états de bords sont protégés par la symétrie- \mathcal{T} . On parle alors d'isolant topologique de classe \mathbb{Z}_2 , le nombre topologique ν_T ne pouvant prendre qu'une valeur 0 ou 1, contrairement au nombre de Chern qui est un invariant \mathbb{Z} ($-1, 0, 1, \dots$).

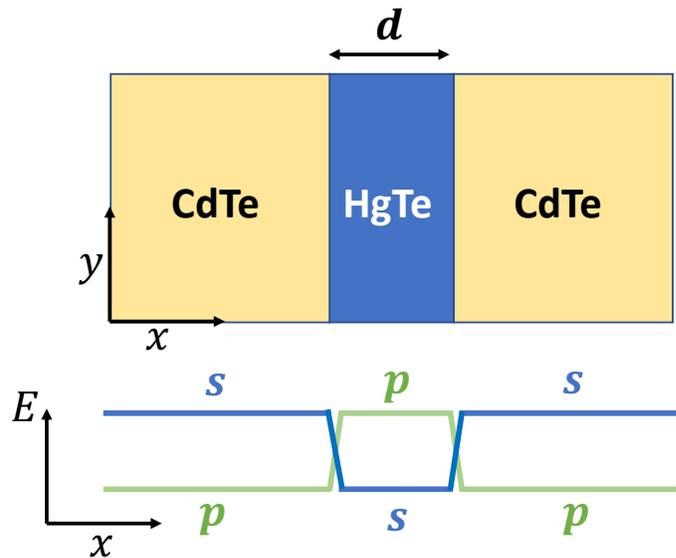


Figure 3.10: Représentation schématique d'un puit quantique de HgCdTe. Pour une épaisseur de HgTe supérieur à $d_c = 6.3\text{nm}$, Bernevig et al. ont démontré qu'il était possible d'observer un recouvrement des bandes s et p (de valence et de conduction) aux interfaces, donnant ainsi naissance au premier isolant topologique expérimental.

En 2007 Bernevig et al. [128] ont l'idée d'utiliser un puit quantique de HgCdTe, permettant l'ouverture à la voie expérimentale concernant les isolants topologiques. HgCdTe est une famille de semi-conducteurs de bande interdite faible pourvus d'un couplage spin-orbite très fort [159]. Pour des semi-conducteurs classiques, la bande de valence est associée à des orbitales de symétrie p et à des états de conduction de symétrie s comme nous l'avons vu au chapitre 1. Dans le cas du HgTe, le SOC inverse ces effets, les états supérieurs (en énergie) étant maintenant affectés d'une symétrie p et ceux inférieurs d'une symétrie s . Bernevig et al. ont considéré une structure où une couche de HgTe est prise en sandwich entre deux couches de CdTe comme représenté en Fig. 3.10, aux interfaces entre ces deux matériaux les bandes de valence et de conduction doivent se rejoindre.

Ils étudient également l'influence de l'épaisseur de la couche de HgTe, pour des épaisseurs $d > 6.3\text{nm}$, ils observent l'apparition d'un recouvrement des bandes s et p donnant naissance à un recouvrement linéaire à l'interface HgTe|CdTe. Pour une épaisseur $d < 6.3\text{nm}$, les bandes s et p ne se recoupent pas complètement avec les bandes inversées du HgTe, ne permettant pas l'apparition d'un recouvrement linéaire. Ce changement de bords dans la bande de valence peut être vue comme une transition de phase topologique \mathbb{Z}_2 pour laquelle ν_T change. Le niveau de Fermi se trouvant dans la bande interdite de ces états nous retrouvons pour $d > 6.3\text{nm}$, $\nu_T = 1$ et pour $d < 6.3\text{nm}$, $\nu_T = 0$ [160]. En 2007, l'équipe de Molenkamp a effectué des mesures de transport en se basant sur ces prédictions théoriques et démontrent les signatures d'un état d'effet Hall de spin quan-

tique (QSHE) [161] et donc la présence d'états topologiques, confirmant les prédictions de Bernevig. Ce type d'isolant topologique est appelé isolant topologique 2D, car la conduction ne se fait que sur des états dits de bords de l'échantillon. Une représentation des différents effet Hall ainsi que de leurs propriétés est représenté en Fig. 3.11.

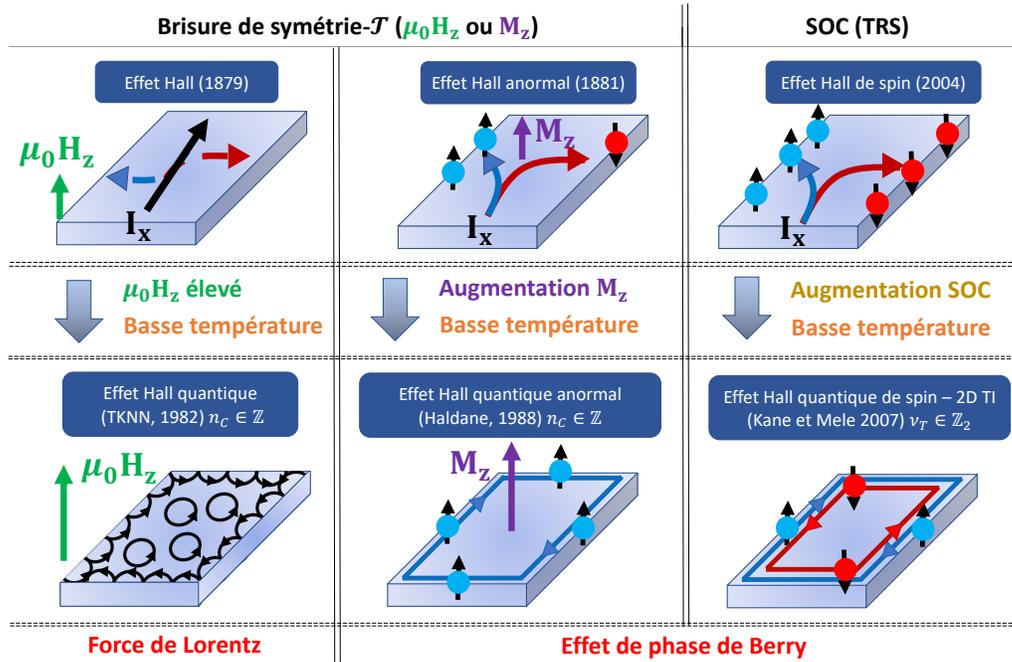


Figure 3.11: Représentation des différents types d'effet Hall ainsi que de leur origine. La première colonne indique l'effet hall normal et l'effet Hall quantique, dont l'origine est la force de Lorentz ayant un effet sur l'électron en fonction de sa charge électrique. La deuxième colonne représente l'effet Hall anormal et l'effet Hall quantique anormal (modèle de Haldane) ayant pour origine une vitesse anormale dans le modèle de Karplus et Luttinger. Dans ces deux premières colonnes, une condition nécessaire pour l'apparition de ces effets est la brisure de la symétrie- \mathcal{T} par l'intermédiaire soit d'un champ magnétique extérieur appliqué perpendiculaire au plan ($\mu_0 H_z$) soit de l'aimantation du matériau (M_z). Lorsque la symétrie- \mathcal{T} est brisée, le nombre de Chern peut prendre des valeurs tel que $n_C \in \mathbb{Z}$, ici $n_C \neq 0$. Enfin la dernière colonne représente l'effet Hall de spin et l'effet Hall quantique de spin (également appelé isolant topologique 2D) ayant donc pour origine un champ B dans l'espace des \mathbf{k} : la courbure de Berry, mais cette fois en introduisant le couplage spin-orbite, dans ces conditions la symétrie- \mathcal{T} est respectée. Dans ces conditions, le nombre de Chern étant toujours nul, on introduit un nouveau nombre topologique ν_T ne pouvant prendre que des valeurs 0 ou 1, la classe de ce nombre topologique devient donc \mathbb{Z}_2 . Dans cet exemple $\nu_T = 1$. Figure inspirée des refs. [162, 163].

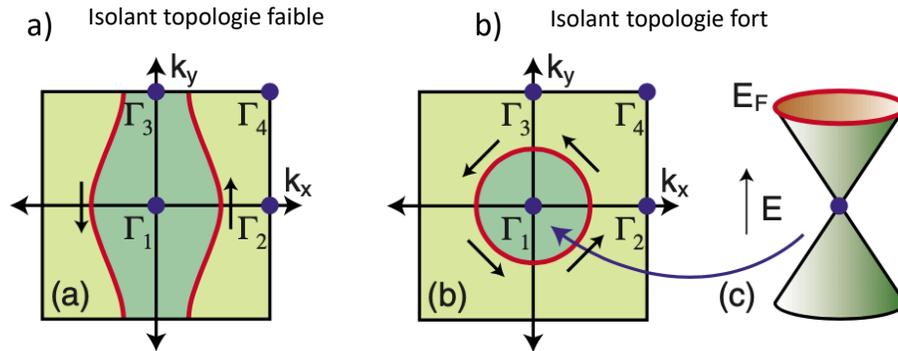


Figure 3.12: Représentation de la PZB à l'interface d'un isolant topologique 3D. Dans a) le cas d'un isolant topologique faible où $\nu_0 = 0$ et b) le cas d'un isolant topologique fort où $\nu_0 = 1$. Figure provenant de la ref. [132]

3.1.4 Isolant topologique 3D

En 2006, différents travaux ont démontrés qu'il était possible de généraliser ce type d'états en 3 dimensions [164–166] dans des cristaux, pouvant être caractérisés par des états 2D aux interfaces. On retrouve ainsi non plus des états de bords mais des états de surface métallique. Dans ces conditions, quatre nombres topologiques \mathbb{Z}_2 différents sont affectés à ce type de structures notés $\nu_0; \nu_1; \nu_2; \nu_3$ [132] du à la symétrie- \mathcal{T} ainsi qu'aux composantes particulières de la PZB dans laquelle il existe quatre points invariants sous cette symétrie notés Γ_i . L'indice ν_0 va être associé aux nombres de fois dont la ligne formant le contour de Fermi va enrouler ces points invariants sous \mathcal{T} . Les indices ν_1, ν_2 et ν_3 sont liés à l'orientation de la structure cristallographique [132]. Ainsi, dans le cas où, cette ligne entoure un nombre de fois pair un point Γ_i , le système est un isolant topologique faible caractérisé par $\nu_0 = 0$ (Fig. 3.12a), dans le cas où cette ligne entoure un nombre de fois impair Γ_i alors $\nu_0 = 1$, le système est donc un isolant topologique fort (Fig. 3.12b). Dans ces conditions on retrouve un état pourvu d'une dispersion linéaire dans la PZB du matériau, donnant *in-fine* une surface métallique malgré l'état isolant du matériaux, lié à l'indice topologique ν_0 . La symétrie- \mathcal{T} nous impose également d'avoir des états de moment $-\mathbf{k}$ et \mathbf{k} de spin opposé. Ces états de surfaces sont donc caractérisé par une structure de bande linéaires dans la PZB sous la forme donc d'un cône de Dirac pourvu d'une texture en spin particulière (verrouillage du spin autour de ces états).

En 2008, Hsieh et al. démontrent expérimentalement le premier cas d'isolant topologiques dis 3D tel que le $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ [126]. Ces résultats expliqués théoriquement en 2009 donne naissance à une nouvelle génération d'isolants topologiques tels que le Bi_2Se_3 et le Bi_2Te_3 [124, 167]. Ces matériaux présentent une structure cristalline de type rhomboédrique où la cellule unité est composée de 5 couches et contient 5 atomes. Pour le Bi_2Se_3 , ces différentes couches, notés Se1'-Bi1'-Se2-Bi1-Se1 est appelé quintuple couches. L'ensemble de ces couches sont liées par des liaisons Van der Waals. La présence des états topologiques est liée au fort SOC de ces matériaux, donnant ainsi

l'inversion des bandes s et p . D'un point de vue expérimental il convient donc de préserver ces caractéristiques lors du dépôt de couches de Bi_2Se_3 . Nous allons à présent nous intéresser plus précisément à l'isolant topologique 3D α -Sn.

3.1.5 Cas de l' α -Sn

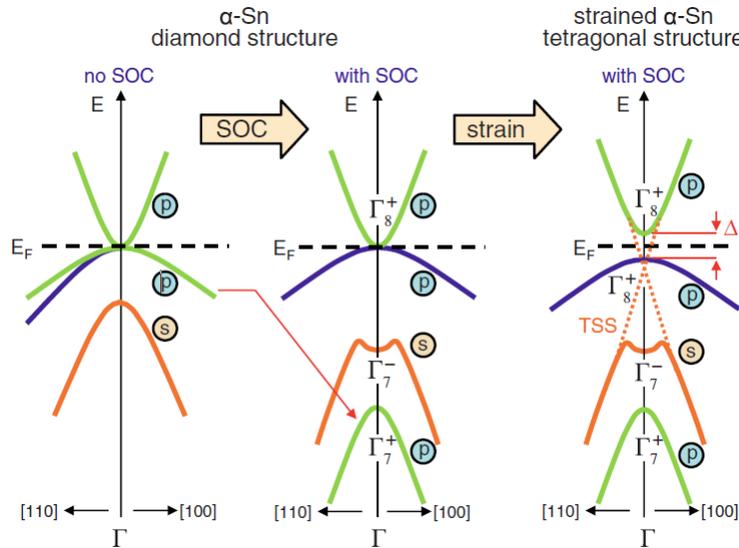


Figure 3.13: Schémas de la structure de bande résultant d'un calcul *ab-initio* en surface de l' α -Sn (Barfuss et al. [168]). On remarque une inversion de symétrie entre les bandes s et p dans le cas d'un calcul non relativiste, puis une inversion entre les bandes Γ_{7+} et Γ_{7-} lors de la prise en compte de l'interaction spin-orbite. Enfin lorsqu'une contrainte est ajoutée dans le matériaux, une bande d'énergie interdite apparaît entre les bandes Γ_{8+} et Γ_{7+} ce qui permet au niveau de Fermi de se trouver dans la bande d'énergie interdite du matériau et de croiser uniquement le cône de Dirac.

L' α -Sn a été prédit théoriquement comme étant un isolant topologique 3D \mathbb{Z}_2 avec symétrie d'inversion en 2007 par Fu et Kane [160]. L'étain est un élément de la colonne IV du tableau périodique des éléments. Sa phase β est la phase stable aux conditions de pression et de température ambiantes. Sa phase α , de type diamant, présente une inversion entre les bandes s et p . L'énergie de Fermi se trouve dans le milieu de la bande 4 fois dégénérée Γ_8 qui peut être comprise comme une bande p associée au moment angulaire total $j = 3/2$ (cf chapitre 1). Cette dégénérescence est la conséquence de la symétrie cubique de la structure diamant. Le fait d'appliquer une contrainte au matériau aura pour effet d'ouvrir une bande d'énergie interdite entre ces deux bandes, transformant cette dégénérescence en doublets de Kramers, comme l'ont démontré Roman et al. [169]. De façon identique au cas du CdTe, l'inversion de bande va permettre de faire émerger des états topologiques en surface de l' α -Sn ou à son interface avec un autre

matériau ne présentant pas cette inversion de bande (le vide en est un exemple).

En 2013, Barfuss et al.[168] proposèrent d'utiliser un substrat d'InSb dopé Te pour appliquer naturellement ces effets de contrainte, le paramètre de maille entre l' α -Sn et l'InSb présentant une certaine différence. L'InSb va également contraindre l'étain dans sa phase α à des conditions de pression et de température ambiante, discutées plus en détails dans la section suivante. Barfus et al. effectuèrent également des calculs de structure de bande pour l' α -Sn déposé sur InSb. Ces résultats, reportés sur la Fig. 3.13 valident les prédictions de Fu et Kane .

La même année, Ohtsubo et al. [127] démontrèrent, via des mesures de structure de bandes par spectroscopie photoélectronique résolue en angle (ARPES), la présence d'états de surface présentant une dispersion linéaires à l'interface α -Sn|Vide. La vérification de la texture en spin sur ce cône, à l'aide de mesures ARPES résolue en spin (SARPES) a démontré le verrouillage du spin autour des états linéaires, démontrant ainsi la présence d'un état topologique. Il s'agit de la première démonstration expérimentale de l'existence de tels états pour l' α -Sn.

Enfin, en 2013 Rojas-Sanchez et al. démontrent expérimentalement une forte conversion de courant de spin en courant de charge en utilisant un échantillon d' α -Sn, avec des résultats record pour un isolant topologique [18]. Ces travaux de thèse font suite à ces résultats. La suite de ce manuscrit se concentre sur les conditions de croissance de l' α -Sn et diverses manifestations (ARPES et magnéto-transport).

3.2 Croissance et mesure ARPES de l' α -Sn

Nous allons à présent nous intéresser aux propriétés physiques du α -Sn. Il est avant tout essentiel d'introduire les spécificités nécessaires à l'obtention de la phase α de l'étain. Pour cela, le diagramme de phase de l'étain massif, reporté sur la Fig. 3.14, nous indique que la structure diamant (ou α) de l'étain est instable pour des conditions de pression et de température ambiante [170]. Cependant, l' α -Sn peut être stabilisé en le contraignant sur un matériau ayant un paramètre de maille proche de la phase α [160, 168]. L'InSb [100], semi-conducteur caractérisé par une bande d'énergie interdite de 175 meV [171], présente un paramètres de maille de $a_{InSb} = 6.48 \text{ \AA}$ proche de celui de l' α -Sn [100] pour lequel $a_{\alpha-Sn} = 6.49 \text{ \AA}$. Il est donc possible d'utiliser l'InSb comme substrat pour la croissance de l' α -Sn. La technique de dépôt utilisée ici est l'épitaxie par jets moléculaires (MBE). Cette technique consiste à diriger un ou plusieurs jets moléculaires d'atomes d'un élément sur un substrat. La production de ce jet moléculaire résulte de la sublimation d'un élément (dans une forme pure) située dans un creuset. Il existe deux techniques différentes pour produire ce jet moléculaire :

- Première possibilité : Il est possible, en chauffant le creuset, d'atteindre une température suffisante pour sublimer l'élément (à l'aide d'une cellule dite de Knudsen).
- Seconde possibilité : Un faisceau d'électron peut être utilisé pour bombarder la

cible, augmentant ainsi la température du matériau présent dans la cellule jusqu'à atteindre sa température de sublimation [172].

Il existe des différences entre un dépôt par cellule de Knudsen et en utilisant un faisceau d'électrons. L'énergie du faisceau, de l'ordre du keV, reste constante, on peut néanmoins moduler le courant (et donc le nombre d'électrons). Cette particularité ne permet pas un contrôle de la température aussi fin qu'avec un évaporateur à base de cellules de Knudsen, ceci entraîne généralement un taux de dépôt plus élevé [173]. Ainsi, nous utiliserons donc une couche atomique de Bi sur notre substrat afin de réduire un maximum cet effet d'inter-diffusion lors du dépôt de l'étain, mais aussi de favoriser la croissance 2D de l'étain. Comme discuté par Ohtsubo [127], cette mono-couche de Bi, jouant le rôle de surfactant, présente la particularité de se trouver sur la couche supérieure lors du dépôt et donc, est attendue pour ne jouer aucun rôle lors des processus de magnéto-transport.

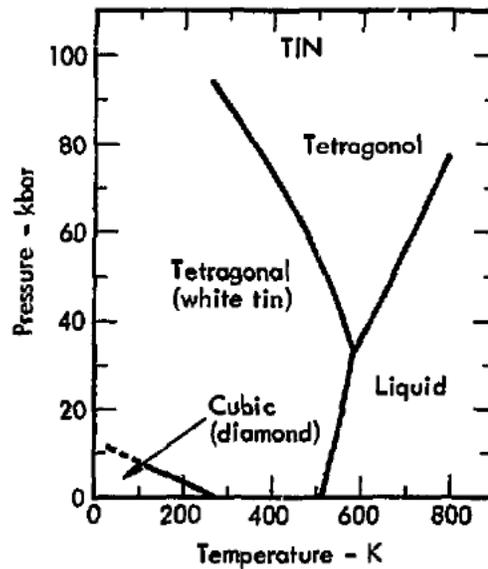


Figure 3.14: Diagramme de phase de l'étain massif en fonction de la température et de la pression. On remarque qu'à température ambiante, l'étain est instable dans sa phase α (ou diamant) [170].

Différents travaux ont démontré qu'il était possible de faire croître l' α -Sn [100] par MBE sur un substrat d'InSb [100] [16, 127]. Notre objectif étant de caractériser l' α -Sn par des mesures de transport, l'InSb semi-conducteur pourvu d'une faible bande d'énergie interdite, participera activement au processus de transport par activation thermique. Il convient donc de réduire un maximum l'épaisseur d'InSb tout en conservant son paramètre de maille nominal ainsi qu'un nombre réduit de défauts. Comme nous le verrons dans la section consacrée à la croissance de l'InSb, nous avons donc fait croître par MBE sur un substrat de GaAs une couche de 120nm d'InSb [001], suffisante pour relaxer les dislocations présentes près de l'interface GaAs|InSb et obtenir un film d'InSb

avec les paramètres de l'InSb massif en surface, comme validé par microscopie à force atomique (AFM).

La croissance des couches d'InSb sur substrat de GaAs a été effectuée au C2N (centre de nanosciences et de nanotechnologie) de Palaiseau-Marcoussis par A. Lemaitre. Afin de procéder à la croissance de la couche d' α -Sn sur les batis MBE de la ligne ARPES ou la chambre MBE de Grenoble, il était nécessaire de protéger de l'oxydation la surface de la couche d'InSb lors du transport d'un laboratoire à un autre. Nous avons donc déposé une couche d'As amorphe. Il a fallu aussi établir un protocole de désorption de l'As pour récupérer la surface d'InSb.

3.2.1 Croissance de l' α -Sn

Nous décrivons ici principaux résultats obtenus sur l' α -Sn dont la croissance a été réalisée sur la ligne Cassiopée du Synchrotron Soleil, équipée d'une MBE avec plusieurs cellules d'évaporation de Knudsen ainsi que d'une analyse ARPES *in-situ*.

Une fois les échantillons d'As/InSb sur GaAs placé dans la chambre sous ultra-vide, la première étape consiste à retirer l'arsenic amorphe recouvrant la surface d'intérêt, l'InSb. Pour se faire, une gravure ionique (IBE) par Ar est effectuée. Ce type de gravure ayant tendance à rendre la surface rugueuse [174], elle nécessite d'être suivie d'un recuit afin de recristalliser la surface. La préparation de la surface nécessite finalement plusieurs cycles IBE/recuit. L'observation de la qualité de la surface du substrat est réalisée à l'aide de la réflexion et diffraction des électrons de haute énergie en incidence rasante (RHEED) et de la diffraction des électrons de faible énergie (LEED). En mesure RHEED, un fond diffus signale la présence d'une couche amorphe, la présence de points est la signature d'une surface cristalline tridimensionnelle (par exemple suite à une croissance en îlots ou en présence de cristallites parasites), et une surface bidimensionnelle se traduit par une image de diffraction constituée de tiges.

Les mesures LEED, nous permettent également d'observer les électrons réfléchis sur les premières couches atomiques de l'échantillon. Il est ainsi possible de connaître non seulement la structure cristallographique du matériau (cubique, hexagonal, etc...) mais également d'identifier la qualité de sa surface [175]. Dans le cas de l' α -Sn, une visualisation LEED couplée à une mesure RHEED permet de sonder la surface ainsi que de mesurer sa structure [176]. Le résultat d'une mesure réalisée sur l'InSb avant dépôt d' α -Sn est reportée sur la Fig. 3.15(a) pour le RHEED et sur la Fig. 3.15(b) pour le LEED. Ces résultats nous montrent une bonne qualité de surface apparente caractérisée par des bandes nettes dans le cas du RHEED et un espacement régulier de l'arrangement atomique du substrat avec une symétrie 4 (provenant de la mesure LEED).

Ainsi, des défauts de taille supérieure à cette échelle de distance peuvent passer inaperçus. C'est pourquoi il est important de coupler ces mesures *in-situ* avec une mesure AFM *ex-situ*, après croissance. Le dépôt de l'étain peut ensuite être effectué de façon épitaxiale. Pour un dépôt thermique, l'étain se trouve dans un creuset chauffé à sa température de sublimation (environ 1163 K). Dans les conditions de pression du dépôt, le libre

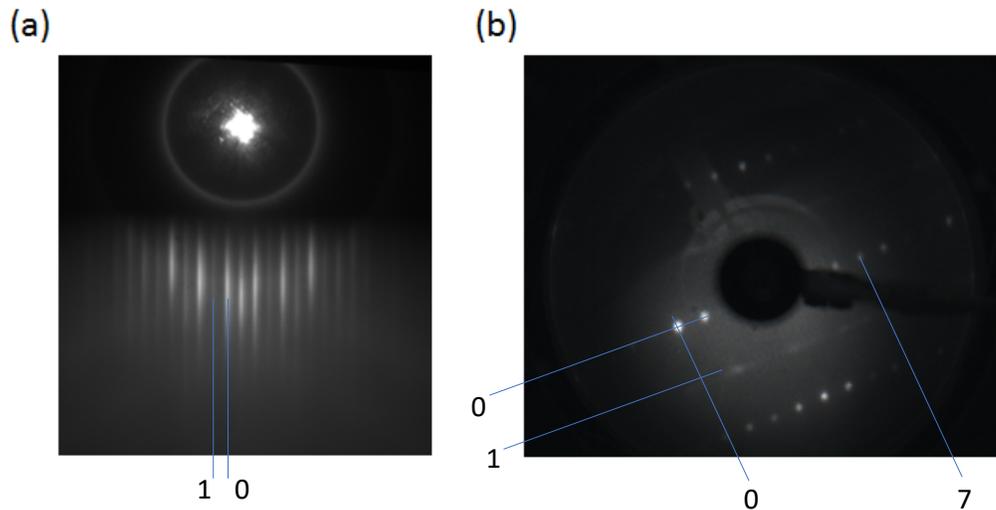


Figure 3.15: Mesure d'une surface d'InSb après recuit et avant dépôt d' α -Sn. (a) Le RHEED, nous montre une figure de diffraction donnant des raies uniformément espacées et très nettes, reflétant une très bonne qualité de la surface et une reconstruction "par deux" est visible (une tige intermédiaire). Une reconstruction apparemment "par quatre" est visible lorsque l'échantillon est tourné de 90 degrés, en accord avec l'observation LEED. (b) Le LEED nous permettant de visualiser, la structure cristallographique du matériau pourvue d'une reconstruction 2×8 .

parcours moyen est si long que les atomes de Sn atteignent la cible après une trajectoire ballistique.

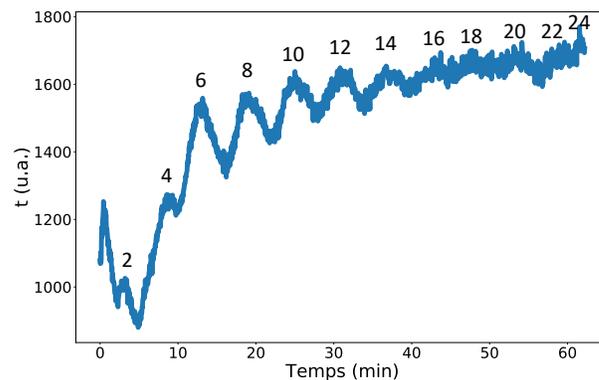


Figure 3.16: Oscillations RHEED pendant un dépôt de 24ML d'étain au cours du temps

Lors de la croissance de l' α -Sn en mode "couche par couche", il est possible, en relevant

l'intensité RHEED d'une raie, de caractériser l'épaisseur de l'échantillon en nombre de couches. Du fait de sa structure diamant [127], un pic du signal RHEED sur l' α -Sn correspond à deux mono-couches atomiques. Cette particularité peut également être observée lors de la croissance de bi-couches de silicium (001) [177]. Ces oscillations RHEED sont visibles sur la Fig. 3.16.

Pour résumer, la procédure complète de croissance de l' α -Sn est la suivante :

- Gravure Argon à 45 degrés d'incidence avec une énergie de 700 eV pendant 30 minutes puis recuit à 623 – 663 K pendant une heure environ. Ces deux opérations sont réitérées 2 ou 3 fois jusqu'à obtenir une image LEED (ou RHEED) démontrant une surface reconstruite 2×8 exempte de fond diffu.
- Dépôt d'une couche atomique (environ 0.16nm) de Bi. Le dépôt se fait à l'aide d'une cellule de Knudsen (c'est à dire de façon thermique) : le Bismuth est chauffé jusqu'à dépasser sa température de sublimation. Nous avons utilisé une température de 623 K pour une pression de 10^{-9} mbar, conduisant à une vitesse de dépôt est de 0.006 Å/s, la vitesse de dépôt étant calibrée avec une balance à quartz.
- Le dépôt de l'étain se fait ensuite de façon identique en chauffant sa cellule à une température de 1163 K. L'échantillon cible étant à température ambiante et la pression résiduelle à 10^{-9} mbar. Une fois l'épaisseur cible déposée un recuit de l'échantillon est effectué afin de lisser la surface et recristalliser le α -Sn, à une température de 393 K pendant 10 minutes environ. La vitesse de dépôt est de 0.005 Å/s.

Il convient maintenant de vérifier si le matériau déposé présente des propriétés d'isolant topologique. A cet effet, nous avons effectué des mesures de spectroscopie photoélectronique résolue en angle (ARPES) nous donnant une mesure directe de la structure de bande d'un matériau en surface selon certaines directions cristallines. Il est ainsi possible de comparer les résultats obtenus avec ceux donnés théoriquement par les calculs *ab-initio*.

3.2.2 Spectroscopie photoélectronique résolue en angle

L'ARPES utilise l'effet photoélectrique découvert en 1887 par Hertz [178]. Lorsque des photons pénètrent à la surface d'un métal (ou un semi-conducteur voir même un isolant selon l'énergie des photons considérés), les électrons peuvent être éjectés des bandes électroniques vers le vide. Par la suite, Einstein a été capable de mettre en évidence un lien entre la fréquence ν des photons incidents, donc leur énergie $h\nu$, et l'énergie cinétique des électrons E_{cin} provenant du matériau irradié [179]. On peut donc extraire le spectre en énergie du matériau sondé en faisant varier l'énergie des photons incidents.

En tenant compte des règles de conservation de l'impulsion d'un électron faisant intervenir ses vecteurs d'onde initial \mathbf{k}_i et final \mathbf{k}_{fi} , du paramètre du réseau réciproque \mathbf{G} et du vecteur d'onde des photons incident $\mathbf{k}_{h\nu}$; il est donc possible de déduire la relation

suivante : $\mathbf{k}_{fi} = \mathbf{k}_i + \mathbf{k}_{h\nu} + n\mathbf{G}$ [180] avec n un nombre entier (pour la PZB, $n = 0$). La norme de ce vecteur d'onde peut être calculée en fonction de l'angle θ du photon incident pour la PZB en utilisant la formule suivante :

$$\|\mathbf{k}_{fi}\| = \sqrt{(2m/\hbar^2)E_{cin}} \sin(\theta) \quad (3.18)$$

En jouant ainsi sur l'énergie de l'électron ainsi que sur l'angle d'incidence des photons, il est possible de reconstruire la structure de bande du matériau (dans un plan défini par θ). De la même manière, en jouant sur l'angle Φ dans le plan de l'échantillon (voir Fig. 3.18) il est possible de se déplacer selon une autre direction dans l'espace réciproque (pour un angle θ donné). Ainsi, connaissant la disposition du système, nous pouvons moduler le faisceau afin d'extraire la structure en bande en fonction de \mathbf{k}_x , \mathbf{k}_y et de l'énergie E_{cin} .

Dans le cas d'une mesure ARPES, l'électron photo-émis de l'échantillon est ensuite collecté après avoir traversé un système hémisphérique dans lequel un champ électrique \mathbf{E} produit une force centripète. Cet ensemble disperse les électrons en fonction de leur énergie. Une énergie de barrière est fixée afin de permettre une résolution en énergie constante au cours de la mesure. Enfin, les électrons terminent leur course sur un écran fluorescent en sortie de cet instrument permettant la visualisation de la structure énergétique et en fonction de l'angle θ (et Φ). L'ensemble du processus de mesure ainsi que les angles θ et Φ sont représentés schématiquement sur la Fig. 3.17.

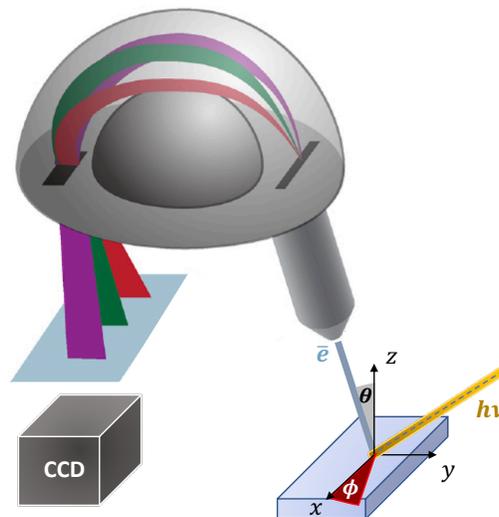


Figure 3.17: représentation schématique du déroulement des mesures ARPES

Il est à noter que l'énergie des photons incidents doit être suffisamment élevée pour excéder le travail de sortie du matériau. Il est donc nécessaire de posséder une source de photons d'énergie suffisamment haute. Les synchrotrons permettent ce type de mesure

avec des énergies caractéristiques de l'ultraviolet aux rayons X durs. De même le faisceau de photons peut être focalisé sur quelques dizaines de μm sur la surface de l'échantillon. La probabilité de diffusion des électrons est très importante et ils ne peuvent être extraits au delà de quelques couches atomiques ce qui rend l'ARPES sensible principalement à la surface.

La première observation d'états topologiques en utilisant l'ARPES a été effectuée en 2008 par le Hsieh et al. sur le $Bi_{1-x}Sb_x$ [181]. Par la suite, l'engouement pour ces mesures ont permis la vérification de différents candidats tels que le Bi_2Se_3 ou le Bi_2Te_3 [182, 183]. Tous ces résultats présentent les mêmes caractéristiques : un cône de Dirac dans leur structure de bande. Dans le cas de l' α -Sn, Y. Ohtsubo et al. [127] ont démontré qu'il était également possible d'observer un cône de Dirac par ARPES.

L'effet du confinement quantique sur l'ouverture de la bande interdite peut être directement vérifié par des mesures ARPES en fonction de l'épaisseur. Ceci a constitué notre première étude, afin de confirmer ou d'infirmer cette hypothèse. De même, l'objectif étant d'utiliser ce matériau pour la spintronique; il était nécessaire de visualiser le comportement de ces états de surface lorsqu'un matériau est déposé en surface.

États de surface et dépendance en fonction de l'épaisseur

Dans cette étude, nous avons choisi de déposer différentes épaisseurs d' α -Sn s'échelonnant de 20 à 51 monocouches (ML) soit une épaisseur équivalente de 2.5 nm à 6.55 nm. Du fait de sa structure diamant dans la direction [100] de croissance, 1 ML = 0.13 nm. Contrairement aux précédentes expériences [16], nous avons choisi d'utiliser une fine couche d'InSb (buffer) déposée sur un substrat de GaAs. Il s'avérait donc nécessaire de vérifier si les précédents résultats pouvaient être retrouvés dans ces conditions. Nous faisons figurer les mesures ARPES reportées sur la Fig. 3.18(a) correspondant à une épaisseur d' α -Sn de 6.55 nm. Nous avons utilisé l'Eq. 3.18 (avec $\Phi = cste$) pour faire figurer une échelle k_x correspondant au vecteur d'onde électronique. On remarque qu'un cône de Dirac est visible ce qui indique que le buffer d'InSb sur GaAs, en lieu et place d'un substrat d'InSb massif, ne dégrade pas a priori l'état topologique d' α -Sn.

Concernant la Fig. 3.18(a), l'énergie représentée ici en ordonnée correspond à $E = h\nu - E_{mesure}$ avec $h\nu = 19eV$, l'énergie des photons utilisée pour cette mesure. Nous avons effectué des mesures complémentaires relevées à d'autres énergies $h\nu$, les meilleurs résultats ont été obtenus pour $h\nu = 19eV$. Il est dès lors possible d'extraire la position du niveau de Fermi représentant le dernier état occupé à $T = 0K$. À cet effet nous effectuons une somme suivant k_x (ou aussi bien k_y) de l'intensité pour chaque valeur d'énergie pour obtenir le résultat représenté sur la Fig. 3.18(b). Pour une précision suffisamment significative de l'énergie de Fermi, nous ajustons la mesure avec une distribution de Fermi-Dirac :

$$f_{fd} = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_F - E}{k_B T}\right) + 1} \quad (3.19)$$

La densité d'électrons est ici convoluée par f_{fd} , E_F le niveau de Fermi, E ici égale à $\hbar\nu - E_{mesure}$, K_B la constante de Boltzmann et T la température. D'autres contributions provenant de la densité d'état interviennent. Il convient donc de s'intéresser seulement à la partie en bord de zone où une "marche" représentative de la distribution de Fermi-Dirac est observée. Nous utilisons une formule afin d'ajuster nos données expérimentales et d'extraire précisément l'énergie de Fermi comme suit :

$$\int I_{ARPES}(\theta)d\theta = (A + B(E - E_F)) \frac{1}{\exp(\frac{E_F - E}{k_B T}) + 1} + CE + I_0 \quad (3.20)$$

avec $\int I_{ARPES}(\theta)d\theta$ l'intensité du signal ARPES intégré en angle. Le premier terme $(A + B(E - E_F))$ représente une correction linéaire de la densité d'états proche de l'énergie de Fermi E_F , pouvant provenir du cône de Dirac où A et B sont deux constantes. Le second terme correctif $C * E$ caractérise un terme supplémentaire donné par une pente constante en énergie. Enfin le terme I_0 est significatif d'un décalage en intensité non nul pour des énergies très faibles (pouvant être assimilé à un bruit de fond). Il est possible d'effectuer une régression en utilisant la formule donnée par l'Eq. 3.20 visible en orange dans l'insert de la Fig. 3.18(b) par rapport aux données d'origine (brute). L'un des moyens de vérifier la pertinence de cette régression est d'analyser le paramètre de température déduit, ces mesures étant été réalisées à température ambiante, $T \simeq 300K$.

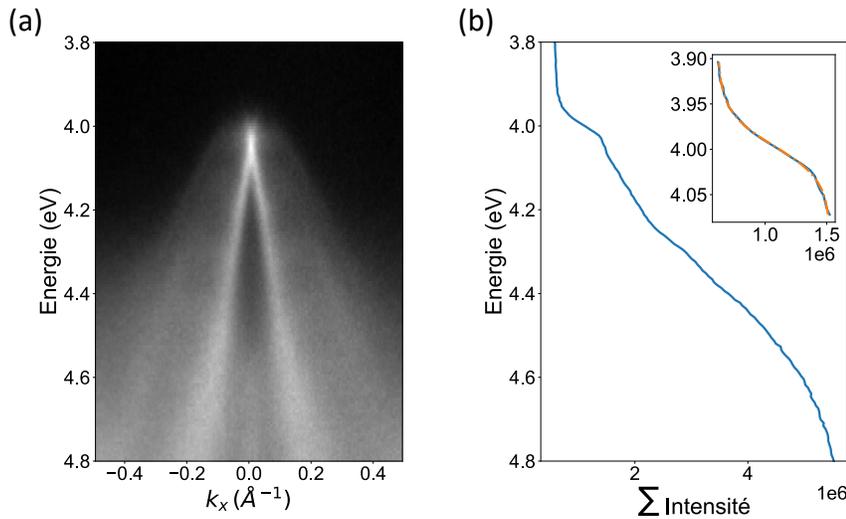


Figure 3.18: (a) Mesure ARPES en fonction de k_x et de l'énergie déduite à partir de $E = \hbar\nu - E_{mesure}$. (b) E en fonction de la somme de l'intensité mesurée pour différentes valeurs de k_x représentatif du nombre d'électrons mesurés pour chaque valeurs d'énergie. L'insert montre en bleu un "zoom" de cette distribution autour du niveau de Fermi supposé et en orange le résultat de la régression effectuée en utilisant l'Eq. 3.20.

Dans le cas de l'échantillon d' α -Sn de 6.55nm d'épaisseur, les analyses donnent une énergie $h\nu - E_{cin} = 3.97eV$ que l'on attribue au niveau de Fermi. Une fois cette énergie de Fermi déduite, il est généralement admis de représenter les mesures ARPES en fonction de l'énergie de liaison où $E^b = E - E_F$ comme représenté sur la Fig. 3.19(a). Cette énergie de liaison (ou binding energy en anglais) est l'énergie nécessaire pour extraire un électron de son état d'équilibre.

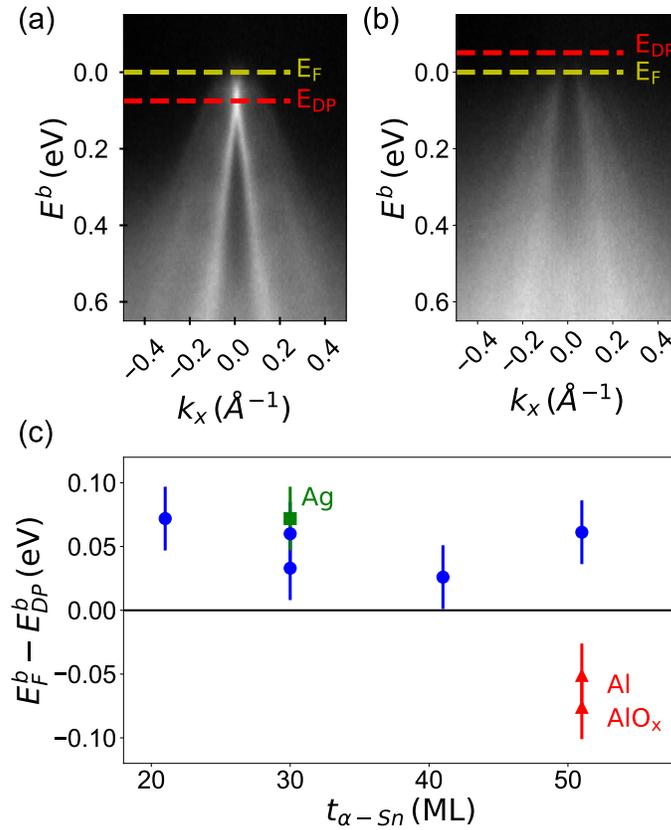


Figure 3.19: Mesures ARPES en fonction de k_x et de l'énergie de liaison E^b . (a) Mesure ARPES du cône de Dirac de l' α -Sn pour une épaisseur de 6.55 nm. (b) Mesures ARPES d'un échantillon d' α -Sn recouvert avec 0.5 nm (environ deux couches atomiques) d'aluminium. (c) Différence entre le niveau de Fermi et le point de Dirac pour différentes épaisseurs d' α -Sn ainsi que pour différents matériaux déposés sur sa surface.

En effectuant maintenant une approximation sur la position exacte du point de Dirac à partir des clichés obtenus, il est possible de déduire l'énergie associée au point de Dirac, E_{DP} . Ce dernier est le point de croisement des deux bandes, de dispersion linéaire, et de polarisation en spin opposée [55]. À partir des résultats obtenus ci-dessus, il est aisé de retrouver graphiquement ce point de croisement ainsi que son énergie associée en ordonnée. Ainsi, une mesure de E_{DP} et de E_F est visible sur la Fig. 3.19(a) pour une

épaisseur d' α -Sn de 6.55nm.

Finalement, il est possible de retrouver la différence en énergie entre le niveau de Fermi E_F et le point de Dirac E_{DP} c'est à dire $E_F - E_{DP}$. Cette différence nous permet d'estimer la concentration de porteurs réelle. Par analogie avec les semi-conducteurs, un niveau de Fermi situé au-dessus du point de Dirac donnera lieu à une conduction de *type-n*, représentant un excès d'électrons. Au contraire, un niveau de Fermi situé en dessous de ce point de Dirac, correspondra à une conduction de *type-p* associée à des trous (ou déficit d'électron) dans la bande de valence. Par exemple, dans le cas représenté sur la Fig. 3.19(a), le niveau de Fermi se situe au-dessus du point de Dirac, la différence $E_F - E_{DP}$ sera donc positive ce qui correspondra à une accumulation d'électrons (*type-n*). Dans le cas représenté sur la Fig. 3.19(b), le niveau de Fermi se trouve en dessous du point de Dirac, $E_F - E_{DP}$ devenant négatif, les porteurs seront donc de *type-p*.

En appliquant cette procédure pour de multiples épaisseurs d' α -Sn, le niveau de Fermi se trouve toujours au-dessus du point de Dirac comme représenté sur la Fig. 3.19(c). Cette particularité de la position du niveau de Fermi est même assez étonnante dans l'hypothèse de l'ouverture d'une bande d'énergie interdite par confinement électronique quantique. Nous pouvons donc conclure que les échantillons d' α -Sn déposés sur InSb en contact avec le vide, et ceci quelle que soit l'épaisseur de la couche d' α -Sn entre 20 et 50 ML sont toujours de *type-n*.

Évolution de l'état de surface en fonction du matériau déposé

Afin de pouvoir intégrer les propriétés particulières des états topologiques dans des dispositifs spintroniques, il devient nécessaire d'observer les effets du dépôt de matériaux adéquats sur l'état de surface de l' α -Sn.

À partir des mesures ARPES réalisées à l'énergie d'excitation utilisée (19 eV), nous pouvons extraire un parcours moyen électronique entre deux collisions inélastiques, donc une profondeur sondée, d'environ 1nm [184]. Il apparait donc possible de réaliser des mesures après dépôt d'une couche fine d'un matériau d'encapsulation. Le processus de diffusion et le libre parcours moyen entre deux collisions inélastiques peut varier en fonction de la densité d'atomes d'un matériau et de leur occupation électronique. Il convient donc de nuancer les résultats si aucun cône n'est visible ainsi que de les coupler avec d'autres mesures et analyses complémentaires (rayons X, mesures de transport...). Le résultats des mesures ARPES sur la présence ou non d'un cône de Dirac sur l' α -Sn après dépôt de différents types de matériaux est donné sur la Fig. 3.20.

Après dépôt de Fe, sur l' α -Sn la mesure ARPES ne montre plus de trace du cône de Dirac. Deux hypothèse peuvent expliquer cette absence d'observation :

- Le dépôt d'une monocouche de Fe ne nous permet plus d'observer directement l' α -Sn à cause de la densité d'états très élevée des états 3d du fer près du niveau de Fermi.
- Le dépôt du Fe sur l' α -Sn entraîne la disparition des états topologiques, soit pour des raisons de bande, par des inclusions de Fe dans les états de surface, par la

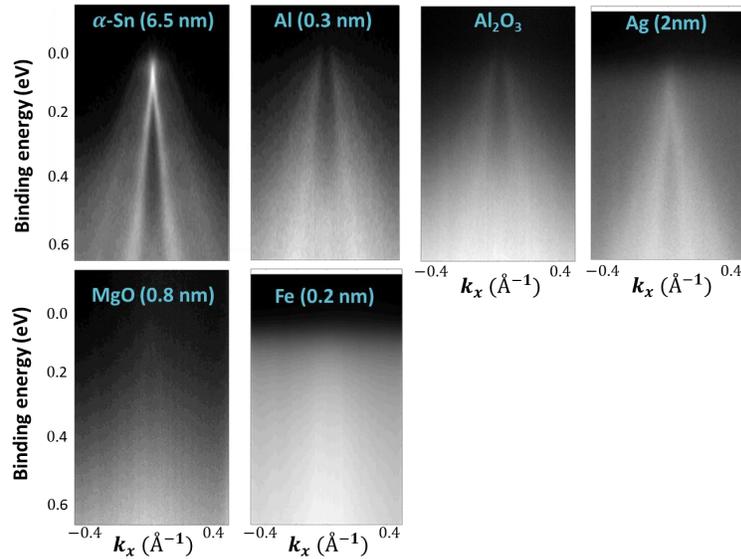


Figure 3.20: Mesures ARPES pour différents types de matériaux déposés sur l' α -Sn. On remarque que dans le cas d'un dépôt d'une couche de MgO ou de Fe, le cône de Dirac disparaît.

formation d'alliage, ou en raison d'un niveau de Fermi perdu dans une bande de volume. Un isolant topologique \mathcal{Z}_2 n'étant pas robuste vis à vis des impuretés magnétiques.

Des mesures d'IEE ont été effectuées sur un échantillon d' α -Sn| Fe et tendent à démontrer la validité de la seconde affirmation : aucun effet de conversion spin \rightarrow charge n'est observé lorsque le Fe est déposé directement sur l'état de surface. Ceci tend à démontrer que le Fe déposé sur l' α -Sn détruit l'état de surface. L'une des explications possibles réside en ce que le dépôt d'un matériau ferromagnétique directement sur un état de surface brise la symétrie- \mathcal{T} du matériau. Comme nous l'avons vu dans le modèle de Kane et Mele, la brisure de la symétrie- \mathcal{T} n'est pas propice à l'apparition d'un cône de Dirac topologique. Dans le détail, il est possible de l'expliquer en supposant qu'une forte interaction d'échange a lieu entre les deux matériaux, brisant donc la symétrie des états de surface [18]. Cependant, il n'est pas possible d'exclure la formation d'un alliage FeSn à l'interface.

Nous avons également étudié l'effet d'un dépôt de MgO à partir d'une cible de MgO, nous montrant des effets similaires. Néanmoins ici, il s'agit plutôt d'une dégradation chimique. Comme démontré par des mesures de spectrométrie par photoémission X (XPS) [185]. Ainsi sur un échantillon InSb | α -Sn | MgO, ce type de mesures montrent que le Sn s'oxyde : les atomes d'oxygène composant le MgO réagissent avec les atomes de Sn formant donc un composé d'oxyde d'étain ne permettant plus la mesure des états de surface. Les pics typiques de l'oxyde d'étain sont visibles après dépôt de MgO (Fig. 3.21(a)) expliquant donc l'absence de résultats par mesures APRES.

D'autres types de matériaux ont également été déposés et étudiés : en particulier l'Ag connu pour avoir une longueur de diffusion de spin élevée [81]. L'Al peut facilement s'oxyder sous la forme Al_2O_3 , formant ainsi une barrière efficace pour l' α -Sn contre l'oxydation [186]. Dans le cas d'un dépôt d'Al, le cône de Dirac de l' α -Sn est toujours visible après dépôt d'Ag et d'Al. Lorsque l' AlO_x est oxydé (à une pression d' O_2 de 10^{-6} mbar pendant 40 minutes) les mesures ARPES nous indiquent toujours la présence d'un cône de Dirac à l'interface α -Sn | AlO_x . Les mesures XPS réalisées sur un échantillon InSb | α -Sn | AlO_x ne démontrent aucunement la présence d'oxyde d'étain malgré un dépôt d'une monocouche d'Al seulement (Fig. 3.21(a)). Nous pouvons donc conclure que l'Al protège efficacement l' α -Sn de toute oxydation en préservant également les états de surface (Fig. 3.20). L'oxydation d'Al a par ailleurs été révélée par XPS en montrant un décalage du pic de l'Al sur le pic l'oxyde, démontrant une oxydation complète de l'Al [187].

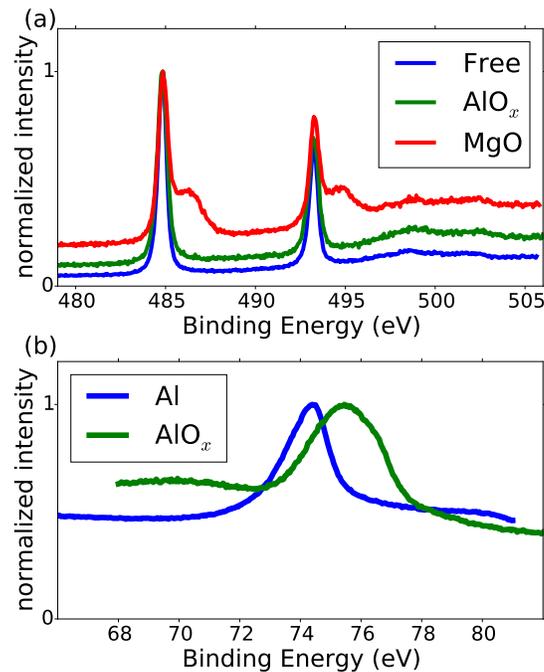


Figure 3.21: Mesures XPS (a) Pics du Sn 3d (5/2 et 3/2) dans le cas d'une surface libre (bleu), d'un dépôt et d'une oxydation de l'aluminium (vert) et d'un dépôt de MgO sans oxydation extérieure (rouge). (b) Pic Al 2p de l'aluminium avant (bleu) et après (vert) oxydation.

En pointant également la différence $E_F - E_{DP}$ dans le cas de l'Ag, le niveau de Fermi ne semble pas être modifié, le système reste donc de *type-n*. Dans le cas de l'Al et de l' AlO_x , la différence $E_F - E_{DP}$ révèle cette fois un système de *type-p* avec un niveau de Fermi situé en dessous du point de Dirac. Il est possible de déduire la position du point

de Dirac en utilisant une approximation linéaire de la dispersion du cône. Nous trouvons, dans ce cas, une différence $E_F - E_{DP}$ de -50 meV pour $\alpha\text{-Sn|Al}$ et de -75 meV $\alpha\text{-Sn|AlO}_x$. L'ensemble des résultats sont résumés sur la Fig. 3.19(c), nous montrant la variation de la position du niveau de Fermi par rapport au point de Dirac en fonction de l'épaisseur d' $\alpha\text{-Sn}$ ainsi que de l'effets des matériaux déposés.

Ces résultats nous montrent qu'il est possible, moyennant de choisir judicieusement un matériau d'encapsulation pour l' $\alpha\text{-Sn}$, de contrôler la position du niveau de Fermi par rapport au point de Dirac et donc, de modifier le type de porteurs (électrons ou trous). Le verrouillage du spin autour du contour de Fermi sera inversé dans les deux cas. Cette particularité pourra être associée à des effets de conversion EE et IEE inverse : Pour un courant de spin positif, un courant de charge négatif sera créé et vice versa. Ces deux résultats nous permettent de mettre en avant la possibilité d'utiliser l' $\alpha\text{-Sn}$ déposé sur InSb pour ses propriétés topologiques mais également pour des jonctions de type $p - n$ ou des effets de conversion inverse en choisissant soigneusement le matériau encapsulant l' $\alpha\text{-Sn}$. Nous verrons par la suite que la structure électronique est plus complexe que cette simple description.

3.3 Magnéto-transport dans l'alpha-Sn

Nous allons à présent nous intéresser aux mesures de magnéto-transport effectuées sur ces mêmes échantillons étudiés via ARPES. Dans le but de connaître avec précision la direction du courant appliqué et donc son angle relatif par rapport au champ magnétique appliqué, les échantillons sont lithographiés sous forme de croix de Hall de largeur $w = 200 \mu\text{m}$ et de longueur typiques $l = 500 \mu\text{m}$. Ce type de lithographie nous permet de mesurer la résistance transverse (R_{xy}) et la résistance longitudinale (R_{xx}) selon la géométrie particulière du design. Un schéma typique de l'échantillon lithographié est représenté en insert de la Fig. 3.23(a). Enfin, la mesure de la résistance se fait dans une échelle de courant $I = [10 - 100] \mu\text{A}$.

Les mesures présentées ci-dessous ont été réalisées dans un cryostat à cycle fermé At-todry 1000 de chez Attocube, à une température proche ou égale de 5K. Ce cryostat est équipé d'une bobine supraconductrice capable de générer un champ magnétique de 9T. L'échantillon est disposé sur un système de rotation contrôlé par un piézoélectrique rotatif permettant de modifier la direction du champ magnétique $\mu_0 H$ dans et hors du plan (x, y, z) de l'échantillon.

La variation de la résistance d'une croix de Hall pour une épaisseur d' $\alpha\text{-Sn}$ de 6.55nm (assigné à l'abréviation CASS) en fonction de la température est reportée en Fig. 3.22. Nous remarquons que la résistance reste relativement stable, ce qui est attendu pour un métal à faible densité de porteurs. Lors de la mesure du substrat As(amorphe)|InSb|GaSb seul (également reportée sur la figure), la résistance augmente comme attendu pour un semi-conducteur doté d'une faible bande interdite [188]. L'échantillon d' $\alpha\text{-Sn}$ possède donc des propriétés de conduction différentes de celles du substrat seul. Les mesures

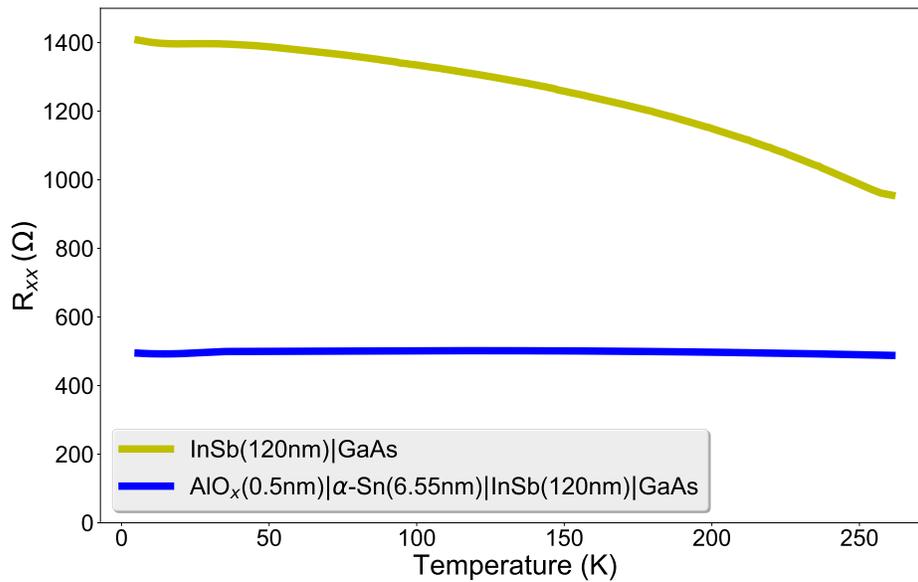


Figure 3.22: Mesure en fonction de la température de la résistance longitudinale pour un échantillon CASS: $\text{AlO}_x|\alpha\text{-Sn}|\text{InSb}|\text{GaAs}$ (en bleu) et pour un échantillon du substrat d'As(amorphe)|InSb(120nm)|GaAs.

d'effet Hall nous apportent des indications sur la structure de bande du matériau telles que la concentration de porteurs mais également le type de porteurs associés (n ou p). Nous pouvons donc distinguer deux cas différents : trous ou électrons mobiles dans une bande de *type* $-p$ ou n respectivement, nous donnant une indication sur la position du niveau de Fermi dans le matériau ainsi que la possibilité de comparer ces résultats avec ceux obtenus en ARPES. Nous donnons ici le résultat des mesures sur des échantillons encapsulés d' AlO_x sur lesquels nous avons pu observer, via les mesures ARPES, la présence d'états topologiques.

Nous décrivons ici la dépendance des résistances R_{xx} et R_{xy} et de leur dépendance en fonction du champ magnétique extérieur $\mu_0 H$ à basse température. Il est possible d'observer des variations dans la mesure de R_{xx} en fonction des directions x, y et z du champ magnétique appliqué par rapport au plan de l'échantillon (x, y). Concernant les mesures de R_{xy} pour un champ magnétique $\mu_0 H_z$ appliqué perpendiculairement au plan, nous obtenons une mesure d'effet Hall "normal". Le résultat de ces mesures est reporté sur la Fig. 3.23, représentant la mesure de la résistance transverse R_{xy} en fonction du champ magnétique perpendiculaire appliqué hors du plan $\mu_0 H_z$ [Fig. 3.23(a)] et la magnétorésistance, provenant de la mesure de la résistance longitudinale R_{xx} en fonction de la valeur du champ magnétique $\mu_0 H$ appliqué dans différentes directions (x, y, z) du plan de l'échantillon [Fig. 3.23(b)].

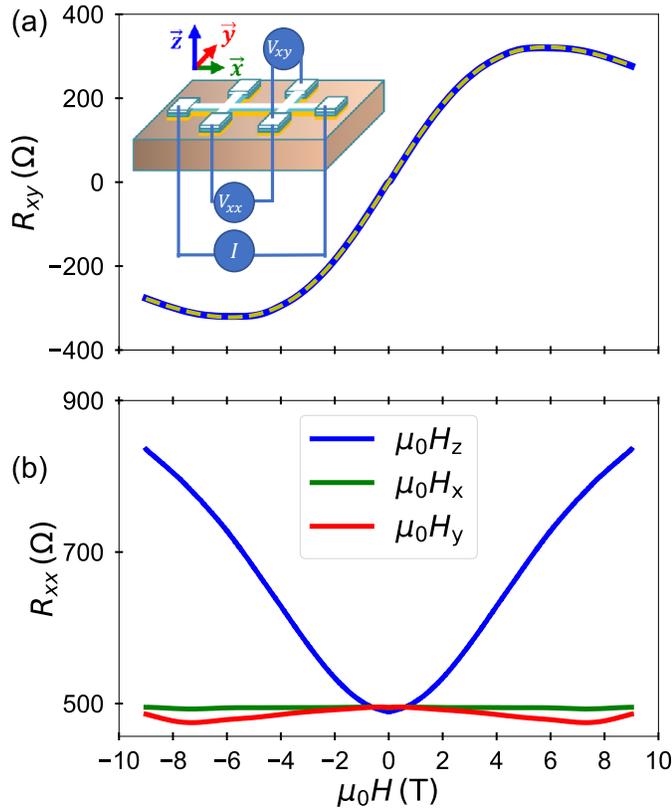


Figure 3.23: Mesures sur la croix de Hall de la résistance longitudinale et transverse pour CASS. (a) Résistance transverse R_{xy} de la croix de Hall en fonction d'un champ magnétique $\mu_0 H_z$ appliqué perpendiculaire au plan de l'échantillon. En pointillé est représenté le fit de ces mesures provenant de l'Eq.(3.23) pour un modèle à trois bandes. Un schéma de l'échantillon est représenté dans l'insert. (b) Mesure de la résistance longitudinale R_{xx} en fonction du champ magnétique dans différentes directions par rapport au plan de l'échantillon et par rapport au courant appliqué (selon x).

3.3.1 Oscillations Shubnikov-de Haas

A fort champ magnétique, des effets quantiques peuvent se manifester dans la magnéto-résistance. Les oscillations Shubnikov-de Haas (SdH) en sont un exemple : lorsque les électrons parcourent des orbites fermées en conservant leur phase, des oscillations de la résistance (longitudinale ou transverse) sont observées. Lorsqu'un fort champ magnétique est appliqué, la quantification de l'impulsion des particules sous champ magnétique entraîne l'apparition de niveaux électroniques discrets de Landau. Plus le champ magnétique est élevé, plus le nombre de niveaux de Landau impliqués dans la conduction sera faible, l'écart d'énergie entre niveaux devenant de plus en plus important. Nous pouvons ainsi observer des oscillations dans la résistance longitudinale R_{xx} correspondant à un franchissement du niveau de Fermi sur chaque niveau de Landau. Les électrons

n'étant mobiles que sur les bords dans le régime QHE, le potentiel électrique entre les deux électrodes d'un même bord, donnant la mesure de V_{xx} est nul en dehors de ces niveaux. On remarquera déjà, que l'observation de ces oscillations requière que la phase de l'électron soit conservée durant une orbite cyclotron, ce qui revient à la condition $\mu \cdot B > 1$, avec μ la mobilité de l'électron et B le champ magnétique appliqué ressenti par le système. Pour nos échantillons, il est donc nécessaire d'utiliser des bobines supraconductrices pour atteindre plusieurs Tesla, et de basses températures pour minimiser les diffusions et maintenir une forte mobilité électronique. Ce type d'oscillations a déjà été mesuré dans différents isolants topologiques à base de Bi [189, 190]. La mesure de R_{xy} , de son côté, fait apparaître des plateaux qui, superposés à l'effet Hall dans cette gamme de température relativement élevée ($T > 1K$), prendront la forme d'oscillations. Ces plateaux sont équi-espacés en $1/(\mu_0 H_z)$.

Afin mettre en évidence ces oscillations Shubnikov-de Haas, nous pouvons utiliser deux méthodes distinctes :

- La méthode de la dérivée (seconde) opérée sur la mesure elle même.
- La soustraction d'un polynôme de petit ordre pour supprimer approximativement la partie non-oscillante de la magnéto-résistance (R_{xx} ou R_{xy}).

Après avoir vérifié que les caractéristiques des oscillations mesurées demeuraient identiques selon le mode d'analyse numérique utilisé, (dérivée seconde ou extraction polynômiale), nous avons choisi la méthode polynômiale par extraction d'un polynôme de degré 3 ou 4 sur R_{xx} et R_{xy} afin de limiter le bruit numérique relativement important sur la dérivée seconde. Les résultats obtenus à partir des courbes provenant des mesures R_{xy} [Fig. 3.23(a)] et R_{xx} pour $\mu_0 H_z$ [Fig. 3.23(b)] sont représentés sur les Figs. 3.24 (a) et (b).

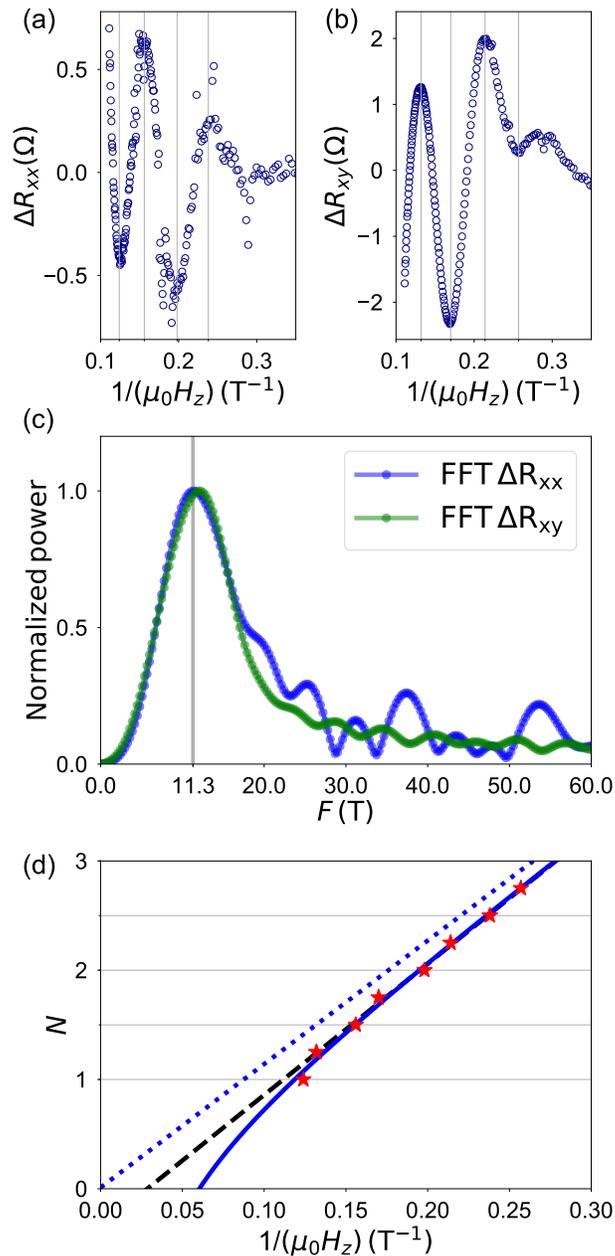


Figure 3.24: Oscillations Shubnikov-de Haas provenant des mesures de CASS. (a) ΔR_{xx} et (b) ΔR_{xy} oscillations de la résistance en fonction de l'inverse du champ magnétique $\mu_0 H_z$ appliqué perpendiculaire au plan de l'échantillon. (c) Transformée de Fourier pour les deux oscillations ΔR_{xx} et ΔR_{xy} représentée en (a) et (b). (d) Niveaux de Landau déduits à partir de la lecture des pics en (a) et (b) tracé en fonction de $1/(\mu_0 H_z)$ et une régression linéaire de ces données (pointillés noirs) ainsi que le fit provenant de l'Eq.3.22 (courbe bleue) avec sa partie linéaire (ligne pointillée bleue) correspondant à des fermions de Dirac.

À partir de cette mesure, nous pouvons remarquer que les oscillations ΔR_{xx} et ΔR_{xy} sont décalées de " $\pi/4$ " [191]. En effectuant une transformée de Fourier sur ces deux mesures nous remarquons que les oscillations aboutissent à une seule et même fréquence égale à 11.3 T [Fig. 3.24(c)]. De plus, en utilisant la relation d'Onsager [138], la surface plane d'aire A_F maximale, coupée dans la surface de Fermi de façon normale à la direction du champ, est liée à la fréquence F des oscillations par :

$$F = \frac{\Phi_0}{2\pi^2} A_F \quad ,$$

avec $\Phi_0 = h/e$ le quantum de flux d'induction magnétique. En supposant un contour circulaire au niveau de la surface de Fermi pour un cône de Dirac, il est possible d'estimer le vecteur d'onde de Fermi à $k_F = \sqrt{2eF/\hbar} = 0.18 \text{ nm}^{-1}$. De même, en supposant un état à deux dimensions et selon le théorème de Luttinger $n_{2D} = N_v N_s eF/(\hbar 2\pi)$, nous pouvons estimer la densité de porteurs extraite des oscillations SdH $n_{2D} \approx (2.7 \pm 0.3) 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ avec $N_v = 1$ la dégénérescence de la bande et $N_s = 2$ la dégénérescence en spin [192].

En utilisant la valeur de k_F déduite des mesures SdH et dans le cas d'une dispersion linéaire, en utilisant la vitesse de Fermi $v_F = 5 \cdot 10^5 \text{ m/s}$ déduite des mesures ARPES, nous pouvons extraire le niveau de Fermi E_F selon : $E_F^{SdH} = \hbar v_F k_F = 63 \text{ meV}$. Ce résultat est en accord avec les valeurs déduites des mesures APRES pour ce même échantillon : $E_F^{ARPES} = 75 \pm 25 \text{ meV}$ et $k_F = (0.22 \pm 0.08) \text{ nm}^{-1}$. En utilisant ces mesures SdH, il est possible d'aller plus loin et d'obtenir des informations sur la nature topologique des particules responsables des oscillations. On peut pour cela extraire les minima et maxima de ΔR_{xx} et ΔR_{xy} et de les indexer en fonction de l'inverse du champ magnétique $1/(\mu_0 H_z)$ et du niveau de Landau correspondant [Fig. 3.24(d)]. Ici, un niveau de Landau entier correspond à un minimum pour ΔR_{xx} [Fig. 3.24(a)] alors qu'une valeur demi entière correspond quant à elle à un maximum [193]. En prenant en compte le décalage entre les mesures ΔR_{xx} et ΔR_{xy} , l'indexation de ΔR_{xy} est décalée de $\pm 1/4$ [Fig. 3.24(b)] [191]. L'expression représentative des variations de la résistance longitudinale provenant des oscillations SdH est la suivante [194] :

$$\Delta R_{xx} \propto \cos \left[2\pi \left(\frac{F}{\mu_0 H_z} - \gamma \right) \right] \quad ,$$

où γ représente ici la phase de Berry acquise lors de l'orbite cyclotron électronique [191]. La phase de Berry Ω associée au contour C effectué par la particule lors d'une orbite cyclotron nous donne $\Omega = 0 \pmod{2\pi}$ pour des fermions normaux. Dans le cas de fermions de Dirac, nous retrouvons $\Omega = \pi$ du au point de Dirac. Ce type de résultats se retrouve par exemple dans le graphène [131, 195, 196]. Dans ces conditions, on trouve $\gamma = 0.5$ pour des fermions normaux et $\gamma = 0$ pour des fermions de Dirac [191, 197]. Dans les analyses de données, γ est déduit généralement à partir de l'interception

d'une régression linéaire entre les niveaux de Landau indexés, N et l'inverse du champ magnétique appliqué $1/(\mu_0 H_z)$ selon :

$$N = \frac{F}{\mu_0 H_z} + \gamma \quad . \quad (3.21)$$

En reportant nos mesures dans l'Eq. 3.21 nous obtenons une valeur $\gamma \simeq -0.3$ [ligne en pointillée Fig. 3.24(d)] différente à la fois de 0.5 et 0. Cette propriété particulière a déjà été identifiée dans la littérature concernant les isolants topologiques [189, 198, 199].

Comme proposé par Fuchs *et al.* [200] puis décrit dans le cas d'isolants topologiques par Wright et McKenzie [191], l'addition de tous les autres termes dans l'hamiltonien dus à des couplages résiduels ou au fort champ magnétique appliqué, peut engendrer l'ouverture d'une faible bande interdite et une levée de dégénérescence des états d'énergie associés au états de Dirac. Ceci donnera lieu à une déviation dans la correspondance linéaire entre la position des niveaux de Landau et l'inverse du champ magnétique appliqué [191].

Ainsi, γ devient $\gamma = A_1 + A_2 \mu_0 H_z$. Nous pouvons donc effectuer un ajustement en utilisant ce nouveau facteur tel que l'Eq. 3.21 est modifiée en :

$$N = \frac{F}{\mu_0 H_z} + A_1 + A_2 \mu_0 H_z \quad . \quad (3.22)$$

Notons A_1 , le décalage de phase. La condition $A_1 = 0$ indique, que les fermions mesurés via les oscillations SdH proviennent d'un état de surface avec une phase de Berry de π . En utilisant l'Eq. (3.22) le meilleur ajustement est donné sur la Fig. 3.24(d) et correspond à un facteur $A_1 = 0.011 \pm 0.07$ and $A_2 = -0.041 \pm 0.012$ en utilisant une fréquence fixée à $F = 11.3 \pm 0.1$ T pour la transformée de Fourier. La limite asymptotique à fort champ, équivalente à $A_2 \rightarrow 0$, est représentée sur la Fig. 3.24(d) en pointillés bleu. À partir de la valeur $A_1 \simeq 0$, nous pouvons donc conclure que les oscillations SdH proviennent de fermions de Dirac avec une phase de Berry caractéristique égale à π . En reprenant l'ensemble de ces analyses SdH pour un champ magnétique $\mu_0 H_z$ appliqué perpendiculairement au plan de l'échantillon, nous pouvons donc raisonnablement affirmer que nous mesurons des états représentatifs d'un cône de Dirac (peuplé de fermions de Dirac) avec une densité de porteurs $n = 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, c'est à dire voisine de nos observations ARPES pour lesquels on trouve $n_{2D}^{ARPES} = 4.1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$.

Afin de vérifier que nous sommes bien en présence d'une surface de Fermi définie par un système 2D, il est possible d'effectuer des mesures d'oscillations SdH à différents angles du champ magnétique. Comme présenté sur la Fig. 3.25, la composante perpendiculaire effective sera alors réduite selon l'angle α d'inclinaison entre le plan de l'échantillon et la direction du champ $\mu_0 H_\alpha$. Ainsi si les oscillations SdH ne présentent pas de variations particulières lorsque la direction du champ magnétique est modifiée, cela signifierait que la surface de Fermi est sphérique, et non cylindrique comme attendu pour un état de

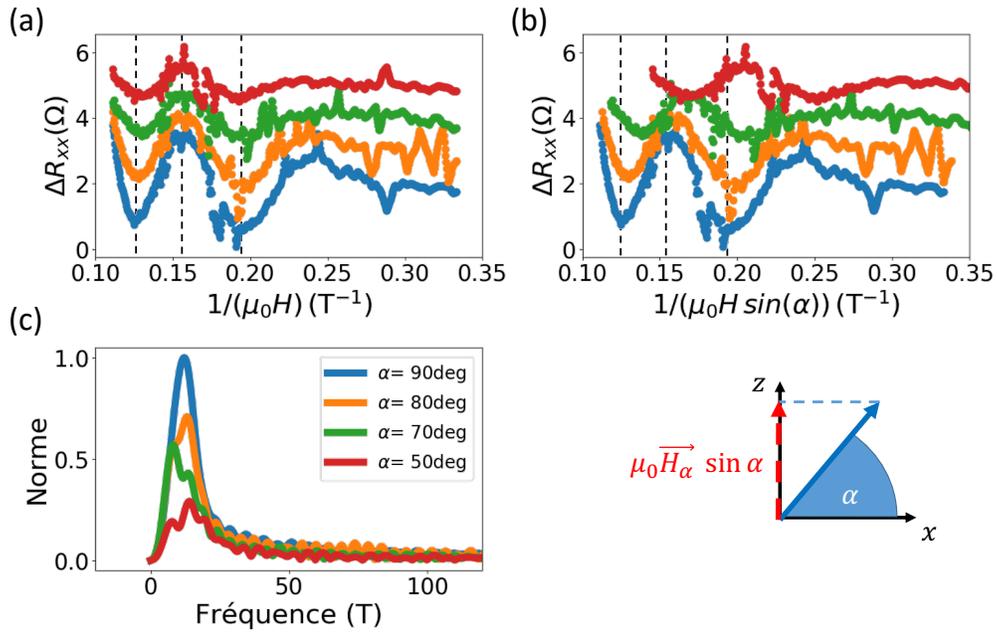


Figure 3.25: Oscillations Shubnikov-de Haas pour différents angles du champ magnétique pour CASS. $\alpha = 90$ correspond à un angle perpendiculaire au plan soit $\mu_0 H_{\alpha=90} = \mu_0 H_z$. (a) ΔR_{xx} obtenus pour différents angles en utilisant la même méthode que précédemment. (b) Oscillations SdH normalisées par rapport à l'angle perpendiculaire réellement appliqué $\mu_0 H_\alpha \sin(\alpha)$. (c) Transformée de Fourier déduite de ces oscillations.

surface. Le cas contraire, pour lequel les oscillations SdH ne sont affectées que par la composante perpendiculaire au plan, $\mu_0 H_\alpha \sin(\alpha)$, signifie que le contour de Fermi est bien bidimensionnel, représentatif d'un isolant topologique de surface [201].

Les mesures obtenues pour différentes valeurs d'angle α sont tracées sur la Fig. 3.25(a). Dans le cas où le caractère oscillatoire des effets Shubnikov-de Haas ne dépend que de la composante du champ magnétique perpendiculaire au plan, la position des pics doit rester inchangée lorsque l'on renormalise des abscisses en $1/\sin(\alpha)$. Toutefois la Fig. 3.25(a) ne montre aucun décalage nécessitant une correction particulière de cet ordre. De même, la Fig. 3.25(b) sur laquelle le facteur correction $1/\sin(\alpha)$ est appliqué ne permettent pas de conclure sur la dimensionalité de la surface de Fermi. En effet, comme démontré sur la Fig. 3.25(c), l'amplitude de la transformée de Fourier du système diminue très largement en fonction de l'angle et les oscillations sont masquées par le bruit de la mesure, et il n'est pas possible de conclure sur la dimensionalité du système.

Il semblerait néanmoins que ces oscillations ne dépendent pas de l'angle α . Ceci signifierait que l' α -Sn ne se présente pas comme un isolant topologique mais présenterait plutôt des caractéristiques d'un Weyl semi-métal [202]. Ce type de matériau présente des états de Dirac, et donc une signature de conduction à travers des fermions de Dirac, sur

l'ensemble des couches atomiques le constituant [202]. L' α -Sn[111]|InSb[111] a ainsi été démontré être un semi-métal de type Weyl [203, 204], mais aucun résultat similaire n'a été prouvé pour α -Sn[100]. On peut également noter que dans le cas d'un semi-métal de type Weyl, la direction des spins sur le contour de Fermi sont parallèles à k [205], ce qui est contraire aux observations faites par Ohtsubo dans le cas de l' α -Sn [127]. Ces mesures ont été vérifiées numériquement à l'aide de la dérivée seconde sur R_{xy} afin d'éviter que le polynôme soustrait numériquement soit à l'origine d'une quelconque erreur. À partir de ces résultats, il n'est finalement pas possible de conclure avec certitude sur le caractère 2D du contour de Fermi et donc de l'état topologique. Pour donner une conclusion définitive, il serait nécessaire d'appliquer un champ magnétique plus intense afin de compléter nos observations à l'aide d'oscillations supplémentaires. Nous nous intéressons à présent aux mesures d'effet Hall pour les mêmes échantillons d' α -Sn sur lequel est déposé un cap d'AIO_x utilisé lors des mesures ARPES et d'oscillations SdH.

3.3.2 Effet Hall : nécessité d'un traitement multi-bande

La mesure de R_{xy} , reportées en Fig. 3.23(a), montre une courbe non monotone traduisant probablement une conduction électronique assurée par au moins 2 types de porteurs. La cassure typique entre les régimes "bas champ" et "fort champ" est souvent modélisée en considérant deux bandes indépendantes composées de deux types de porteurs de nature identique ou différente (p et/ou n), de densité de porteurs et de mobilité différentes. Ainsi la bande ayant une conduction avec un nombre de porteurs le plus faible et une mobilité la plus forte devrait être attribuée aux états déduits des oscillations SdH [197]. Ce type de résultat est attendu dans notre cas, car nous savons que l'InSb participe à la conduction. Il convient donc de tenir compte de cette dernière contribution. Pour cela, nous pouvons exprimer les conductivités longitudinales σ_{xx} et transverses σ_{xy} dans un modèle à deux canaux comme [206, 207] :

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \frac{n_1 e \mu_1}{1 + (\mu_1 \mu_0 H_z)^2} + \frac{n_2 e \mu_2}{1 + (\mu_2 \mu_0 H_z)^2} \\ \sigma_{xy} &= \frac{n_1 e \mu_1^2 \mu_0 H_z}{1 + (\mu_1 \mu_0 H_z)^2} + \frac{n_2 e \mu_2^2 \mu_0 H_z}{1 + (\mu_2 \mu_0 H_z)^2} \\ R_{xy} &= \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xy}^2 + \sigma_{xx}^2} \quad R_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xy}^2 + \sigma_{xx}^2}\end{aligned}\tag{3.23}$$

En contraignant l'un des paramètres par la valeur expérimentale de la résistance longitudinale à champ nul $R_s(H = 0) = [\sum_i (n_i e \mu_i)]^{-1}$, le résultat de l'ajustement nous donne deux types de porteurs différents. Ainsi, nous retrouvons une bande de *type-n* associé à une densité de porteurs positif et une bande de *type-p* associée à une densité de porteurs de charge négative, soit respectivement : $n_1 = 2.3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $\mu_1 = 3730 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ et $n_2 = -5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, $\mu_2 = 110 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$.

Dans ce cas, le résultat n'indique aucune correspondance avec le résultat des mesures SdH attendus avec une conduction de *type-p*. Ici les caractéristiques déduites par la

bande p correspondant à un nombre de porteurs trop élevée ainsi qu'une mobilité beaucoup trop faible pour observer de telles oscillations, aussi bien marquées à un champ magnétique proche de 4T. Ceci nécessite en général des mobilités supérieures à de 2500 $\text{cm}^2/(\text{Vs})$. Cela nous démontre qu'un modèle à deux bandes n'est pas suffisant ici et qu'une troisième bande, représentative des états d'oscillations SdH doit être ajoutée. En fixant une condition sur une 3^{ème} bande de *type-p* avec un nombre de porteurs $n_{\text{SdH}} = (2.7 \pm 0.3) 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ correspondant aux oscillations SdH, la meilleure régression est représentée sur la Fig. 3.24(a), correspondant à une mobilité $\mu_{\text{SdH}} = 2540 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$, satisfaisant maintenant les conditions pour l'observation d'oscillations SdH à partir de $\mu_0 H_z = 4\text{T}$. En raison de la différence notable entre les densités de porteurs $n_{\text{SdH}} \ll n_2$ toutes deux de *type-p*, la régression pour R_{xy} n'est que très peu modifiée lorsque les paramètres de ces deux bandes varient.

Afin de faire la correspondance avec les mesures ARPES (Fig. 3.19.(a)), nous remarquons une large bande diffuse recouvrant le cône de Dirac. Cette bande Γ_8^+ est également visible sur le schéma représentatif des calculs ab-initio sur la Fig. 3.13 et est de *type-p*. Nous supposons donc que lorsque le niveau de Fermi se situe en dessous du point de Dirac et donc de conduction de *type-p*; cette large bande de volume participe à la conduction comme indiqué par le résultat des régressions. Dans le cas de la bande de *type-n*; en mesurant les propriétés du substrat de 120nm d'InSb seul, on trouve une concentration de porteurs de *type-n* ainsi qu'une mobilité associée voisine de celle déduite de ce fit, à savoir : $n = 1.4 10^{12} \text{ cm}^{-2} \simeq n_1$ et $\mu = 3180 \text{ cm}^2/(\text{Vs}) \simeq \mu_1$. Cette légère différence pouvant provenir de la préparation du substrat (gravure IBE + recuit) pour la croissance de l' α -Sn. Nous discuterons plus en détails ces mesures sur InSb seul dans le chapitre suivant.

A partir de ces valeurs de densité de porteurs et de mobilité, il est possible d'estimer la résistance des états de surface $R_{\text{SdH}} = 1/(n_{\text{SdH}} e \mu_{\text{SdH}}) = 9.2 \text{ k}\Omega$. Cette résistance est à comparer avec celle des deux autres bandes déduites de l'effet Hall, on trouve $R_{n\text{-type}} = 766 \Omega$ (contribution du substrat) and $R_{p\text{-type}} = 1.3 \text{ k}\Omega$ (contribution des états de volume d' α -Sn). Au vu des valeurs de ces résistances en parallèles, il est clair qu'une grande partie du courant est court-circuité par le substrat ou les états de volumes de l' α -Sn.

Dans le but de comparer à présent la durée de vie des porteurs ici avec les résultats obtenus pour le système $\alpha\text{-Sn|Ag}$, où $\tau = 4 \text{ fs}$ [18], il est possible d'utiliser un modèle simple pour la conductivité d'un état topologique non dégénéré pourvu d'une dispersion linéaire, nous permettant d'extraire alors le temps de vie τ des porteurs selon :

$$G_{\text{TI}} = \frac{1}{R_{\text{SdH}}} = \frac{e^2}{4\hbar^2} \frac{E_F}{\pi} \tau \quad ,$$

et donc :

$$\tau = \frac{4}{R_{\text{SdH}}} \frac{\pi \hbar^2}{e^2 E_F} \approx 60 \text{ fs} \quad . \quad (3.24)$$

Notre conclusion est que le temps de vie des porteurs dans l' $\alpha\text{-Sn|AlO}_x$ est donc plusieurs ordres de grandeurs supérieur à celui de l' $\alpha\text{-Sn|Ag}$ [18], il semble donc qu'une barrière

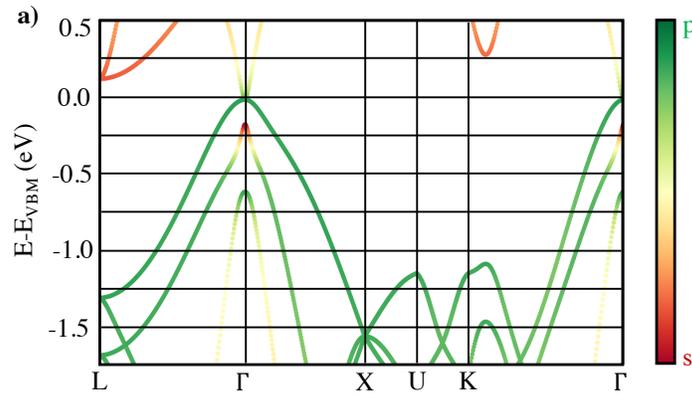


Figure 3.26: Calculs *ab-initio* de la structure de bande de volume de l' α -Sn le long des points de haute symétrie de la PZB. Les bandes sont projetées selon leur caractère de symétrie *s* ou *p*.

d' AlO_x limite la relaxation. Une surface métallique d'argent peut, en effet, constituer un canal supplémentaire de relaxation des porteurs. Néanmoins la bande de volume Γ_8^+ présente lorsque le système est de *type-p* contribue également relaxer les porteurs de spin *y* compris dans le cas de la présence d'un cap d' Al_2O_3 .

L'emploi d'un isolant pour couvrir et préserver les états de surface de α -Sn est donc un succès concernant le temps de vie des porteurs dans le TI (augmenté d'un ordre de grandeur). La contrepartie est que malheureusement le niveau de Fermi est abaissé et croise une bande de l'InSb massif. La contribution de cette dernière masque le transport dans les états de surface TI.

3.4 Calculs *ab-initio*

A la suite de ces résultats, Julien Varignon a effectué au laboratoire, des calculs de structure électronique pour l' α -Sn à l'aide de calculs *dis ab-initio*. Ces calculs nous permettent de comparer les prédictions théoriques avec nos résultats de mesure ARPES ainsi que nos mesures de transport. Ces calculs, basés sur la théorie de la fonctionnelle de la densité (DFT) ont été effectués à l'aide du package python VASP suivant les fonctionnelles de Perdrew-Burke-Ernzernhof [208].

Dans le but de faire ressortir le caractère topologique de l' α -Sn, nous avons utilisé une configuration SLAB, consistant en la croissance de 12 plans de cellules unité bulk d' α -Sn dans la direction [100] signifiant donc 48ML d' α -Sn. Nous avons utilisé un potentiel effectif U_{eff} sur les niveaux *p* de l'étain tel que $U_{eff} = -2$ eV, permettant de retrouver la structure de bande de l' α -Sn volumique, provenant des calculs *ab-initio* de la littérature [168]. La surface à été passivée en ajoutant 2 atomes d'hydrogène par atomes de Sn afin de faire apparaître l'état topologique naissant de l'inversion des symétries *s*

et p comme expliqué dans la partie théorie de ce chapitre. Enfin, la position des atomes d'étain dans la partie supérieure du SLAB a été fixée au paramètre de maille de volume de l' α -Sn, tel que $a = 6.4142$ avec une erreur associée de 0.99%. De plus, les calculs DFT prédisent que l' α -Sn est un semi-conducteur de bande interdite nulle et tous les points clé de la littérature ont été retrouvés [160, 168] à savoir :

- La présence d'une inversion de symétrie des bandes s et p au point Γ , critère primordial pour la naissance d'un état topologique pour l' α -Sn.
- L'absence d'une poche d'électrons en bord de la PZB pouvant participer activement à la conduction.

Ce dernier choix nous permet de valider notre choix de $U = -2 eV$. Ce potentiel effectif, dans le cas des calculs *ab-initio* de l' α -Sn, n'influe principalement que sur l'apparition ou non d'une bande supplémentaire en bord de zone venant croiser le niveau de Fermi. Le résultat de ces calculs pour la partie volume de l' α -Sn est représenté en Fig. 3.26. Il est néanmoins important de préciser ici que les calculs DFT ne permettent pas de mesurer avec certitude la valeur en énergie de la bande interdite [209].

Nous allons à présent nous intéresser aux propriétés slab avec le paramètre de maille dans le plan fixé c'est à dire avec la contrainte épitaxiale. La Fig. 3.27(a) nous montre la structure de bande dans ces conditions, une bande correspondant à un ML donné. Dans cette configuration, nous trouvons une bande interdite associée d'une énergie $E_i = 60$ meV, en accord avec les précédents calculs DFT de l' α -Sn [168]. On observe également un cône de Dirac sous la partie supérieure de la bande de valence, avec un état de Dirac localisé à une énergie de $-0.25 eV$ sous le niveau de Fermi.

Pour mettre en avant la présence d'un point de Dirac, nous avons projeté les résultats dans les directions k_x et $-k_x$ suivant différentes composantes des bandes (Fig 3.27(b)-(d)). La Fig. 3.27(b) nous montre les résultats pour une projection des bandes en fonction de leur caractère s et p . On observe donc une inversion des symétries entre les bandes de valence et de conduction, caractère primordial pour la création d'un état de Dirac. Cette figure semble également nous indiquer que le cône de Dirac se trouve dans le prolongement de la bande de conduction supérieure et la bande de valence inférieure. Il croise également des bandes supplémentaires telles que nous l'indique la concentration d'orbitales s au point Γ pour la bande centrale de cette figure. En projetant maintenant ces mêmes résultats en fonction de leur caractères de spin $\pm S_y$, il en ressort également un hélicité différente pour la partie $\Gamma \rightarrow k_x$ et $-k_x \leftarrow \Gamma$, ce qui est attendu pour des états topologiques [Fig. 3.27(c)]. Enfin, la Fig. 3.27(d) nous indique finalement que le point de Dirac est localisé 130 meV sous le niveau de Fermi et qu'une large bande de volume croise ce dernier. À partir de ces résultats, on remarque que l'état topologique n'est pas fermé et que le cône de Dirac n'apparaît pas directement. Ce fait n'est pas nouveau et à déjà été démontré dans le cas de calculs plus précis [94], ceci peut provenir d'une possible erreur de localisation.

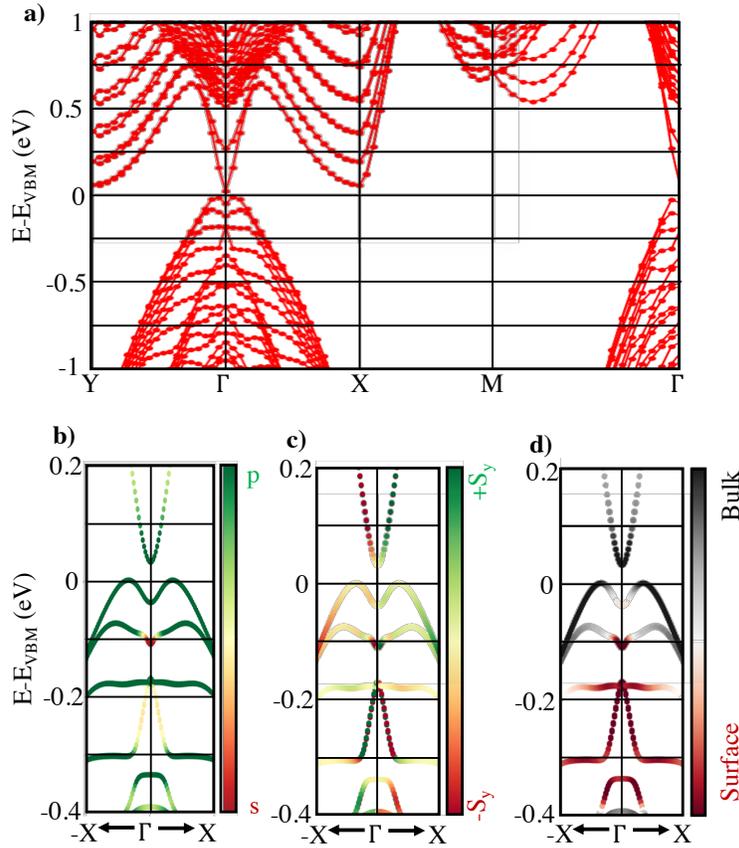


Figure 3.27: Calculs *ab-initio* pour l' α -Sn d'une épaisseur de 48ML. (a) Projection de la structure de bande dans la PZB pour les directions $Y = (0, 1/2, 0)$, $\Gamma = (0, 0, 0)$, $X = (1/2, 0, 0)$, $M = (1/2, 1/2, 0)$. (b) Structure de bande projetée sur les orbitales s (en rouge) et p (en vert) suivant les directions k_x et $-k_x$. (c) Structure de bande projetée en fonction du spin $\pm S_y$ suivant les directions k_x et $-k_x$. (d) Structure de bande projetée sur les huit derniers atomes de Sn démontrant le caractère de surface de nos états suivant les directions k_x et $-k_x$.

Dans un second temps, nous avons étudié l'effet de la contrainte du substrat d'InSb sur l'état topologique de l' α -Sn. Cette contrainte est de nature compressive ($\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = -0.14\%$). Dans ces conditions nous n'observons aucun changement dans la structure électronique de l'étain, bien que l'énergie de la bande interdite augmente jusqu'à une valeur de $E_i = 93$ meV. De même nous avons étudié l'effet d'une couche de recouvrement en substituant les atomes d'hydrogène par des atomes d'oxygène (formant donc une couche d'oxyde d'étain $_2$ à l'interface) sur notre matériau sans observer de changement significatif sur la structure de bande.

Les calculs *ab-initio* nous ont donc démontrés que l' α -Sn pour une épaisseur de 48ML, présentait des propriétés topologiques. De la même manière, l'ensemble de ces résultats sont conformes avec les observations effectués en ARPES : nous retrouvons un niveau de Fermi au dessus du point de Dirac, à une énergie du même ordre de grandeur. Le déplacement du niveau de Fermi observé expérimentalement [Fig 3.19(b)] introduit une bande de volume supplémentaire participant à la conduction que nous retrouvons par ces calculs *ab-initio* [Fig. 3.27(a)]. Comme la Fig. 3.27(d) nous le montre, cette bande supplémentaire de volume apparait sous le point de Dirac, pouvant expliquer la conduction de *type-p* observée par les mesures d'effet Hall. Par exemple, en déplaçant le niveau de Fermi à -75 meV sous le point de Dirac, nous retrouvons une densité de porteurs associée à cette bande égale à $5 \cdot 10^{12}$ cm $^{-2}$, du même ordre de grandeur que les résultats déduits des mesures d'effet Hall.

3.5 Conclusions

En conclusion de ce chapitre, nous avons démontré qu'il était possible à l'aide de mesures ARPES, de faire ressortir le caractère topologique de l' α -Sn. En déposant différents types de matériaux, nous avons également démontré la possibilité de contrôler la position du niveau de Fermi par rapport au point de Dirac et donc la possibilité de passer d'un état de conduction de *type-p* à *type-n* en déposant une couche d'Ag ou d' AlO_x sur l'échantillon d' α -Sn. Nous avons également montré que lorsque le niveau de Fermi se trouvait sous le point de Dirac dans le cas où une couche d'Al était déposée, une bande de volume participait à la conduction avec des porteurs de *type-p* associée à une densité de l'ordre de $5 \cdot 10^{12}$ cm $^{-2}$ vérifiée à l'aide des calculs *ab-initio* et des mesures d'effet Hall. À partir des mesures de magnéto-transport nous avons extrait des oscillations SdH dont l'analyse est en accord avec les observations ARPES : des porteurs de *type-p* de densité $2.7 \cdot 10^{11}$ cm $^{-2}$. Ces mêmes résultats ont été retrouvés par les mesures d'effet Hall (en utilisant un modèle de transport à plusieurs bandes de conduction en parallèle). Pour approfondir ces travaux, il est néanmoins nécessaire d'être capable de reproduire ces échantillons pour, dans un premier temps, confirmer ces résultats, mais également de différents types de matériaux afin de moduler la position du niveau de Fermi par le dépôt d'un état *n* à *p* ou effectuer des mesures complémentaires des oscillations SdH en fonction de l'angle pour ressortir le caractère 2D (ou non) de l'état topologique. La chambre MBE de la ligne Cassopée étant dédiée à l'ARPES et peu accessible, nous avons développé une collaboration avec M. Jamet de Spintec à Grenoble pour adapter

le processus de fabrication dans sa chambre MBE. Les résultats obtenus ainsi que des mesures complémentaires sont discutés dans le chapitre suivant.

Chapter 4

Résultats et analyses physiques complémentaires sur α -Sn et InSb

Suite aux résultats prometteurs obtenus et présentés dans le chapitre précédent, il apparaît désormais nécessaire d'approfondir les mesures sur d'autres échantillons afin notamment d'utiliser une grille pour mettre en évidence des effets de champ, de vérifier les propriétés de conduction de *type-n* dans le cas où de l'Ag est déposé sur l' α -Sn et surtout de vérifier la possibilité d'obtenir des résultats similaires lorsque la croissance est effectuée dans un autre bâti de MBE. Ceci constituera la première partie de ce chapitre. Comme nous l'avons également démontré par les mesures d'effet Hall, une conduction de *type-n* apparaît, pourvue d'une très forte mobilité et présentant des propriétés de conduction proche de celles attendues pour le substrat choisi d'InSb|GaAs. Nous allons donc également étudier ce dernier et notamment son implication dans le transport électronique par des mesures ARPES et par des mesures de magnéto-transport. En raison de ce canal électronique supplémentaire, il était intéressant d'essayer des croissances sur des substrats plus isolants. Ici, en l'occurrence, le tellurure de cadmium (CdTe) a été utilisé. La dernière partie de ce chapitre sera consacrée à l'étude de l' α -Sn sur substrat CdTe, dont le paramètre de maille est proche de l' α -Sn ($a_{CdTe} = 6.482\text{\AA}$ [210] et $a_{\alpha-Sn} = 6.489\text{\AA}$) et est pourvu d'une bande interdite d'énergie $E_g = 1.44\text{ eV}$ qui le rend bien isolant même à température ambiante.

4.1 Mesures d'échantillon α -Sn élaborés dans un autre bâti de croissance

Nous avons réalisé des échantillons et structures supplémentaires à base d' α -Sn|InSb|GaAs provenant d'une autre chambre de croissance MBE située dans le laboratoire SPINTEC à Grenoble et réalisées dans le groupe de M. Jamet. Le dépôt de la couche buffer d'InSb sur GaAs a été préalablement effectuée au C2N par A. Lemaitre. Les conditions de croissance de l' α -Sn sur InSb|GaAs sont nominalemeent identiques à celles discutées au chapitre précédent. Nous présentons ici les résultats obtenus sur des structures élaborées sous la forme suivante : Al(5nm)| α -Sn (30ML) |InSb(120nm) | GaAs. Des 5

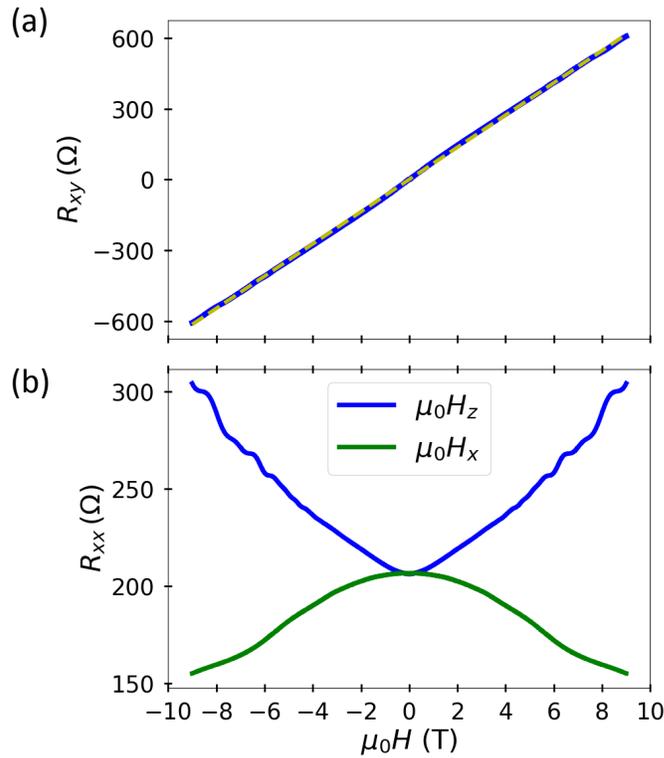


Figure 4.1: Mesures de transport en fonction du champ magnétique pour un échantillon $\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{Al}(5\text{nm}) | \alpha\text{-Sn}(30\text{ML}) | \text{InSb}(120\text{nm}) | \text{GaAs}$ déposé dans la chambre MBE de Grenoble (assigné à l'abréviation GREN). (a) Résistance de Hall R_{xy} . (b) Résistance longitudinale R_{xx} en fonction du champ magnétique perpendiculaire au plan $\mu_0 H_z$ et parallèle au courant $\mu_0 H_x$.

nm d'encapsulation d'Al, il reste probablement 2 ou 3 nm sous forme métallique et le reste sous forme d'oxyde. Cette dernière assure que les couches inférieures ne seront pas oxydées dans les conditions ambiantes. Par la suite, cet échantillon a été lithographié sous la forme d'une croix de Hall, identique aux échantillons provenant de la chambre MBE du synchrotron Soleil pour pouvoir les comparer.

4.1.1 Mesures de magnéto-transport

Les mesures de magnéto-transport sont reportées sur la Fig. 4.1 ($T = 5\text{K}$). À partir des mesures de la résistance transverse, il ne semble pas nécessaire ici d'effectuer une régression à plusieurs porteurs, le résultat du résidu provenant de la soustraction de la mesure à l'ajustement linéaire ne laissant paraître aucune bande d'ordre supérieur.

La formule permettant d'extraire la densité de porteurs n_{2D} à partir de la valeur de la

résistance transverse mesurée R_{xy} est alors donnée par :

$$R_{xy} = \frac{1}{n_{2D} e} \mu_0 H_z \quad (4.1)$$

avec e la charge électrique et $\mu_0 H_z$ le champ magnétique extérieur. À partir de cette formule nous pouvons extraire une densité de porteurs $n_{2D} = +9.15 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Cette mesure nous indique des porteurs majoritaires de *type-n* de densité environ deux ordres de grandeur supérieurs au cas précédent. Cette différence est également corroborée par la magnétorésistance, reportée sur la Fig. 4.1(b). Dans la configuration où le champ est perpendiculaire au plan ($\mu_0 H_z$), nous remarquons, en effet, que la MR est réduite par rapport à celle observée précédemment sur la Fig. 3.23(b).

Cette fois, à partir de la mesure de la résistance longitudinale R_{xx} pour un champ magnétique appliqué perpendiculairement au plan $\mu_0 H_z$, nous observons de nettes variations représentatives d'oscillations SdH. On remarque également que l'amplitude de ces oscillations est environ un ordre de grandeur supérieur que dans les échantillons élaborés à SOLEIL.

Cette forte amplitude de MR nous permet d'extraire ces oscillations SdH directement à partir de la dérivée seconde du signal R_{xx} . Dans ces conditions, il est nécessaire de préciser ici que nous avons affecté d'un signe négatif $\frac{-\partial^2 R_{xx}}{\partial(\mu_0 H_z)^2}$ pour éviter une inversion entre les maxima et minima des pics obtenus. La représentation des oscillations SdH en fonction de l'inverse de la composante du champ magnétique perpendiculaire $(\mu_0 H_z)^{-1}$ est reportée sur la Fig. 4.2(a). Dans ces conditions, les maxima de $\frac{-\partial^2 R_{xx}}{\partial(\mu_0 H_z)^2}$ correspondent à des niveaux de Landau demi-entiers, alors que les minima correspondent à des niveaux de Landau entiers. L'indexation de ces niveaux en fonction de leur position $(\mu_0 H_z)^{-1}$ est reporté sur la Fig. 4.2(b).

En utilisant l'Eq. 3.21, nous pouvons extraire une fréquence caractéristique $F = 52.48 \text{ T}$ et $\gamma = 0.16 \pm 0.02$. Comme dans le cas précédent, ce facteur $\gamma \neq 0$ ou $\neq 0.5$ ne nous donne aucune indication sur la topologie de l'état à l'origine de ces oscillations. Il convient donc d'utiliser l'Eq. 3.22. Dans ces conditions, on trouve $A_1 = 0.18 \pm 0.17$ et $A_2 \simeq 10^{-3}$. La variable A_2 nous indique qu'une petite modification de la linéarité, principalement du fait que les niveaux de Landau considérés sont élevés. Néanmoins le facteur A_1 associé à son incertitude, pousse à croire que nous sommes en présence d'un état topologique ($A_1 \simeq 0$). L'incertitude sur cette mesure est essentiellement statistique, ces considérations sont donc adéquates. De la même manière que précédemment, il est possible d'observer de tels oscillations dans la mesure de R_{xy} , néanmoins le nombre d'oscillations provenant de R_{xx} est suffisant pour déduire un facteur γ et une fréquence F avec suffisamment de précision. Par soucis de clareté, nous ne faisons donc pas apparaître des résultats supplémentaires sur la Fig. 4.2. À partir de cette fréquence, nous obtenons un nombre de porteurs caractéristique : $n_{2D}^{SDH} = 2eF/(\hbar 2\pi) = (1.27 \pm 0.02) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Il est également possible d'introduire une telle densité de porteurs dans l'Eq. 3.23 dans un modèle simple à deux canaux de porteurs en fixant une condition sur l'un des paramètres à partir de la valeur de résistance à champ magnétique nul. Le résultat obtenu en fixant

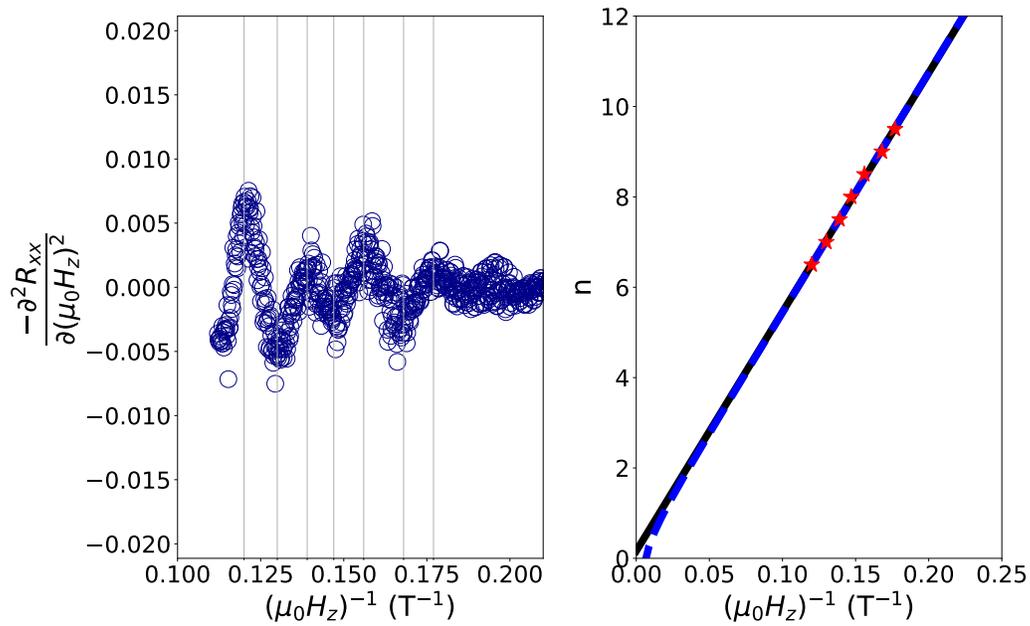


Figure 4.2: Mesures provenant de GREN: (a) Oscillations SdH déduites de la dérivée seconde $\frac{-\partial^2 R_{xx}}{\partial(\mu_0 H_z)^2}$. (b) Niveaux de Landau déduit des oscillations SdH indexés en fonction de l'inverse du champ magnétique appliqué (représentés par des étoiles rouges). Un ajustement réalisé à partir de l'Eq. 3.21 (en noir) et l'Eq. 3.22 (en tirets bleu) est également représenté.

le nombre de porteurs n_{2D}^a à $1.27 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ nous indique une mobilité associée de $\mu^a = 6506 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ ainsi que la présence d'une seconde bande caractérisée par un nombre de porteurs $n_{2D}^b = 8 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ associée à une mobilité $\mu^b = 2740 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$.

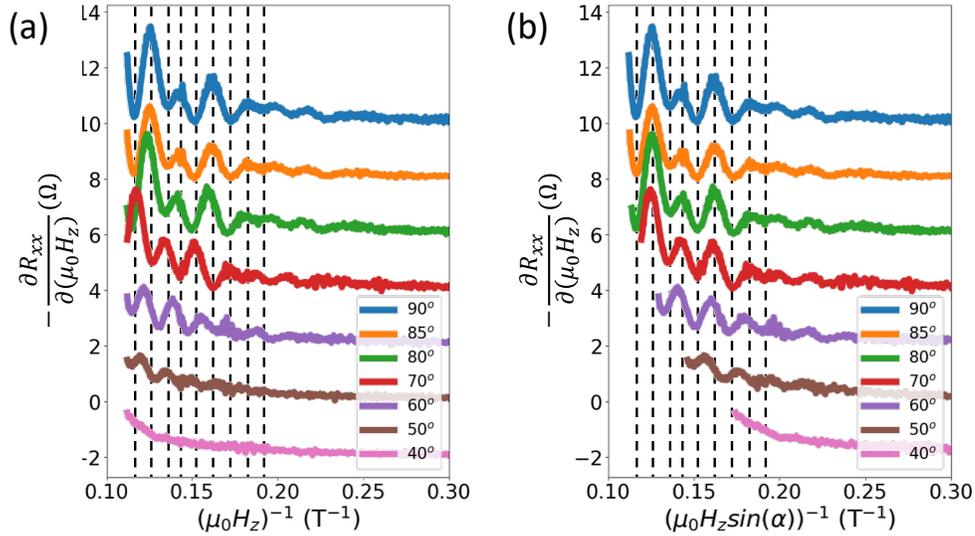


Figure 4.3: Oscillations SdH de GREN pour différents angles du champ magnétique $\mu_0 H_z$ par rapport au plan de l'échantillon, en fonction de l'amplitude total du champ magnétique (a) ou de sa composante perpendiculaire au plan.

Une forte valeur de la mobilité associée aux oscillations SdH comme mesurée ici, est attendue dans le cas d'isolants topologiques [211, 212]. Du fait des difficultés d'obtenir un facteur A_1 précis, la nature bidimensionnelle de ces oscillations peut être confirmée en modifiant l'angle du champ magnétique par rapport au plan. Cette fois néanmoins, l'amplitude des oscillations SdH nous permet d'effectuer une mesure précise et directe des états de surface pour une très large plage de champ magnétique. Par soucis de clareté, nous avons choisis de représenter la dérivée première $\frac{-\partial R_{xx}}{\partial(\mu_0 H_z)}$ du signal. Ceci engendre un décalage de 0.25 entre les maxima et minima, néanmoins n'ayant pas besoin d'indexer les niveau de Landau, nous nous permettons cette liberté. Nous ferons de même lors de l'étude des variations de ces oscillations en fonction de l'effet de champ électrostatique par électrode de grille. Le résultat de ces oscillations en fonction de l'angle α est représenté sur la Fig. 4.3(a). On remarque un décalage des pics en fonction de l'angle du champ magnétique appliqué. Il convient donc de normaliser le champ magnétique par rapport à la composante perpendiculaire $\mu_0 H \sin(\alpha)$ (voir Fig. 3.25). Finalement, la Fig. 4.3(b) nous montre ici très clairement que ces oscillations ne dépendent que de cette composante perpendiculaire $\mu_0 H \sin(\alpha)$ et possèdent donc pour origine un état 2D.

4.1.2 Effet de champ électrostatique par électrode de grille

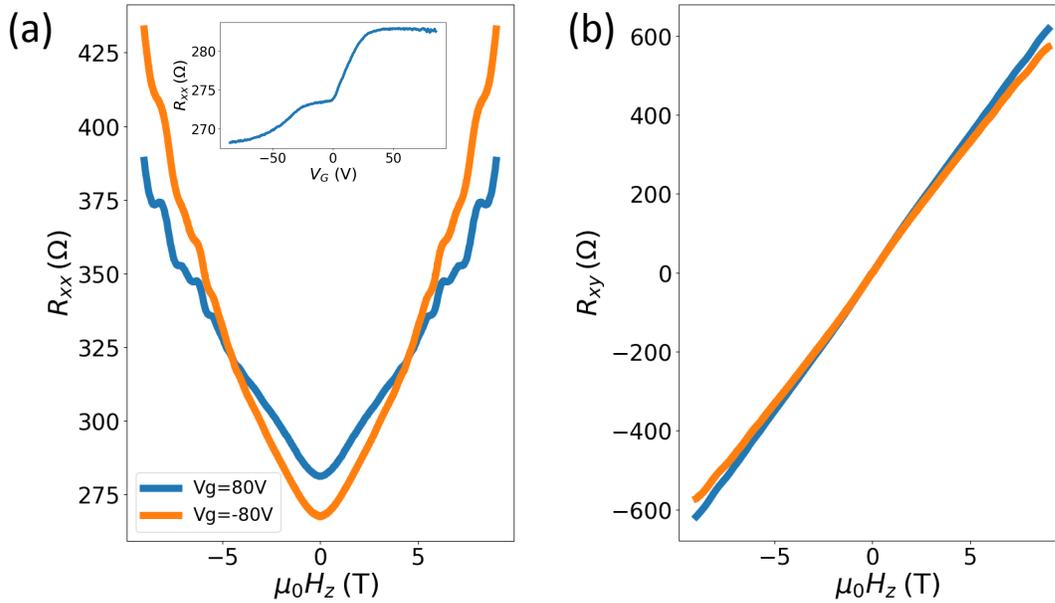


Figure 4.4: Mesure pour GREN de la résistance (a) longitudinale R_{xx} (b) et transverse R_{xy} en fonction de $\mu_0 H_z$ pour deux tensions de grille V_G appliquées au système. L'insert montre les variations de R_{xx} en fonction de la tension de grille V_G appliquée.

Si les états mesurés par les oscillations SdH sont des états de surface, alors ils doivent être fortement modulables par un effet de champ électrostatique, en utilisant une grille directement au dessus. En effet, il n'y aurait pas d'écrantage par d'autres états, et le nombre de porteur par unité de surface est comparable au dopage qu'il est possible de réaliser avec une grille. Nous avons donc déposé une grille sur cet échantillon et nous discutons ici des résultats principaux. Une grille consiste en une barrière isolante sur laquelle un métal est déposé. En appliquant une tension entre le métal et l' α -Sn, la position du niveau de Fermi du matériau situé sous cette dernière est modifiée par mécanisme de transfert de charge. De tels effets de grille ont été démontrés pour des isolants topologiques [213] ou sur des états Rashba dans le Ge [214]. Le dépôt a été effectué par une voie chimique, par dépôt de couches atomique (*Atomic layer deposition* en anglais ou ALD); le principe consiste à déposer plusieurs monocouches d'oxyde sur la surface de l'échantillon, l'ALD présentant l'avantage de produire un dépôt "conforme". Ainsi la présence de rugosité n'affecte nullement l'épaisseur de la couche déposée [215]. Nous avons ici utilisé le dioxyde d'hafnium (où HfO_2), isolant électrique pourvu d'une bande interdite de 6 eV [216] et d'une forte constante diélectrique (~ 24). L'électrode supérieure est une couche d'au déposée par pulvérisation cathodique à magnétron. Il est à noter qu'il est également possible d'utiliser un oxyde d'aluminium Al_2O_3 comme barrière isolante [217]. Néanmoins la permittivité diélectrique, caractérisant la réponse

du milieu au champ électrique appliqué, est plus élevée pour le HfO_2 ($\epsilon_{\text{HfO}_2} = 24$) que pour l' Al_2O_3 ($\epsilon_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 11$) [218] ce qui explique notre choix.

Nous avons opté pour une couche d'épaisseur $d = 75$ nm de HfO_2 sur laquelle a été déposé 10nm de titane pour favoriser l'accroche des 100 nm d'au. L'échantillon est donc constitué des matériaux suivants : $\text{Au}_{100\text{nm}} | \text{Ti}_{10\text{nm}} | \text{HfO}_2(75\text{nm}) | \text{Al}_2\text{O}_3 + \text{Al}_{5\text{nm}} | \alpha\text{-Sn}_{30\text{ML}} | \text{InSb}_{120\text{nm}} || \text{GaAs}$. Il est possible de quantifier la modulation de la densité de porteurs modulée Δn à l'aide d'une tension de grille selon la formule simple qui suppose une géométrie de condensateur plan avec une surface d'aire A et un espacement d entre les électrodes. Dans la limite où $d^2 \ll A$, on a :

$$\begin{aligned} \Delta n &= \frac{\Delta Q}{eA} = \frac{C\Delta V}{eA} = \frac{\epsilon_0\epsilon A}{edA} = \frac{\epsilon_0\epsilon}{ed}\Delta V \\ \frac{\Delta n}{\Delta V} &= 2.8 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2} \cdot \text{V}^{-1} \end{aligned} \quad (4.2)$$

avec ΔV la différence de tension appliquée. On s'attend donc à être capable de moduler une densité de porteurs de l'ordre de $2.8 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ pour 1 V appliqué.

Le résultat des mesures magnéto-électriques est représenté sur la Fig. 4.4(a) pour une gamme de tension de grille $V_G \in \{-80\text{V}; 80\text{V}\}$. L'insert dans cette même figure nous montre la variation de la résistance longitudinale R_{xx} à champ magnétique nul ($\mu_0 H_z = 0$) en fonction de la tension de grille V_G . La variation obtenue n'est pas caractéristique d'un cône de Dirac [219]. Nous devrions plutôt observer un pic de résistance, représentatif du passage au point de Dirac. Ainsi, il semblerait que nous soyons en train de moduler le niveau de Fermi situé entre deux bandes caractérisées par une valeur de résistance différente.

En modulant la tension de grille, nous observons néanmoins une modification significative de la magnétorésistance, passant de +60% pour $V_G = -80$ V à +40% pour $V_G = 80$ V. Pour ces deux tensions de grille, des oscillations sont clairement visibles pour un champ magnétique $\mu_0 H_z > 4$ T.

En nous intéressant à l'effet Hall normal le fit linéaire nous indique une très faible variation du nombre de porteurs, ainsi $n_{2D}^{80\text{V}} = 8.97 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ et $n_{2D}^{-80\text{V}} = 9.55 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$. Ce résultat, comparé à l'Eq. 4.2 nous indique que l'action de la grille ne correspond pas aux attentes. De même, dans le cas d'un isolant topologique, nous devrions être capable de mettre en évidence une transition d'une conduction de *type-n* à *p*, ce qui n'est pas non plus le cas. Enfin, en nous focalisant sur les oscillations SdH, nous pouvons observer que pour différentes tensions de grille, aucune modulation significative n'est observée entre les maxima et minima (Fig. 4.5) ce qui exclut toute modification de l'état de Dirac. Nous pouvons donc affirmer que nous ne modifions que très légèrement l'une des bandes de conduction de l'échantillon, sans pour autant que cela apparaisse dans la mesure de la densité de porteurs. La différence de la densité de porteur mesurée en fonction de la tension de grille nous indique que nous modifions $\simeq 0.1 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$ en contradiction avec les calculs de l'Eq. 4.2. En supposant que l' AlO_x , provenant de l'échantillon, représente une capacité supplémentaire, elle se trouve en série. La capacité totale sera donc $C_{\text{tot}} = (C_{\text{AlO}_x}^{-1} + C_{\text{HfO}_2}^{-1})^{-1}$. Si la capacité associée à AlO_x est faible relativement

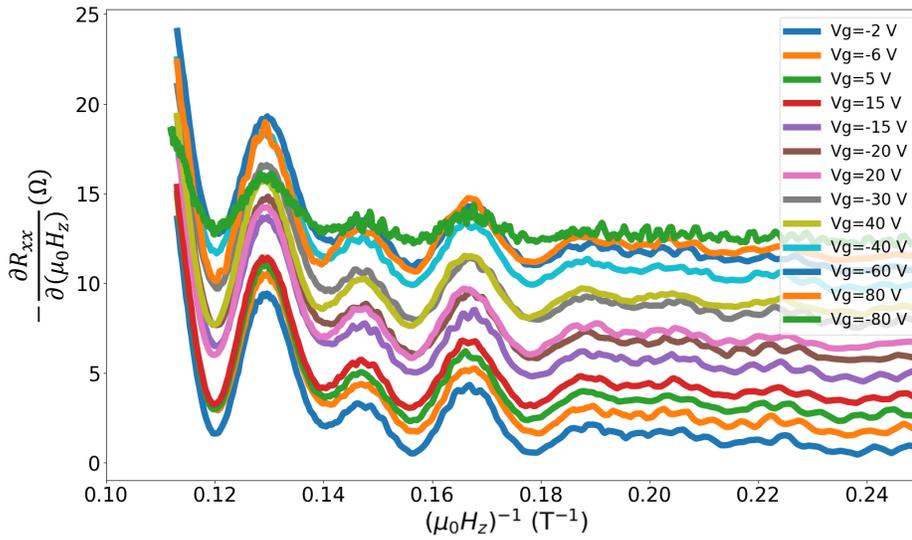


Figure 4.5: Mesures provenant de $\text{GREN} + \text{Au}_{100\text{nm}} | \text{Ti}_{10\text{nm}} | \text{HfO}_2(75\text{nm})$: Oscillations SdH à partir de la mesure R_{xx} en fonction de la tension de grille V_G appliquée.

à celle de HfO_2 , alors la capacité totale sera donnée par celle de l' AlO_x , potentiellement plus faible. Cette couche d'alumine n'étant pas contrôlée, il est néanmoins difficile de quantifier ses effets, en supposant $\epsilon_{\text{AlO}_x} = 11.5$ et $d_{\text{AlO}_x} = 2$ nm, la capacité serait supérieure à celle de HfO_2 .

Ces résultats conduisent à formuler deux hypothèses :

- La grille de HfO_2 n'est pas efficace, par exemple à cause d'une capacité parasite,
- l'état à l'origine des mesures de l'effet Hall n'est pas modifié malgré l'application d'un effet de champ efficace.

La première hypothèse est difficile à réfuter en vu des modifications significatives de la MR en fonction de la tension de grille. Dans la seconde hypothèse, les charges ne sont pas transférées sur les états responsables des oscillations SdH, supposément ceux associés aux états de surface de l'isolant topologique. Mais puisque l'effet Hall n'est pratiquement pas modifié, il est difficile de comprendre où les porteurs seraient partis.

4.1.3 pompage de spin

Pour en revenir au but initial de l'expérience, c'est-à-dire caractériser l'efficacité de la conversion spin/charge du $\alpha\text{-Sn}$ avec une encapsulation d'alumine, nous avons entrepris des mesures d'effet Edelstein inverse. Nos collaborateurs au CEA Grenoble ont effectués des mesures de pompage de spin (ou spin pumping en anglais) sur un échantillon de composition identique au cas précédemment discuté. Ces mesures consistent à créer un

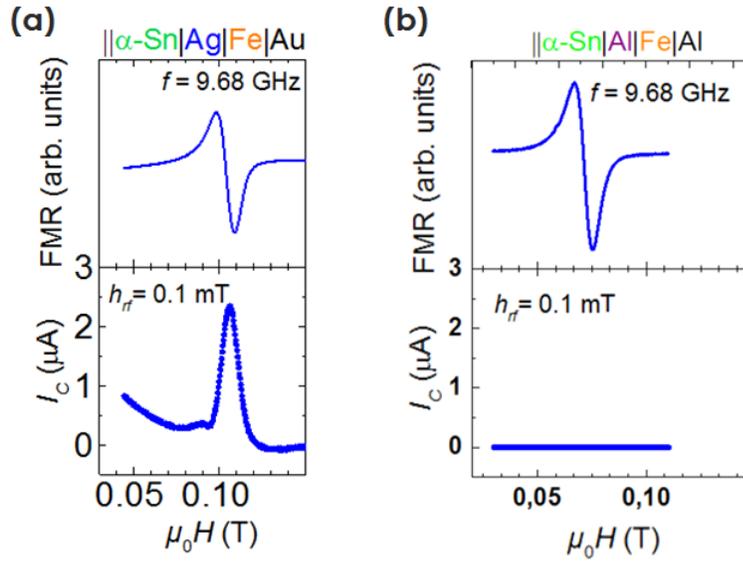


Figure 4.6: (a) Résultat des mesures de pompage de spin pour un échantillon Au |Fe|Ag| α -Sn|| avec un courant mesuré de $2.5 \mu A$. (b) Résultat de la conversion pour un échantillon Au |Fe|Al| α -Sn|| donnant ici un courant de $1.8 nA$.

courant de spin à partir d'un matériau ferromagnétique, puis à convertir ce courant de spin à l'aide des états de surface de l'isolant topologique (voir chapitre 1).

La précession de l'aimantation d'un FM entraîne la génération d'un pur courant de spin en 3D [59, 220]. Ce courant de spin est ensuite converti par les états de surface par IEE. La conversion d'un courant de spin a été démontrée dans le cas de l' α -Sn, en utilisant de l'Ag comme matériau tampon entre l' α -Sn et le Fe [18]. Le résultat de cette mesure est représenté sur la Fig. 4.6(a) et donne lieu à un facteur de conversion

$$\lambda_{IEE} = \frac{J_s^{3D}}{J_c^{2D}} = 2.4 \text{ nm} [18].$$

En effectuant à présent ces mêmes mesures sur un échantillon provenant de la MBE de Spintec (sous la forme Al|Fe|Al| α -Sn|InSb|GaAs), la conversion est réduite d'un facteur 1000 comme représenté sur la Fig. 4.6(b). Ce résultat pourrait suggérer la présence d'un état de surface situé plutôt à l'interface α -Sn|InSb et ne contribuant aucunement à la conversion spin-charge.

4.1.4 conclusions pour Al| α -Sn|InSb|GaAs

En conclusion de cette partie, nous avons :

- mesuré des oscillations SdH qui pourraient correspondre aux états de surface attendu pour α -Sn,
- mesuré une conduction des porteurs de *type-n*,

- observé aucun changement significatif dans ces variations en fonction de la tension de grille,
- mesuré une conversion du courant de spin en courant de charge plusieurs ordres de grandeurs inférieurs au cas $\text{Ag}|\alpha\text{-Sn}$.

L'ensemble de ces résultats ne nous permet pas de conclure simplement car ces derniers diffèrent de nos observations ARPES ainsi que des mesures de transports sur ces échantillons de la MBE de la ligne CASSIOPEE au synchrotron SOLEIL. Néanmoins nous pouvons supposer que l'origine provient du processus de dépôt dans la chambre MBE de Grenoble, où le Sn est chauffé à l'aide d'un faisceau d'électron (en lieu et place d'une cellule de Knudsen), comme nous l'avons vu au chapitre précédent, le taux de dépôt s'en trouve alors augmente, passant d'une vitesse de $0.006/s$ dans le cas des échantillon provenant de Soleil, à $0.026/s$. Afin de corroborer cette hypothèse, il serait nécessaire d'effectuer à présent un dépôt thermique d' $\alpha\text{-Sn}$ au lieu d'utiliser un faisceau d'électrons. Notons que dans les deux chambres de dépôt, de nombreux éléments sont utilisés, en particulier des éléments de la colonne V. Ces derniers, très volatiles, pourraient fournir un dopage chimique incontrôlé et différent dans chaque chambre de dépôt. Des mesures magnéto-électriques du même type ont été effectués pour différentes épaisseur d' $\alpha\text{-Sn}$ et d' Al_2O_3 , il en ressort des résultats similaires démontrant une conduction de *type-n* pourvue d'oscillations SdH élevées. En modifiant l'épaisseur d'InSb de 120 à 100nm, les oscillations SdH se réduisent fortement, la magnétorésistance évolue en $(\mu_0 H_z)^2$ et le nombre de porteurs comme toujours de *type-n*. De par la "qualité" du substrat, les états de conduction sont donc modifiés.

La démonstration d'un état topologique à l'aide des mesures des oscillations SdH associées aux effets de grille et aux expériences de *spin-pumping*, peut amener à plusieurs conclusions. La première serait, dans le cas des dépôts provenant de SPINTEC, l'absence d'état topologiques à l'interface $\text{Al}|\alpha\text{-Sn}$ et la présence de cet état à l'interface $\alpha\text{-Sn}|\text{InSb}$. L'origine peut provenir de la technique de dépôt différente ou d'un dopage chimique non contrôlé d'espèces présentes dans la chambre MBE. Une autre hypothèse serait que ces effets topologiques proviennent de l'InSb lui même. En effet, l'InSb [100] volumique est un matériau à fort couplage spin-orbite [221], bien qu'aucun état topologique n'ai été prédit. Le paragraphe suivant sera donc consacré à l'étude de ce matériau afin d'en comprendre les particularités.

4.2 Cas de l'InSb seul

Bien comprendre les propriétés de transport du "substrat" est essentiel, afin de pouvoir les dissocier de celles du film isolant topologique que nous désirons étudier. C'est l'objet de ce paragraphe. L'InSb est un composé d'atomes d'antimoine et d'indium semi-conducteur III-V. Sa structure cristallographique, est la même que celle de l' $\alpha\text{-Sn}$ (structure diamant). Ce semi-conducteur est doté d'une bande d'énergie interdite entre la bande de valence et de conduction de 0.175 eV [171]. Afin de caractériser le

couplage spin-orbite dans des matériaux 3D, on utilise le facteur de Landé g reliant le moment magnétique au moment cinétique d'un électron. Dans le cas de l'InSb massif, il a été montré que ce facteur $g = 51$ [221, 222]. En raison de ce facteur de couplage, l'InSb est principalement utilisé dans des structures élaborées pour la détection de fermions de Majoranas sous la forme de structures constituées de boîtes quantiques (ou *quantum dot*) [223, 224]. De la même manière, un état Rashba peut apparaître sous cette forme [225, 226]. Il apparaît dès lors évident de mesurer ses propriétés électroniques ainsi que sa structure de bande afin de comprendre son impact sur les mesures de magnéto-transport précédentes.

4.2.1 Conditions de croissance

Il convient de revenir sur les conditions de croissance d'InSb sur GaAs. L'InSb participant aux phénomènes de conduction de par ses propriétés semi-conductrices d'énergie interdite faible, il était essentiel de réduire son épaisseur et donc sa contribution à la conduction électronique de l' α -Sn déposé sur substrat InSb|GaAs. La croissance MBE a été effectuée selon les étapes décrites par Zhang *et al.* [227] pour une croissance [100] sur substrat GaAs[100] en réduisant la densité des dislocations. En effet, l'une des difficultés ici est de permettre à l'InSb de pousser de façon épitaxiale, la différence de paramètre de maille entre le GaAs[100] et l'InSb[100] étant de 14.6% [227]. Cette différence entraîne généralement la formation de dislocations sur l'échantillon. Le contrôle du paramètre de maille de l'InSb étant essentiel pour l'obtention de la phase α de l'étain, il était impératif de résoudre ces difficultés.

Les conditions de croissance proposées par Zhang *et al.* ont l'avantage de permettre une croissance de l'InSb sur GaAs relaxant vers les paramètres volumiques, pour une épaisseur de l'ordre de 60 nm. Pour une épaisseur de 120 nm, Zhang *et al.* donnent une mobilité égale à $\mu_{InSb} = 5 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ et une densité de porteurs de *type-n* $n_{InSb} \simeq 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ à $T = 77 \text{ K}$. Dans notre cas et pour 120 nm, nous pouvons extraire $n_{InSb} = 8.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Ces valeurs correspondent approximativement à celles déduites des mesures d'effet Hall concernant le canal de porteurs de *type-n*.

Les conditions de croissances sont :

- Homoépitaxie d'environ 500nm de GaAs sur le substrat de GaAs à 600°C
- Température du substrat amenée à 250°C
- Dépôt de 20nm d'InSb
- Recuit à 370°C pendant 5 minutes
- Croissance de l'InSb restant à 350°C
- Température du substrat amenée à moins de 70°C
- Dépôt d'As amorphe pendant 20 minutes

La croissance d'un buffer de GaAs sur le substrat de GaAs permet de s'assurer une surface "bien propre", sans défauts liés à la préparation de la surface commerciale. De même, la croissance des 20nm d'InSb permet de réduire la différence entre le paramètre de maille du GaAs et de l'InSb, ces 20nm faisant donc office de couche tampon comme proposé par Zhang *et al.* La couche d'InSb est protégée en surface par une couche d'As amorphe afin d'éviter toute oxydation. Des mesures aux rayons-X effectuées, nous ont démontré que l'épaisseur d'As amorphe était d'environ 2nm.

Nous allons, dans la suite de ce chapitre, assigner pour chaque échantillon d'As(\simeq 2nm)|InSb(XXXnm)|GaAs, l'abréviation INSA_{XXX}, où XXX représente l'épaisseur.

4.2.2 Mesure ARPES

Dans le but d'observer les effets pouvant apparaître sur la structure de bande d'InSb et éventuellement l'apparition d'un état Rashba, nous avons effectué des mesures ARPES sur un échantillon d'InSb (100nm)|GaAs. Ces mesures ont été réalisées sur une surface propre d'InSb sans résidu d'Arsenic (le caractère amorphe de la surface disparaît au LEED) en utilisant des photons d'énergie $h\nu = 19$ eV. La structure de bande d'InSb extraite est reportée sur la Fig. 4.7.

Pour améliorer le contraste, nous avons choisi d'utiliser la dérivée de l'intensité du signal ARPES obtenu $\frac{\partial I}{\partial k}$ comme proposé par Zhang *et al.* [229, 230] Le résultat de la dérivée de ce traitement sur nos mesures, suivant k_x , [Fig. 4.7(a)] semble nous indiquer la présence d'un état à dispersion parabolique, avec un niveau de Fermi situé très proche de la bande interdite mais potentiellement de *type-p*. Pour k_y on voit apparaître de larges bandes qui semblent séquentielles. Les résultats restent tout de même équivalents au cas de k_x , ce qui corrobore les résultats des calculs ab-initio concernant l'InSb [171]. L'échantillon ayant été préparé pour être de *type-n* il est néanmoins difficile ici d'affirmer clairement de telles conclusions. La première explication de cette différence est que, la succession de recuits et de gravures réalisées sur la surface de l'échantillon pour la préparation du dépôt d' α -Sn (voir Sec.3.2) a modifié les propriétés de conduction de l'InSb et qu'un état hybride de surface apparaît de *type-p*. L'autre hypothèse est que, l'interface InSb-vide conduit à la naissance d'un potentiel électrostatique qui, avec le très fort couplage spin-orbite de l'InSb, fait apparaître un état Rashba de *type-p*. Il convient néanmoins de nuancer cette affirmation car aucun décalage de bandes en k n'est observé via les mesures ARPES comme dans le cas d'un système Rashba par exemple. Il est néanmoins nécessaire de nuancer cette supposition, la résolution nécessaire à cette mesure n'est potentiellement pas suffisante ici. L'une des explications les plus probables est la naissance d'un état hybride à l'interface (de *type-p*) résultant du traitement effectué sur l'InSb.

L'InSb doit donc être caractérisé par des mesures de transport électronique tout comme l' α -Sn afin de comprendre plus en détails les effets observés ci-dessus.

A cet effet, les échantillons mesurés ont subi un dépôt d'arsenic amorphe afin de protéger l'InSb de toute l'oxydation. Le dépôt d'As est réalisé via MBE. Il est important de notifier à cet effet, que la couche d'As amorphe est conservée pour les mesures de magnéto-

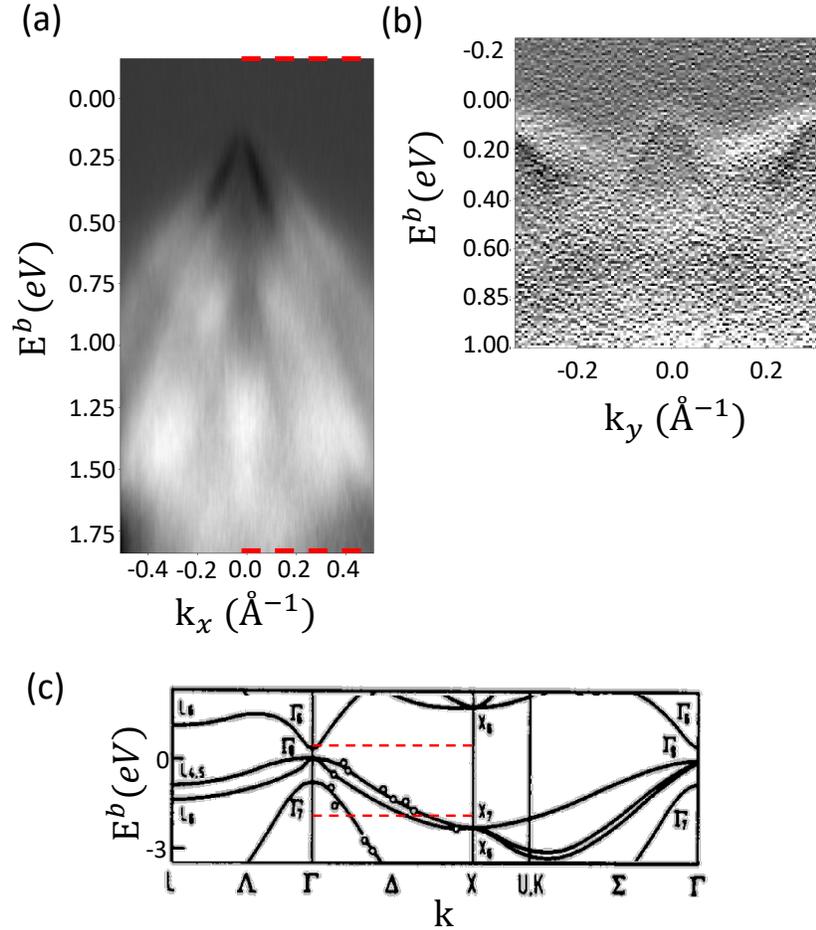


Figure 4.7: Mesure d'ARPES pour INSA₁₀₀. (a) Dérivée de l'intensité de la mesure $E - E_F$ en fonction de k_x pour $k_y = 0$. (b) Dérivée de la mesure $E - E_F$ en fonction de k_y pour $k_x = 0$. (c) Calcul de la structure de bande de l'InSb 3D extrait de la ref.[228], avec en pointillé rouge la zone concernée par (a).

transport discutées à présent.

4.2.3 Caractérisation de l'InSb par magnéto-transport

Les échantillons d'InSb de différentes épaisseurs (70nm, 100nm, 120nm) ont été lithographiés sous la forme de croix de Hall. Nous avons ensuite, tout comme pour l' α -Sn, étudié les propriétés magnétorésistives. Une première mesure de la résistance longitudinale de l'échantillon en fonction de la température est représentée sur la Fig. 4.8. À partir de cette mesure, nous observons une augmentation de la résistance en fonction de l'épaisseur selon :

- $R_{120nm}(\mu_0 H_z = 0) = 1413 \Omega / sq$

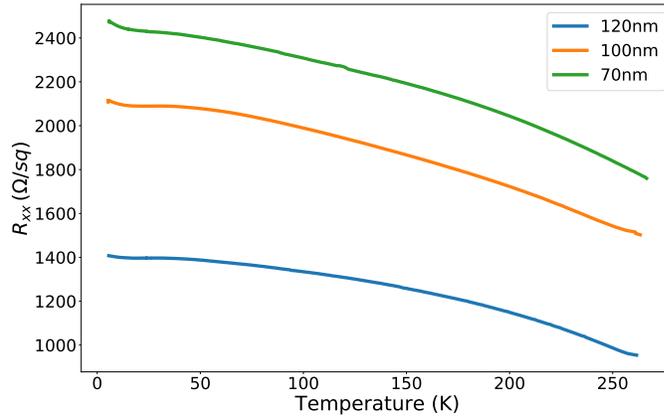


Figure 4.8: Mesure de la Résistance longitudinale R_{xx} en fonction de la température pour différentes épaisseur d'InSb pour $5.5K < T < 260K$

- $R_{100nm}(\mu_0 H_z = 0) = 2122\Omega/sq$
- $R_{70nm}(\mu_0 H_z = 0) = 2482\Omega/sq$

Dans le cas où l'InSb ne comporterait qu'un état de volume, les variations de résistance en fonction de l'épaisseur devraient diverger. L'augmentation relativement faible ici de la résistance en fonction de l'épaisseur peut laisser penser qu'un canal de conduction 2D supplémentaire est présent.

Nous allons désormais nous intéresser à la magnétorésistance hors du plan de l'échantillon. La magnétorésistance obtenue pour différentes épaisseurs est reportée sur la Fig. 4.9(a). Les courbes de MR nous indiquent une augmentation de la résistance avec $\mu_0 H_z$ hors du plan.

Les mesures d'effet Hall reportées sur la Fig. 4.9(b) nous indiquent une densité de porteurs quasi identique pour l'ensemble des échantillons soit :

- $n_{120nm}^{EH} = 1.39 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} = 1.16 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
- $n_{100nm}^{EH} = 1.51 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} = 1.51 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
- $n_{70nm}^{EH} = 1.29 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} = 1.83 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

De plus, ces mesures nous indiquent des porteurs de *type-n* en contradiction avec les mesures ARPES effectuées sur un échantillon de 100 nm d'épaisseur.

A partir des mesures R_{xx} nous observons des oscillations SdH. Le résultat du traitement numérique par dérivée est reporté sur la Fig. 4.9(c). L'indexation s'effectue de la même manière que précédemment, néanmoins, en utilisant la dérivée première du signal (afin

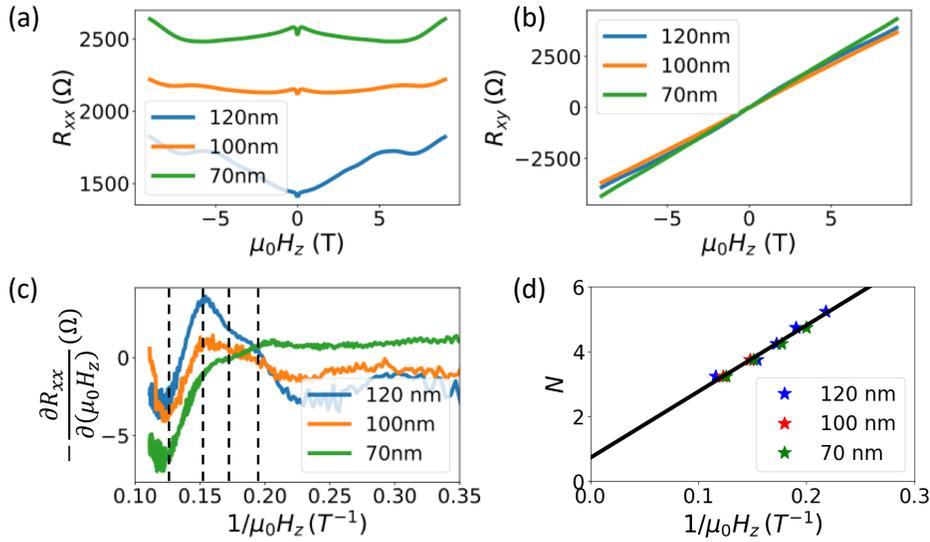


Figure 4.9: Mesures de magnéto-transport pour des échantillons INSA_{120} , INSA_{100} et INSA_{70} , à une température de 5K. (a) Résistance longitudinale R_{xx} et (b) résistance de Hall R_{xy} mesurée en fonction du champ magnétique $\mu_0 H_z$ appliqué perpendiculaire au plan. (c) Oscillations SdH mises en évidence par la dérivée première de la résistance longitudinale pour différentes épaisseurs d'InSb. (d) Niveaux de Landau considérés en fonction des pics d'oscillations SdH indexé par l'inverse du champ magnétique $1/\mu_0 H_z$ appliqué. La droite noire correspondant à une régression linéaire de l'ensemble de ces valeurs.

de faciliter l'observation des oscillations), il est nécessaire de décaler les niveau de Landau de 0.25 pour les maxima et minima. En effectuant un ajustement linéaire de ces valeurs il est possible de déduire la fréquence de ces oscillations ainsi que l'ordonnée à l'origine afin d'extraire la valeur de γ à différentes épaisseurs, en utilisant l'Eq. 3.21. À partir des résultats reportés sur la Fig. 4.9(d), nous pouvons extraire les valeurs suivantes :

- $F_{120nm} = 20.41 \text{ T}$ $\gamma_{120nm} = 0.7 \pm 0.2$
- $F_{100nm} = 20.4 \text{ T}$ $\gamma_{100nm} = 0.7 \pm 0.1$
- $F_{70nm} = 20.02 \text{ T}$ $\gamma_{70nm} = 0.7 \pm 0.1$

La valeur de l'ordonnée à l'origine $\gamma \simeq 0.5$ nous indique que les fermions résultant de ces oscillations SdH n'émanent pas d'états de Dirac [200]. Ils peuvent toutefois tirer leur origine d'un état Rashba à l'interface InSb|As amorphe.

En utilisant la relation d'Onsager et le théorème de Luttinger comme précédemment, on déduit le nombre de porteurs de ces oscillations, en supposant cette fois la dégénérescence respective de bande et de spin ($N_s = 2$ [231]). Nous mesurons à partir de l'effet Hall,

une densité de porteurs de *type-n* (chapitre 1 dans le cas du GaAs) et similaire à l'InSb (semi-conducteur à fort couplage spin-orbite). Il n'y a aucune dégénérescence de bande donc $N_v = 1$. On peut extraire donc une densité de porteurs voisine respectivement de :

- $n_{120nm}^{SDH} = 9.9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} = 8.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
- $n_{100nm}^{SDH} = 10 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} = 10 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
- $n_{70nm}^{SDH} = 9.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2} = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

Il convient à présent de discuter de la dépendance de ce nombre de porteurs en fonction de l'épaisseur d'InSb. Les oscillations SdH et l'effet Hall semblent converger vers une densité de porteurs surfacique semblables, nous démontrant que les propriétés de conduction proviennent principalement des porteurs responsables des oscillations SdH. À partir de l'Eq. 3.23 et en utilisant la densité de porteurs et la résistance tel que $R(\mu_0 H_z=0) = [n e \mu]^{-1}$, il est possible de déduire leur mobilité ainsi que son évolution en fonction de l'épaisseur nous donnant ici :

- $\mu_{120nm} = 3170 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$
- $\mu_{100nm} = 1950 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$
- $\mu_{70nm} = 1950 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$

La mobilité pour l'InSb 120 nm est ainsi trouvée très proche de celle déduite dans la conduction de *type-n* observée dans l'effet Hall pour l'échantillon $\text{Al}_2\text{O}_3|\alpha\text{-Sn}| \text{InSb}$. Il est néanmoins nécessaire de montrer ici que cette mobilité est relativement faible en comparaison des résultats de la littérature. Par exemple il a été déduit une mobilité pour l'InSb de *type-p* de $2.5 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ à une température de 77K [188] pour une densité de porteurs de $1.4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, et voisine de $5 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/(\text{Vs})$ à température ambiante pour une densité de porteurs de 10^{14} cm^{-3} . Il a toutefois été démontré qu'il était difficile d'expliquer les variations de mobilité en fonction de l'épaisseur d'InSb et qu'un facteur correctif était nécessaire [232].

Afin d'aller plus loin dans les analyses et déterminer les états électroniques contribuant aux oscillations SdH, nous faisons figurer sur la Fig. 4.10(a) la dépendance angulaire hors-plan de ces oscillations SdH. Nous remarquons que les minima et les maxima se retrouvent déphasés en fonction de l'angle α du champ magnétique extérieur, ce qui nous indique des oscillations SdH représentatives d'un état de dimension 2 pouvant s'expliquer par la présence supposée d'un état Rashba à l'une des deux interface (InSb|As(amorphe) ou InSb|GaAs) ou d'un 2DEG. Les résultats préliminaires obtenus à travers l'étude du signal ARPES, ne permettent pas de distinguer, ou non, la présence d'un tel état à l'interface du haut.

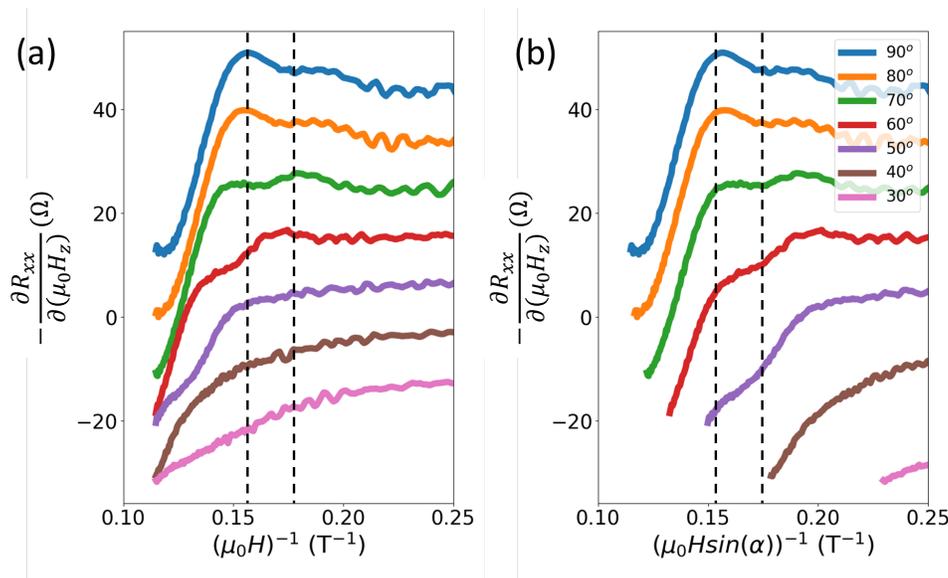


Figure 4.10: Oscillations SdH en fonction de l'angle α de l'inverse champ magnétique $\mu_0 H$ appliqué pour un échantillon d'INSA₁₂₀. (a) Mesures de ces oscillations (b) Normalisation des oscillations en fonction de l'inverse de la composante perpendiculaire du champ magnétique $\mu_0 H \sin(\alpha)$ appliqué.

4.2.4 InSb/(Co/Ni)₇

L'objectif de ces travaux étant de vérifier la possibilité d'utiliser des états de surface pour effectuer un renversement de l'aimantation à l'aide du courant de spin provenant du courant de charge, nous avons choisit de déposer sur l'InSb des multi-couches de (Co/Ni)_N étudiées dans ces travaux de thèse. L'objectif initial étant de vérifier la possibilité de faire croître ce système sur l'InSb tout en conservant l'aimantation perpendiculaire, mais aussi d'observer les effets de possibles de l'application d'un courant de charge dans un tel système. Ce dépôt à été effectué directement sur l'As amorphe, la croissance du (Co/Ni)_N se faisant possiblement plus facilement sur un substrat amorphe. Les conditions de croissances du (Co/Ni) sont similaires à celles évoquées dans le chapitre 2.

Nous avons ensuite lithographié l'échantillon sous la forme de croix de Hall de petite largeur, identiques à celles étudiées pour le Pt/(Co/Ni)_N. Le résultat d'une mesure de résistance transverse R_{xy} sur un échantillon InSb(70nm)|(Co/Ni)₇|Al est représenté sur la Fig. 4.11(a). Nous avons choisi de retirer une pente linéaire, représentative de l'effet Hall normal de l'InSb. On remarque à partir de cette mesure que l'aimantation du (Co/Ni)₇ déposé sur InSb semble perpendiculaire, le champ coercitif apparaissant clairement tel que $\pm H_c = \pm 0.1$ T et la valeur pour $\mu_0 H_z = 0$ T peut prendre deux valeurs de résistances associées à un état haut ou bas de l'aimantation. Ces résultats sont donc comparables à ceux discutés au chapitre 2.

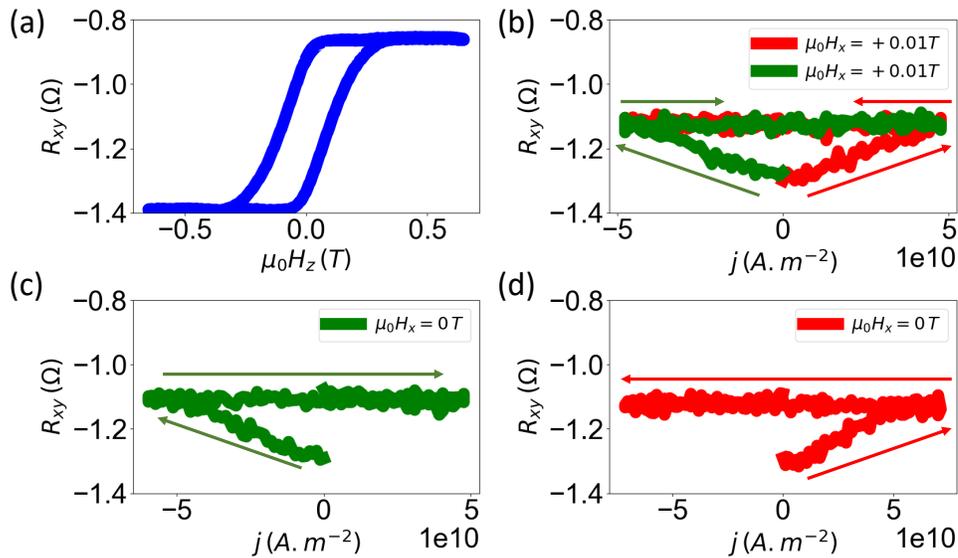


Figure 4.11: Résultats obtenus dans le cadre de mesures de tentative de renversement de l'aimantation de $(\text{Co/Ni})_7$ sur As|InSb|GaAs à $T = 300$ K. (a) Mesure R_{xy} obtenue, démontrant une aimantation pointant dans la direction perpendiculaire au plan. (b) Tentative de renversement de l'aimantation à l'aide d'un courant de charge par couple de transfert de spin pour une densité de courant positive (en rouge) et négative (en vert) dans le cas où le champ magnétique appliqué dans le plan $\mu_0 H_x = +0.01$ T. (c) et (d) Résultats identique à (b) lorsqu'aucun champ magnétique n'est appliqué dans le plan de l'échantillon.

L'étude préliminaire du renversement de l'aimantation par couple de transfert de spin est réalisé ici en suivant la même méthode que pour le $\text{Pt}/(\text{Co/Ni})_7$. La Fig. 4.11(b) nous indique les résultats obtenus lorsque l'aimantation est saturée, au préalable, dans l'état bas. La densité de courant appliquée à l'échantillon considère l'épaisseur d d'InSb de 70nm tel que $\mathbf{j} = \mathbf{I}/(w \cdot d)$ avec $w = 4 \mu\text{m}$ la largeur de la croix de Hall. Lorsque l'on utilise un champ dans le plan de l'échantillon (10 mT) pour faciliter le retournement de l'aimantation (voir chap. 2), nous n'observons qu'une annulation de l'effet Hall anormal mesuré dans la croix de Hall, et non un retournement complet de l'aimantation. Cette annulation peut être due à une aimantation planaire (ce qui n'est pas le cas ici) ou à la présence de domaines pointant vers le haut et vers le bas en quantité égale. La croix de Hall étant de $4 \mu\text{m}$ de large, les domaines sont donc sub-micrométriques.

Ces résultats nous indiquent également que les symétries liées à un éventuel renversement de l'aimantation par couple de transfert de spin (SOT) ne sont pas respectées. Lorsque le système est préparé dans un état bas avec un champ magnétique positif appliqué dans le plan et qu'un courant négatif est appliqué, un renversement partiel de l'aimantation à lieu. Ceci nous pousse à croire que le courant de spin potentiellement créé par le 2DEG

de l'InSb n'est pas à l'origine de ce renversement, et qu'un effet thermique en serait plutôt la cause [233, 234].

Des mesures additionnelles de ce renversement, effectuées pour un champ magnétique dans le plan $\mu_0 H_x = 0$ T nous indiquent que cet effet est toujours présent, ce qui tend à valider cette conclusion [Fig. 4.11(c) et (d)]. Néanmoins, pour comprendre plus en détail ces résultats, il serait nécessaire d'effectuer un dépôt de plusieurs couches de $(\text{Co/Ni})_N$ avec N s'échelonnant de 3 à 6 comme pour l'étude complète réalisée dans le chapitre 2. La possibilité de faire croître le (Co/Ni) sur l'As amorphe présente néanmoins un certain avantage conséquent pour de futures expériences et pour d'éventuelles applications, il est néanmoins difficile d'estimer la façon dont le courant de spin se propage à travers l'As amorphe. Ainsi des expériences supplémentaires sont nécessaires à la parfaite compréhension des phénomènes observés ici.

4.2.5 conclusions

Nous avons démontré dans cette partie la présence d'un 2DEG dans le système GaAs|InSb|As amorphe, à partir des oscillations SdH, ne semblant pas émaner d'un état topologique. Nous avons néanmoins été capable de montrer qu'il était possible de faire croître des bicouches de (Co/Ni) à aimantation perpendiculaire au plan, ce qui constitue des résultats encourageants pour de futures études.

Il apparaît évident que le semi-conducteur InSb, pourvu d'une forte mobilité, d'un couplage spin-orbite élevé et d'un 2DEG, ne semble pas le choix le plus judicieux pour effectuer des mesures de transport présentant des effets de même nature sur un matériau placé au-dessus. Une des solutions alternatives est d'utiliser le CdTe, un isolant de bande avec une bande interdite bien plus large, déjà employé dans des structures HgTe|CdTe. Ce matériau est disponible comme substrat et offre une différence de paramètre de maille de 0.14% avec la phase α de l'étain [235]. Différents groupes ont démontré qu'il était possible de faire croître de l' α -Sn sur CdTe [100] [235–237] (dans le cas de puits quantiques initialement utilisés pour des structures lasers).

4.3 Cas de l' α -Sn déposé sur substrat CdTe

Le tellure de cadmium (CdTe) est un isolant pourvu d'une bande interdite de 1.44eV à 300K [238]. Cette particularité en fait un excellent candidat pour des applications dans le photovoltaïque [239, 240]. Le paramètre de maille du CdTe [100] est de $a_{\text{CdTe}} = 6.48$ Å [241] très voisine du paramètre de maille de l'InSb sur lequel il peut être déposé de façon épitaxiale [242]. Il était donc assez naturelle d'essayer une croissance de la phase α de l'étain sur du CdTe [100].

Cette partie traite, des résultats obtenus pour des échantillons d' α -Sn|CdTe. Nous allons tout d'abord présenter les conditions de croissance avant de nous intéresser aux résultats des mesures ARPES ainsi qu'aux mesures de magnéto-transport.

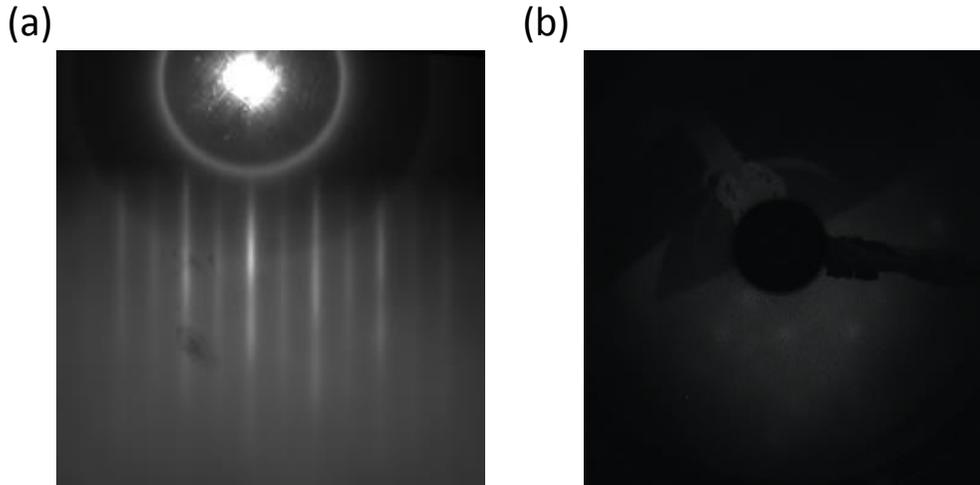


Figure 4.12: Mesure d'un échantillon d' α -Sn|CdTe. (a) Mesures Rheed, nous montrant une figure de diffraction reflétant une bonne qualité de la surface. (b) Mesures LEED nous permettant de visualiser l'espace réciproque du matériau. On remarque ici que le signal semble très bruité et peu nette nécessitant un recuit.

4.3.1 Croissance

Les conditions de croissance de l' α -Sn sur CdTe semblent relativement novatrices pour de faibles épaisseurs d'étain. Comme pour tout dépôt MBE, il s'agit tout d'abord de préparer la surface du substrat. Nous avons utilisé différents types de substrats à savoir un substrat de CdTe commercial, ainsi qu'un substrat sur lequel a été déposée une épaisseur supplémentaire de CdTe par MBE afin de mieux contrôler la terminaison du substrat.

De manière similaire au cas précédent, cette couche de CdTe subit différents recuits et de gravures douces avant l'observation d'une mesure RHEED et LEED représentative d'états de faible rugosité. Le dépôt d' α -Sn s'effectue ensuite directement, sans dépôt préalable d'une couche de Bi comme c'est le cas pour l'InSb. Comme attendu, le suivi des mesures RHEED et LEED nous montre que la croissance de l' α -Sn est réalisée dans de meilleures conditions lorsqu'une couche de CdTe est déposée au dessus du substrat de CdTe commercial. C'est pourquoi nous allons principalement nous intéresser aux effets observés dans le cas d'un substrat homoépitaxié de CdTe|CdTe.

La procédure de dépôt de l' α -Sn|CdTe(|CdTe) par MBE est la suivante :

- Succession de recuits à 773 K et de gravure à l'ion Ar jusqu'à l'observation d'une surface parfaitement reconstruite (à l'aide des mesures RHEED et LEED).
- Dépôt de l'étain à l'épaisseur voulue, suivi à l'aide des oscillations RHEED afin de connaître le nombre de mono-couches et observation au LEED.

- Recuit à 367 K pendant 45 minutes jusqu'à observer l'apparition au LEED et RHEED d'une surface propre.

La Fig. 4.12 nous montre le résultat des mesures RHEED et LEED pour un échantillon d' α -Sn|CdTe commercial. La difficulté à obtenir une mesure LEED propre, provient du substrat isolant, rendant cette opération difficile. Cet effet peut provenir d'un dépôt non épitaxial d'atomes de Sn, probablement sur quelques ML. Cette "rugosité" jouera donc un rôle important dans les mesures ARPES présentées ci-dessous. Cette mesure résulte du processus de collisions des photons avec les électrons situés sur la structure de bande du matériau. Dans ce cas, le libre parcours moyen sera grandement affecté par la structure cristallographique du matériau et va donc nettement réduire le signal.

4.3.2 Mesure ARPES

Nous avons ensuite effectué des mesures ARPES sur différents échantillons d' α -Sn déposé sur CdTe dans des conditions parfaitement similaires aux cas présentés précédemment. Le résultat d'une mesure pour une épaisseur de 48ML d' α -Sn est reportés sur la Fig. 4.13(a). Comme les mesures LEED le laissent supposer, nous remarquons que le signal est très peu intense. Il est possible, dès lors, d'effectuer une dérivée de l'intensité en fonction de l'énergie, pour une valeur de k_x donnée [229, 230] de la même manière que dans le cas de l'InSb. Cette analyse par dérivée est reportée sur la Fig. 4.13(b). Ainsi le cône de Dirac semble plus intense et le niveau de Fermi, initialement calculé sous le point de Dirac, semble maintenant très proche de ce dernier où la partie noire visible s'estompe grandement. Cette dernière nous permet de suivre la dispersion linéaire en énergie des états observés fixés par le contour des droites noires.

En utilisant la méthode d'extraction du niveau de Fermi précédente et grâce à l'Eq. 3.20, nous remarquons que le niveau de Fermi se positionne toujours sous le point de Dirac pour les différentes épaisseurs. Une telle différence par rapport aux mesures précédentes nous informe que le substrat et les conditions de croissance de l' α -Sn ont une influence significative sur la position du niveau de Fermi. Notons qu'en contact direct avec l'interface une courbure de bande est naturellement attendue. Cependant il est curieux de constater que l'interface avec le vide change substantiellement, à plusieurs nm de distance de l'interface du bas et indépendamment de cette distance. Un dopage chimique (p. ex. diffusion de Te dans Sn) est une possibilité à envisager. Nous avons également réalisé, pendant ce même *run*, des échantillons d' α -Sn sur InSb nous permettant de vérifier nos précédents résultats. Ceci nous permet d'affirmer que le CdTe est bien la cause de cette modification, et qu'il ne peut provenir d'une éventuelle pollution d'un élément dans la chambre de dépôt ou de la qualité de la cellule d'étain. L'ensemble de ces mesures est reporté sur la Fig. 4.13(c). La rugosité des couches d' α -Sn déposée sur CdTe, aussi mesurée par AFM, pourrait jouer un rôle dans la position du niveau de Fermi. En tous cas, elle rend les mesures ARPES plus difficiles à analyser.

À l'aide des mesures XPS, reportées sur la Fig. 4.14(b) pour l' α -Sn et (a) pour l'Al et l' AlO_x , nous sommes toujours capables de montrer que l'Al protège efficacement de

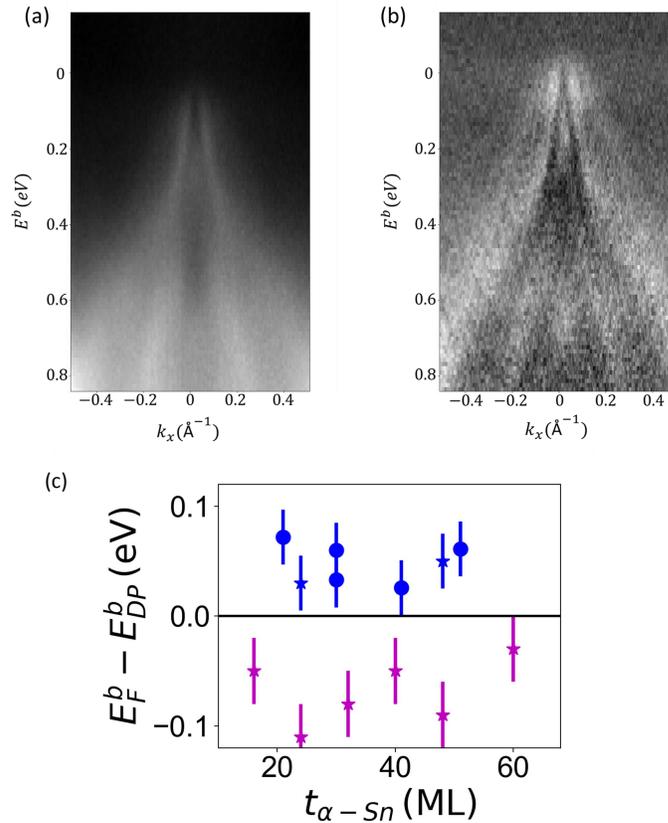


Figure 4.13: Mesure ARPES d'un échantillon d' α -Sn déposé sur CdTe.(a) Mesure ARPES en fonction de E^b et k_x .(b) Dérivée de la mesure ARPES effectuée, nous permettant une meilleure visualisation du cône de Dirac. La partie noire représente les états occupés. (c) Représentation de la différence entre le niveau de Fermi E_F^b et la position du point de Dirac E_{DP}^b en fonction de l'épaisseur d' α -Sn. Les ronds bleu représente les résultats précédents lors de l'utilisation d'un substrat d'InSb de 120nm. Les croix bleues représentent les résultats lors de l'utilisation d'un substrat d'InSb d'épaisseur 100nm. Les croix violettes représentent les résultats obtenus pour un dépôt d' α -Sn sur un substrat CdTe|CdTe. On remarque ainsi que la position du niveau de Fermi se situe toujours sous le point de Dirac.

l'oxydation notre surface d'Sn. Nous présentons désormais les mesures de transport réalisées sur ces échantillons.

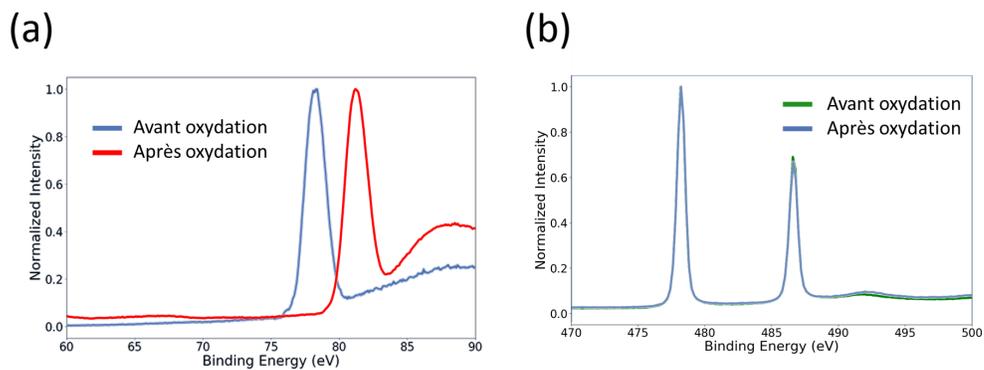


Figure 4.14: Mesures XPS pour un échantillon d' $\text{Al}|\alpha\text{-Sn}|\text{CdTe}|\text{CdTe}$ et $\text{AlO}_x|\alpha\text{-Sn}|\text{CdTe}|\text{CdTe}$. (a) Mesure des pics d'aluminium 2p. On remarque, comme précédemment, un décalage du pic lors de l'oxydation de la monocouche d'Al. (b) Avant et après oxydation, le pic du Sn 3d (5/2 et 3/2) n'est pas modifié, signifiant donc qu'aucune oxydation n'est détectable.

4.3.3 Mesures de transport

Les mesures de transport ont été réalisées en deux étapes distinctes. Les substrats de CdTe étant relativement fragiles, il convenait de prendre toutes les précautions nécessaires pour y effectuer les étapes de lithographie. Nous avons choisi de lithographier un échantillon sous la forme d'une croix de Hall et de mesurer ses propriétés de conduction via des mesures en 4 points. La prise de contact a également été difficile. Ainsi un dépôt de Ti/Au faisant office d'électrode ne pouvait s'accrocher facilement au matériau. Nous avons donc fait le choix d'utiliser des gouttes de laque d'argent sur les bords de nos échantillons ou des croix de Hall.

Lors de la descente en température, sur l'ensemble des échantillons testés il était fréquent de perdre un des contacts de mesure. Ainsi les résultats n'ont été obtenus que sur un seul et unique échantillon : $\text{Al}_2\text{O}_3|\alpha\text{-Sn}(24 \text{ ML})|\text{CdTe}|\text{CdTe}$ (assigné à l'abréviation SCDTE). Ces résultats, obtenus à une température $T = 5.5\text{K}$ sont reportés sur la Fig. 4.15. Ces mesures semblent différentes des précédents résultats obtenus sur un substrat d' $\text{InSb}|\text{GaAs}$. On remarque une magnéto-résistance beaucoup plus faible en géométrie hors du plan. Aucune oscillation SdH n'est observée. Enfin, la mesure de la résistance transverse R_{xy} donne une conduction associée à des porteurs de *type-p*, résultat attendu dans le cas de l' $\alpha\text{-Sn}$ encapsulé Al, avec une densité de porteurs $n = -6.34 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Cette densité de porteurs de *type-p* correspond à celle précédemment déduite pour la bande de volume de l' $\alpha\text{-Sn}$ déposé sur InSb dans le cas d'un modèle à 3 bandes ($n_{\text{Bulk},\alpha\text{-Sn}} = -5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$). Néanmoins, aucune signature de la présence d'état topologique n'a pu être mise en évidence par le biais de mesures de magnéto-transport.

L'ensemble des résultats obtenus pour l' $\alpha\text{-Sn}$ déposé sur CdTe ne nous permet pas de conclure simplement. Les mesures ARPES nous ont indiqué que des états topologiques semblaient apparaître. Cependant, aucun résultat de mesure de transport ne nous permet de conclure sur la nature topologique de ce matériau. Par contre, l'absence d'états de *type-n* dans les mesures d'effet Hall, attribués aux substrats dans le cas des croissances sur InSb, confirment l'intérêt d'utiliser des substrats de CdTe pour le magnéto-transport. Cependant, afin de poursuivre cette étude, il est nécessaire d'améliorer la technique de dépôt de Sn sur CdTe. Ces travaux sont en cours.

4.4 Conclusions

La mesure d'une signature de la présence d'états topologiques est au cœur de ces travaux de thèse. Dans ce chapitre, nous avons utilisé différentes techniques de caractérisations pour comprendre plus en détail les propriétés électroniques de l' $\alpha\text{-Sn}|\text{InSb}|\text{GaAs}$ provenant de la chambre MBE de SPINTEC ainsi que notre substrat d'InSb. Nous avons observés que les propriétés de conduction étaient différentes dans le cas où l' $\alpha\text{-Sn}$ déposé provenait de la chambre MBE du synchrotron Soleil. L'explication la plus probable provenant d'un éventuel dopage chimique provenant d'une pollution de l'une des chambre MBE. Cet effet peut être à l'origine de l'apparition de "défauts" dans le matériau, pouvant modifier les effets de conduction.

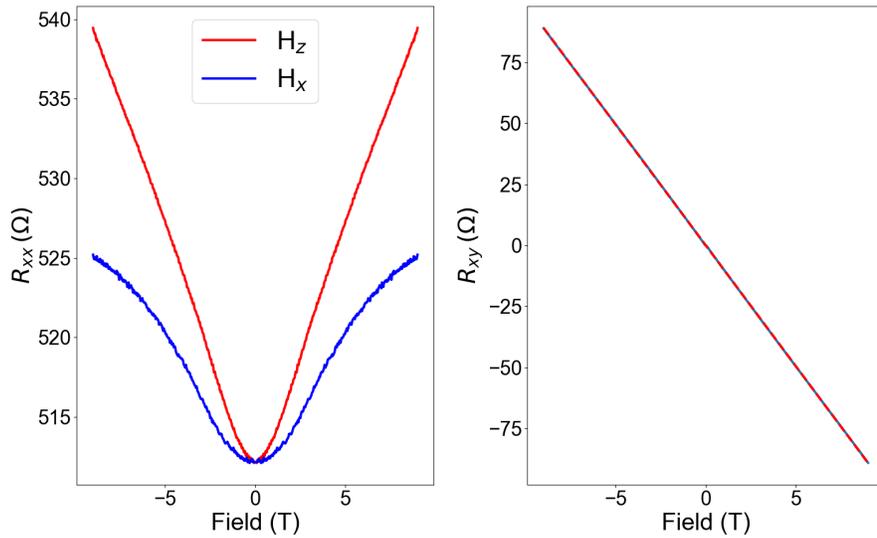


Figure 4.15: Mesure pour SCDTE de la résistance longitudinale R_{xx} et transverse R_{xy} en fonction du champ magnétique $\mu_0 H_z$ appliqué à une température de $T = 5K$.

A partir des résultats de l' α -Sn déposé sur un substrat d'InSb|GaAs, nous avons mis en évidence une signature de conduction de ce type. L'étude approfondie de l'InSb nous indique qu'aucun état de surface n'est visible par les mesures ARPES mais qu'il existe néanmoins un état bi-dimensionnel lorsque l'InSb est couvert d'As amorphe. Pour comprendre l'apparition de cet état il serait nécessaire d'effectuer des études de pompage de spin par exemple, ou des calculs *ab-initio* plus approfondis. Il convient néanmoins de préciser que les effets observés sur l'InSb|GaAs ne correspondent pas aux effets mesurés lorsque l' α -Sn est déposé dessus : La valeur de la fréquence des oscillations SdH est différente tout comme la constante γ déduite de ces oscillations. Les mesures d'effet Hall sont également différentes avec, dans un cas, la présence nette d'un état de conduction de *type-p* et dans l'autre une pente plus prononcée, révélant très probablement un canal de conduction supplémentaire. Néanmoins le résultats de ces mesures nous a motivé à effectuer des recherches supplémentaires afin de trouver un substrat isolant permettant de faire croître dans de bonnes conditions la phase α de l'étain.

Nous avons été capable de déposer sur un substrat de CdTe, de l'étain dans sa phase α et d'observer ce qui semble être un état de surface topologique. Néanmoins aucune signature particulière n'a été observée lorsqu'un fort champ magnétique est appliqué perpendiculaire au plan de la croix de Hall. L'explication la plus probable provenant des défauts de croissance de l' α -Sn sur CdTe. Il conviendrait d'effectuer des échantillons supplémentaires pour améliorer la qualité de la surface de l'échantillon afin d'améliorer le signal ARPES ainsi que de favoriser les mesures de magnéto-transport. La maîtrise de la croissance de l' α -Sn sur CdTe est certainement une étape critique importante pour tester les propriétés de conversion du courant de charge en courant de spin par magnéto-transport.

Afin de dissiper toute incertitude quant aux mesures, le dépôt d' α -Sn sur CdTe représente certainement une option intéressante pour l'étude de cet isolant topologique et devrait permettre de profiter pleinement de l'ensemble des propriétés topologiques de ce matériau, une fois que la croissance de α -Sn sera mieux maîtrisée sur CdTe.

Chapter 5

Magnétorésistance bi-linéaire

Ce chapitre expose une possibilité nouvelle et émergente de détection d'états pourvus d'un contour de Fermi sur lequel la structure de spin électronique participant au transport est verrouillée au moment par le couplage spin-orbite fort, typiquement dans des systèmes Rashba et d'isolants topologiques. Il s'agit de mesures de magnétorésistance avec un champ magnétique appliqué dans le plan de l'échantillon, faisant apparaître des termes quadratiques et unidirectionnel en fonction de l'angle du champ par rapport au courant appliqué. Nous présenterons un bref état de l'art de ces nouveaux effets apparus pour partie au cours de ce travail de thèse puis nous discuterons les résultats obtenus dans le cas de α -Sn et de l'InSb.

5.1 Introduction - état de l'art

L'une des difficultés principales des isolants topologiques ou des états Rashba, est de mettre en avant leur texture de spin particulière. L'un des outils à notre disposition pour sonder cette dernière est d'utiliser un champ magnétique extérieur. Lorsqu'un champ magnétique $\mu_0 H$ est appliqué au système, l'hamiltonien d'un état topologique devient [243, 244] :

$$H_{TI} = \hbar v_F (\mathbf{k} \wedge \boldsymbol{\sigma}) \cdot \mathbf{z} + g\mu_B \mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (5.1)$$

avec g le facteur de Landé et $\mathbf{B} = (B_x, B_y, B_z)$ le champ magnétique dans le système. Lorsque la direction du champ magnétique est appliquée hors du plan de l'échantillon (x, y) , tel que $\mathbf{B} = (0, 0, B_z)$, les états propres associés à cet hamiltonien s'écrivent :

$$\epsilon = \pm \sqrt{(\hbar v_F k)^2 + (g\mu_B B_z)^2} \quad (5.2)$$

en supposant que le champ magnétique B_z est suffisamment élevé pour que :

$$g\mu_B B_z > \hbar v_F k \quad (5.3)$$

il est possible d'écrire l'énergie sous la forme :

$$\epsilon = \pm g\mu_B B_z \pm \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (5.4)$$

avec $m^* = \frac{g\mu_b B_z}{v_F^2}$. Ce terme supplémentaire induit l'ouverture d'une bande d'énergie interdite de largeur $g\mu_B B_z$ et, par conséquent, entraîne la disparition du point de Dirac pour une valeur de champ magnétique suffisamment élevée B_{TI} . A partir de l'Eq. 5.3 il est possible de définir B_{TI} tel que :

$$B_{TI} = \frac{\hbar v_F}{g\mu_B} k_f \quad (5.5)$$

Ce champ magnétique dépend du facteur de Landé g ainsi que des propriétés intrinsèques du matériau (v_F et k_f). L'ouverture d'une bande d'énergie devant apparaître directement dans les mesures de transport par une brusque augmentation de la résistance, ceci démontrerait facilement que nous sommes en présence d'un état topologique. Ainsi, dans le cas classique où $g = 2$ et pour les paramètres $v_F = 5 \cdot 10^5$ m/s et $k_F = 0.18$ nm⁻¹ provenant des résultats obtenus dans le cas de l' α -Sn au chapitre 3, on trouve $B_{TI} > 511$ T. Cette valeur de champ magnétique élevée ne permet pas de mesurer simplement la présence (ou non) d'un état topologique ou Rashba. De même, la nécessité de connaître le facteur de Landé g du matériau considéré rend les prédictions difficiles. Dans le cas où le champ ($\mathbf{B} = (B_x, B_y, 0)$) est appliqué dans le plan de l'échantillon, l'énergie prend la forme :

$$\epsilon = \pm \sqrt{(\hbar v_F k_x + g\mu_B B_x)^2 + (\hbar v_F k_y + g\mu_B B_y)^2} \quad (5.6)$$

Ce qui ne correspond qu'à un déplacement du contour de Fermi (et plus largement de la dispersion linéaire) dans le plan l'espace réciproque (k_x, k_y), laissant donc le cône de Dirac théoriquement inchangé.

Néanmoins est apparu récemment dans la littérature, l'observation de MR particulière lorsqu'un champ magnétique est appliqué dans le plan d'un matériau isolant topologique tel que le BiSbTe [245] et plus récemment, l'observation d'effets identiques dans le Bi₂Se₃ [246] ou le SrTiO₃ [247]. Ces effets apparaissent lorsqu'un champ magnétique est appliqué dans le plan de l'échantillon suivant une certaine direction. Le principe de ces mesures consiste donc en une rotation d'un champ magnétique dans le plan suivant un angle θ tout en mesurant la résistance longitudinale R_{xx} . On observe alors une magnéto-résistance de type AMR, présentant des variations en $\cos^2(\theta)$. De cette mesure, il est également possible de déduire des variations en $\cos(\theta)$ appelées magnéto-résistance unidirectionnelle où UMR.

L'évolution des effets d'UMR suivent linéairement la valeur du courant et du champ magnétique appliqué au système. On donne donc également à cette MR, l'appellation bi-linéaire. Différentes explications ont été proposées pour être à l'origine de ces effets tel que la structure cristallographique hexagonale des systèmes étudiés [246, 248]. Dans ces travaux, un terme en \mathbf{k}^3 apparaît dans les états propres de l'hamiltonien, ce terme étant sensible à la direction du champ magnétique dans le plan, leur conclusion est que ces effets sont à l'origine d'une telle mesure.

De manière plus générale, Tokura et Nagaosa [249] ont discuté des possibilités d'obtenir ce type d'effets en particulier dans le cas d'une réponse non linéaire du système. Des effets provenant du champ magnétique appliqué dans le plan directement sur le contour

de Fermi et de sa texture de spin particulière seraient donc responsable de l'UMR. Ce type d'effet a notamment été observé dans des structures à base de Bi torsadé [250]. Dans leurs travaux, Nagaosa et Tokura discutent également des effets d'un champ magnétique sur l'orientation du spin le long du contour de Fermi dans le cas d'un isolant topologique. Suivant la direction de ce champ magnétique appliqué dans le plan, une modulation des effets de rétro-diffusion due au spin apparaît.

Pour finir on peut signaler que Roschewsky *et al.* [251] ont attiré l'attention sur la possibilité d'une origine thermique pour la partie bi-linéaire, attribuée à l'effet Nernst pouvant naître lorsqu'une différence de température significative est observée entre les prises de contact sur l'échantillon.

Nous allons à présent discuter des effets observés dans le cas de cette thèse pour l' α -Sn et l'InSb. Nous présenterons et appliquerons dans ce cas le modèle relativement simple développé pour prendre en compte ces effets, que nous avons développé en partenariat avec l'équipe de SPINTEC dans le cas d'état Rashba dans le système Ge [252].

5.2 Mesures magnéto-résistives

5.2.1 Cas de l' α -Sn|InSb|GaAs

Les mesures ont été effectuées sur les échantillons d' α -Sn|InSb|GaAs provenant du synchrotron Soleil (CASS) et étudié dans le chapitre 3. La largeur typique w des croix de Hall est de $200\mu m$. La tension mesurée U correspond à la tension longitudinale, acquise en mesures 4 points, le courant injecté I peut être relié à la densité de courant $\mathbf{j} = \frac{I}{w}$ est associé à un signe positif dans la direction \mathbf{x} et négatif selon $-\mathbf{x}$. La résistance mesurée R_{\pm} est donc écrite sous la forme $R_{\pm} = \frac{U}{\pm I}$. Ces mesures sont effectuées pour un champ magnétique $\mu_0 \mathbf{H}$ appliqué dans le plan (x, y) tel que $\mathbf{H} = (H_x, H_y, 0)$. L'angle θ a été choisi tel que $\mu_0 \mathbf{H}(\theta = 0) \perp \mathbf{j}$ et $\mu_0 \mathbf{H}(\theta = \pi/2) \parallel \mathbf{j}$. Pour ces mesures, l'échantillon a été refroidi à une température $T = 12$ K. Le principe de mesure est reporté sur la Fig. 5.1(a).

Le résultat obtenu de $R - R_{\theta=0}$ (normalisé par rapport à la résistance à $\theta = 0$), pour une rotation du champ dans le plan de 360 degrés, pour \mathbf{j} et $-\mathbf{j}$ est représenté en Fig. 5.1(b) dans le cas où $|\mathbf{j}| = 10 \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$. Cette figure nous montre des variations de type AMR ou quadratiques, discutés dans la section précédente mais également une différence pour une direction opposée de la densité de courant. Cet écart est maximal lorsque $\theta = 180$ degrés, soit lorsque le champ magnétique $\mu_0 \mathbf{H}$ se trouve perpendiculaire à \mathbf{j} . À partir de ces mesures, il est possible de s'intéresser aux variations de type AMR en moyennant ces deux courbes selon :

$$\Delta_+ R = \frac{R(\mathbf{j}^+) + R(\mathbf{j}^-)}{2} \quad (5.7)$$

La magnétorésistance unidirectionnelle peut quant à elle être extraite à l'aide de :

$$\Delta_- R = \frac{R(\mathbf{j}^+) - R(\mathbf{j}^-)}{2} \quad (5.8)$$

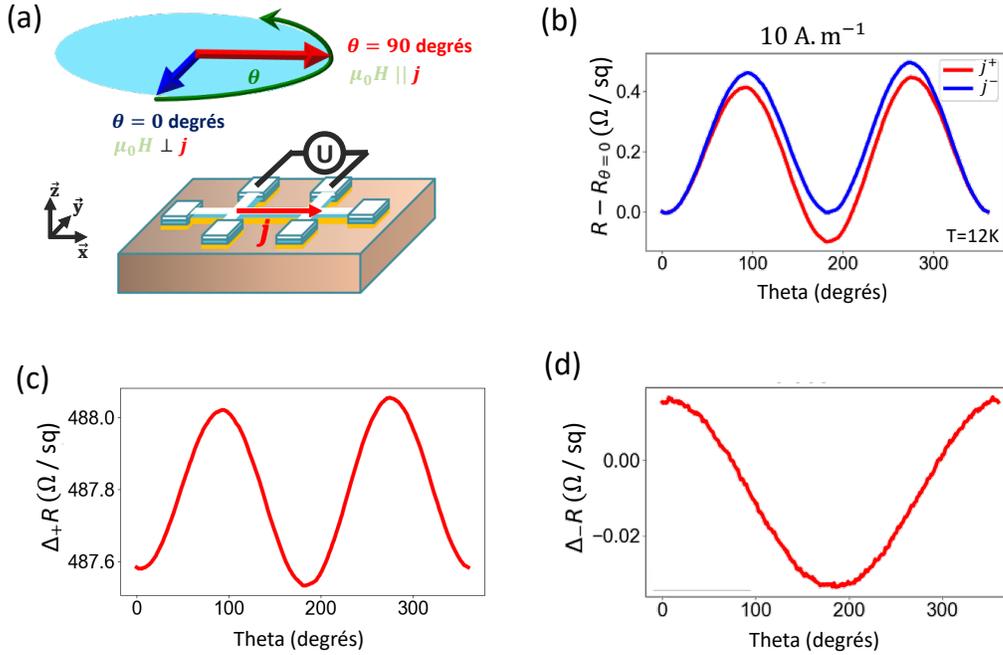


Figure 5.1: (a) Représentation schématique du principe de mesure de la tension U en fonction de la densité de courant \mathbf{j} en fonction de l'angle du champ magnétique $\mu_0 \mathbf{H}$ appliqué dans le plan (x, y) de l'échantillon. Ici $\theta = 0$ degrés correspond à $\mu_0 \mathbf{H} \perp \mathbf{j}$ et $\theta = 90$ degrés correspond à $\mu_0 \mathbf{H} \parallel \mathbf{j}$. (b) Mesure sur CASS de la résistance $R = R_{\pm}$ obtenue dans le plan de l'échantillon, normalisée à partir de sa valeur pour $\mu_0 \mathbf{H} = 0$. On remarque une différence pour ces résistances pour j^+ et j^- , maximale pour $\theta = 180$ degrés. (c) Résultat obtenu pour $\Delta_+ R$, résistance quadratique et (d) résultat obtenu pour $\Delta_- R$, résistance unidirectionnelle.

Ces variations quadratiques et unidirectionnelles sont données sur la Fig 5.1(c) et (d). L'amplitude de l'effet unidirectionnel peut finalement être déduite par :

$$A_{uni} = \Delta_- R(\theta = 0) - \Delta_- R(\theta = \pi) \quad (5.9)$$

En utilisant l'Eq. 5.9 et pour différentes valeurs de champ magnétique et de densités de courant, on obtient les résultats reportés sur la Fig. 5.2.

Cette figure nous indique des variations linéaires de A_{uni} en fonction de la norme du champ magnétique $\mu_0 \mathbf{H}$ appliqué dans le plan ainsi que de la densité de courant $|\mathbf{j}| = j$ dans l'échantillon. Avant de discuter de l'origine de ces effets, il est néanmoins nécessaire de s'interroger sur les effets du substrat d'InSb. Ce dernier participant au magnéto-transport, il n'est, *a priori*, pas impossible que l'InSb seul présente des propriétés identiques.

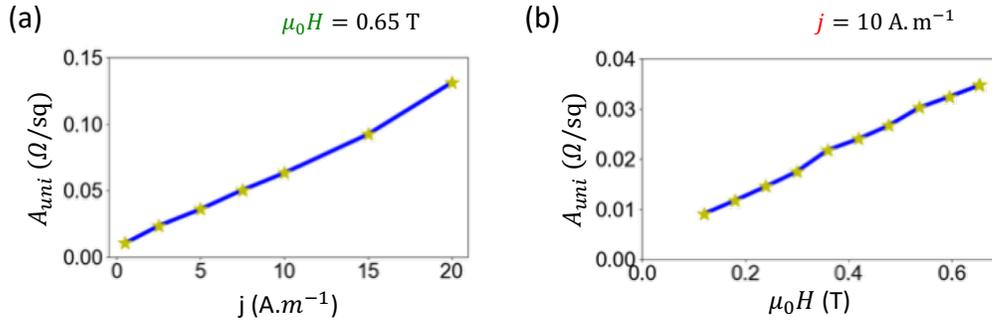


Figure 5.2: Résultats obtenus sur CASS pour les variations de A_{uni} en fonction (a) de la densité de courant j et (b) de la valeur du champ magnétique $\mu_0 \mathbf{H}$ dans le plan.

5.2.2 Cas de l'InSb

Nous avons réitéré ce type d'expériences avec les échantillons d'As|InSb(120nm)|GaAs (INSA₁20). D'une part, ces mesures peuvent nous permettre de comprendre les observations pour l' α -Sn mais également de comprendre la nature du 2DEG observé par les mesures de magnéto-transport (chapitre 4) et plus particulièrement s'il est texturé en spin ou non. Les conditions de mesures sont identiques au cas précédent, la largeur de la croix de Hall est maintenant de $w = 150 \mu\text{m}$.

Le résultat est directement mis sous la formule unidirectionnelle en utilisant l'Eq. 5.8 et représenté sur la Fig. 5.3(a) pour différentes valeurs de densité de courant j et sur la Fig. 5.3(b) pour différentes valeurs de champ magnétique dans le plan $\mu_0 H$. Il est également à noter l'apparition d'un effet de type AMR, tout comme dans le cas précédent de l' α -Sn.

Nous remarquons également des variations linéaires comme représentées sur la Fig. 5.3(c) et (d) en fonction de j et de $\mu_0 H$. Ces variations sont néanmoins différentes au cas de l' α -Sn. En effet, le signe de A_{uni} est modifié et les variations observées apparaissent plus élevées. Ces résultats sont voisins de ceux observés pour le gaz Rashba du Ge(111) [252]. La dépendance linéaire de A_{uni} en j et en $\mu_0 H$ tend à démontrer la présence d'un gaz 2D pourvu d'une texture de spin, similaire au Ge(111), c'est à dire d'un gaz Rashba.

À partir de ces résultats, il est à noter que la différence de signe observée entre l' α -Sn et l'InSb (pour des conditions expérimentales identiques) nous porte à croire que le résultat des mesures effectuées dans le cas de l' α -Sn ne proviennent pas seulement de l'InSb. Il est donc possible de supposer que l'état Rashba de l'InSb disparaît lorsque l' α -Sn est déposé sur sa surface supérieure. Il est également possible de supposer que ce gaz n'apparaît que lorsqu'un dépôt d'As amorphe est présent. Pour différencier les effets provenant du buffer d'InSb dans le cas de l' α -Sn, il est nécessaire de se passer de ce dernier, et donc, d'étudier le cas de l' α -Sn déposé sur CdTe.

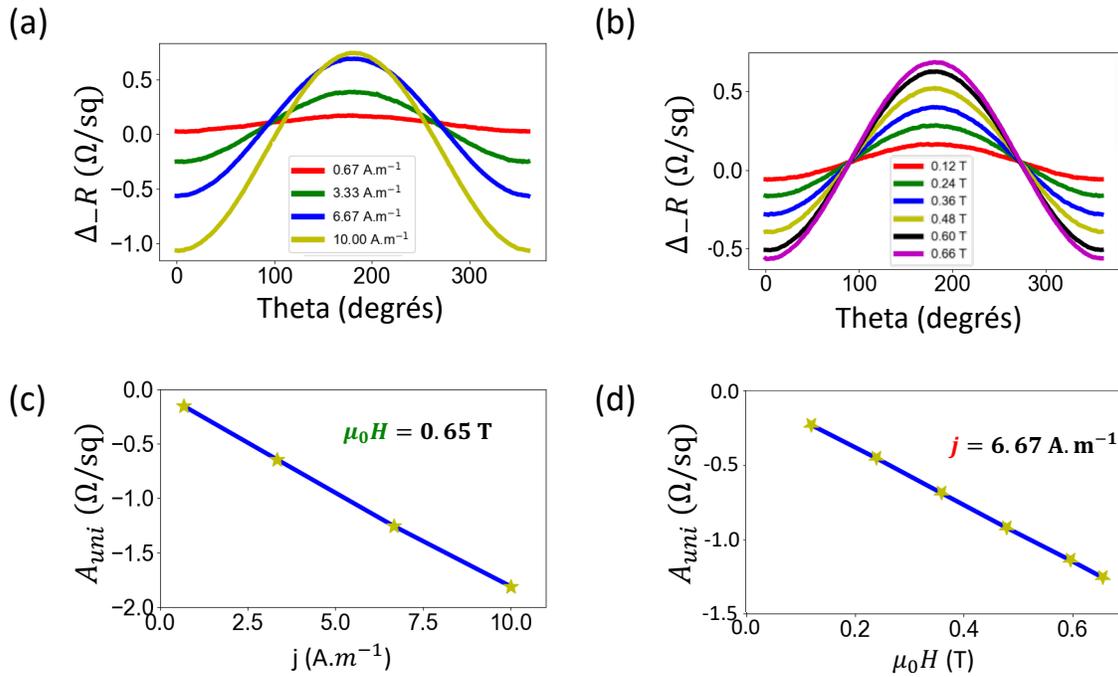


Figure 5.3: Variations de la partie unidirectionnelle de la résistance de INSA_{120} en fonction de l'angle θ du champ magnétique $\mu_0 \mathbf{H}$ dans le plan pour (a) différentes valeurs de densité de courant j et (b) de la valeur du champ magnétique $\mu_0 \mathbf{H}$. (c) et (d) représentant l'évolution de A_{uni} pour différentes valeurs de j et de $\mu_0 \mathbf{H}$.

5.2.3 Cas de l' α -Sn sur substrat CdTe

Nous faisons ici l'étude sur l'échantillon SCDTE, précédemment étudié par mesures ARPES. La présence d'états topologiques étant encore sujet à discussion, ce type de mesures peut nous apporter des réponses puisque la contribution du substrat est complètement négligeable et seul α -Sn est mesuré. Nous avons choisi une croix de Hall de largeur $w = 200 \mu\text{m}$.

Les mesures préliminaires n'indiquent aucune variation quadratique [Fig. 5.4(a)]. En s'intéressant à présent à la partie unidirectionnelle de la mesure, nous observons une variation significative en fonction de l'angle θ du champ magnétique $\mu_0 H$ appliquée. Ces variations évoluent en fonction de la densité de courant appliqué, comme représenté sur la Fig. 5.4(b), mais sont trop bruitées pour être pour pouvoir correctement évaluer la dépendance en champ et courant. La différence entre deux mesures effectuées pour un courant de $100 \mu\text{A}$ démontrent clairement que l'incertitude est forte. Ce problème survient de la difficulté de la prise de contacts sur l'échantillon. En effet, comme nous l'avons abordé dans le chapitre précédent, il est difficile d'obtenir des contacts de bonne qualité sur l' α -Sn déposé sur CdTe et le bruit associé à ces contacts se révèle extrêmement important dans ces conditions. Les variations observées tendent néanmoins

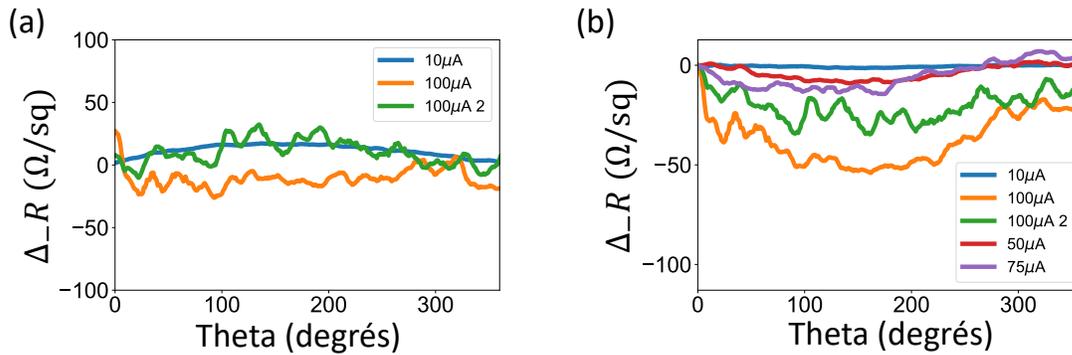


Figure 5.4: Résultats de la mesure obtenue pour SCDTE. (a) Partie quadratique du signal, en fonction de l'angle θ du champ magnétique $\mu_0 H$ appliqué dans le plan de l'échantillon, pour différentes valeurs de courant et (b) variations de la partie unidirectionnelle en fonction de θ pour différents I .

à corroborer les résultats précédents. De même, le signe de ces variations est identique au cas de l' α -Sn sur InSb.

Il est donc difficile de conclure quant à la nature de l' α -Sn déposé sur substrat CdTe. Les mesures de magnétorésistances étant trop bruitées pour être significatives. Néanmoins, les résultats préliminaires semblent nous montrer que l' α -Sn présente des propriétés de conduction d'un système possédant une texture de spin et donc un état topologique. Il est cependant prématuré d'établir une conclusion définitive. De plus il n'est pas possible à ce stade d'éliminer un effet bi-linéaire résultant d'un effet de température (Effet Nernst). Une étude systématique devra être menée et nécessite comme nous l'avons déjà mentionné un travail préalable de croissance et caractérisation de α -Sn sur CdTe.

5.3 Discussion

Afin de commencer la discussion concernant nos résultats, il est nécessaire de préciser que, même s'ils ne sont pas entièrement compris, nos mesures prouvent qu'une magnétorésistance bi-linéaire peut être obtenue même dans une structure de symétrie 4 (non hexagonale). L'extension en \vec{k}^3 de l'hamiltonien Rashba/TI n'est donc pas une condition nécessaire. De la même manière dans le cas du Ge, une mesure des effets bi-linéaires dans plusieurs directions de l'espace réel n'ont donné aucun changement significatif.

L'origine thermique peut également être discutée en considérant l'effet Nernst. Ce dernier contribue à la mesure de résistance comme $\Delta R^{Nernst} = Z \Delta R$ [253] avec Z le rapport de forme, rapport entre la longueur et la largeur de la croix de Hall. Dans le cas de l'étude sur le Ge par exemple, $Z = 4$. Pour négliger cet effet, il est possible d'étudier les variations de $\Delta R_{UMR} = \Delta R - Z \Delta R$ pour différents rapports de forme Z . Dans le cas du Ge, cette étude montre qu'à la température de mesure $T = 15$ K cet effet est

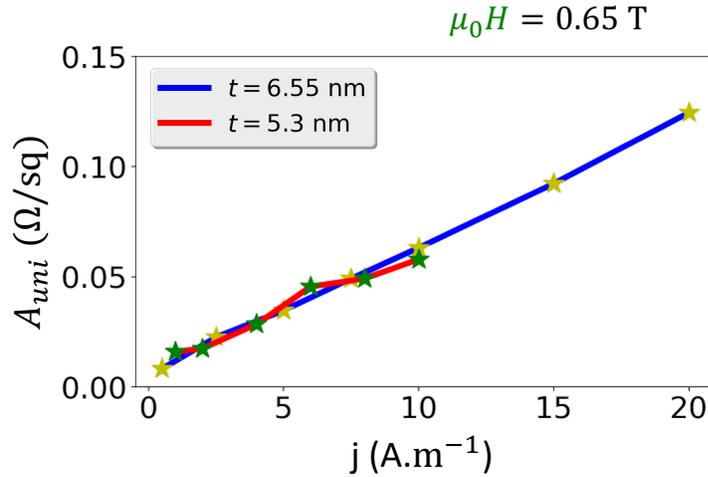


Figure 5.5: Résultat des différentes mesures de variations bi-linéaires effectuées sur deux échantillons d' α -Sn|InSb d'épaisseur différente en fonction de la densité de courant j appliqué pour un champ magnétique $\mu_0 H = 0.65 \text{ T}$ appliqué dans le plan. On ne remarque aucun changement significatif pour ces deux épaisseurs différentes ($t = 6.55 \text{ nm}$ et $t = 5.3 \text{ nm}$).

négligeable mais prédominant à température ambiante.

Dans le cas de l' α -Sn, de telles études n'ont pas pu être effectuées, on remarque néanmoins qu'aucun changement significatif n'est observé dans l'amplitude des variations bilinéaires pour deux couches d' α -Sn différentes, comme représenté sur la Fig 5.5. Ces deux échantillons ont été lithographiés sur une croix de largeur différente, pourvue donc d'un facteur de forme différent. Dans un cas la largeur de la croix de Hall est de $200 \mu\text{m}$ et dans l'autre de $50 \mu\text{m}$ pour respectivement 6.55 nm et 5.3 nm d'épaisseur d' α -Sn déposé sur buffer d'InSb (120nm). Ceci tend à prouver qu'un effet thermique n'est pas prédominant dans ces effets.

Pour expliquer l'origine de cet effet unidirectionnel (ou bilinéaire), il est nécessaire de considérer l'Hamiltonien de l'Eq. 5.1, pour simplifier les comparaisons entre la théorie et l'expérience, on suppose $\mu_r = 1$, d'où $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$. Lorsqu'un courant de charge 2D \mathbf{j} est appliqué à l'état topologique, dans le formalisme de Boltzmann, le vecteur \mathbf{k} acquiert une composante supplémentaire $\Delta \mathbf{k} = \beta \mathbf{j}$ avec $\beta = 4\pi / (ev_F k_f)$ [252]. En plus de l'effet Edelstein produit par cet effet, cette composante supplémentaire introduit un terme d'énergie hors équilibre qui, à partir de l'Eq. 5.1, est égal à $\hbar v_f (\Delta \mathbf{k} \wedge \boldsymbol{\sigma}) \cdot \mathbf{z} = \hbar v_F \beta (\mathbf{z} \wedge \mathbf{j}) \cdot \boldsymbol{\sigma}$ et agit sur les spins comme un pseudovecteur champ magnétique effectif $\mathbf{B}_E = (\hbar v_F \beta / g \mu_B) \mathbf{z} \wedge \mathbf{j}$. En ajoutant maintenant la présence d'un champ magnétique extérieur \mathbf{B} , le spin associé aux états de surface est soumis à un champ total $\mathbf{B}_{Tot} = \mathbf{B} + \mathbf{B}_E$, \mathbf{B}_E pouvant accroître ou diminuer le champ total effectif suivant la direction entre le champ magnétique \mathbf{B} et le courant \mathbf{j} appliqué. L'origine de l'effet bilinéaire se

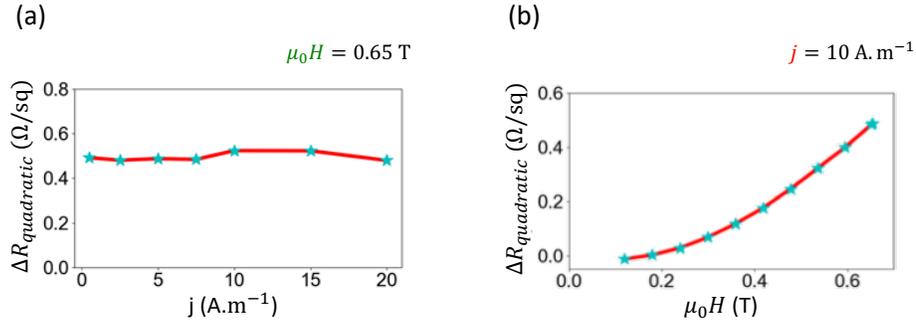


Figure 5.6: Résultat des mesures de variations de l'amplitude de la partie quadratique ΔR_{quadra} en fonction (a) de la densité de courant j et (b) du champ magnétique $\mu_0 H$ appliqué.

trouve justement dans l'interaction de B_{Tot} avec le spin. Dans le cas d'un courant fini \mathbf{j} , il est possible d'extraire le terme bilinéaire du terme quadratique évoluant en B^2 en ajoutant le terme \mathbf{B}_E en plus de \mathbf{B} . Le terme quadratique peut donc s'écrire comme :

$$(\Delta R/R)_{quadra} = -A_{quadra} B^2 \sin^2(\theta) \quad (5.10)$$

avec $A_{quadra} \simeq 0.002 T^{-2}$ pour l' α -Sn à partir de la Fig. 5.1(c) où $B = 0.65 T$ et $R = 487.6 \Omega$. En utilisant $B_y = B \cos(\theta)$, il est possible d'écrire l'Eq. 5.10 tel que :

$$(\Delta R/R)_{quadra} = A_{quadra} B_y^2 - A_{quadra} B^2 \quad (5.11)$$

En ajoutant maintenant à B_y , l'effet du champ effectif $B_{Ey} = \hbar v_F \beta j / g \mu_B$ le terme de premier ordre en j donne :

$$\Delta R/R = -A_{quadra} B^2 \sin^2(\theta) + 2A_{quadra} \frac{\hbar v_F \beta}{g \mu_B} j B \cos(\theta) + \mathcal{O}(j^2) \quad (5.12)$$

où le second terme, linéaire en B et en j correspond à l'UMR. De même et en plus de ces résultats, on retrouve pour la partie quadratique, une évolution de ΔR_{quadra} constante en j [Fig. 5.6.(b)] et en B^2 [Fig. 5.6.(a)].

L'origine de cet effet quadratique en fonction de la position du champ dans le plan, évoluant en $\sin^2(\theta)$, reste mystérieux et implique dans la plupart des explications des mécanismes de diffusion dépendante du spin, très sensible à l'orientation du champ magnétique appliqué dans le plan [245]. Il est à noter que ces effets évoluent de façon quadratique en fonction du champ magnétique appliqué et restent constant en fonction de la densité de courant. Néanmoins, dans le cas des développements théoriques de Dyrdal *et al.* [254], aucun effet quadratique n'est attendu dans ce modèle et seul le terme bi-linéaire intervient. Les expériences (α -Sn, InSb et Ge) montrent tout de même qu'il existe une telle variation ce qui pousse à conclure qu'il manque toujours un ingrédient au modèle théorique, afin de parfaitement expliquer ces résultats. Nous suggérons différentes origines possibles à cet effet :

- Comme nous l'avons démontré dans le chapitre 3, une large bande de volume participe à la conduction des états topologiques. Dans ces conditions, l'Hamiltonien décrit par l'eq. 5.1 nécessite un terme supplémentaire faisant intervenir la masse de cette bande. De même, il n'est pas à négliger une contribution venant du substrat d'InSb, les variations quadratiques étant également observées dans ce cas.
- Il est également nécessaire de comprendre cet effet en terme d'impuretés dans le système. Un potentiel supplémentaire apparaît dans la description des phénomènes à l'origine de ces effets (discutés en ref. [254]).
- Enfin, il est également possible d'inclure un changement de la densité d'état du système lorsque le contour de Fermi subit un déplacement dans l'espace réciproque sous l'effet conjoint du champ magnétique et du courant appliqué.

Ces différents points nécessitent donc d'approfondir le modèle théorique actuel pour le cas des isolants topologiques [254] ou d'être capable de ne mesurer que les états de surface en passant, par exemple, sur un substrat CdTe tout en étant capable de modifier le niveau de Fermi pour éviter une bande de volume. Comme cela a pu être le cas récemment dans le cas d'un état Rashba [255], démontrant des variations de l'UMR en fonction de la tension de grille appliquée, et donc de la position du niveau de Fermi dans ce gaz. Ces mesures démontrent néanmoins, par ces variations bi-linéaires et quadratiques (conjointes), que nous sommes en présence d'effets de rétro-diffusion dépendant de la texture de spin du matériau. Il s'agit également d'une manière simple de mesurer certaines caractéristiques de la texture en spin d'un matériau.

5.4 Conclusions

En conclusion de cette partie, nous avons été capables de démontrer qu'il existait un lien entre la magnétorésistance dans le plan et la texture de spin d'un matériau. Des mesures identiques effectuées sur les échantillons provenant de la chambre de croissance de SPINTEC ont montré des résultats similaires. Ce résultat supplémentaire tend à nous indiquer qu'un état topologique est bien à l'origine des mesures de magnéto-transport effectuées dans le chapitre 4. Il est important de noter ici que le signe de l'UMR n'est pas modifié dans le cas de l' α -Sn provenant de la chambre de croissance du synchrotron ou de SPINTEC malgré une densité de porteurs supposée de type différents. La modification du signe de l'UMR entre un état Rashba et topologique pouvant potentiellement trouver son origine dans l'origine bien différentes de ces deux états particuliers.

Le cas du substrat d'As|InSb|GaAs nous démontre également qu'une texture en spin particulière est présente sur ce matériau. De même, les variations observées dans ces conditions sont en accord avec celles provenant d'une surface de Ge(111) [252], bien connue pour la présence d'un état Rashba [256, 257]. Néanmoins, une tentative de variation de cet effet en fonction de la tension de grille n'a pas été fructueuse. En effet, le dépôt d'une couche d'Al₂O₃ par PLD, a modifié le niveau de Fermi de l'InSb. Ainsi,

la variation de la tension mesurée en fonction du courant dérive trop rapidement de sa partie linéaire, devenant même asymétrique pour des densités de courant élevées. Il devient donc difficile d'observer des effets découlant justement d'une différence entre \mathbf{j} et $-\mathbf{j}$.

Les variations observées dans le cas de l' α -Sn sur CdTe sont en accord avec les prédictions théoriques : la partie quadratique n'apparaît pas dans les mesures, la partie unidirectionnelle quant à elle, émerge assez largement. Il est néanmoins difficile de quantifier cette valeur à cause du bruit sur la mesure, beaucoup trop élevé dans les conditions de mesure. Il conviendrait donc d'utiliser une méthode différente de mesure afin de parfaire nos observations.

Finalement, les travaux exposés dans ce chapitre permettent de démontrer qu'il existe une méthode simple, par des mesures de magnéto-transport dans des conditions de température et de préparation facilement accessibles, de mettre en évidence certaines caractéristiques de la texture en spin d'un matériau. Ce type de mesure peut très bien être utilisée pour corroborer des résultats de mise en évidence d'états de surfaces. Cette méthode peut également être utilisée pour sonder la texture en spin dans le cas de matériaux ferromagnétiques [253, 258, 259].

Conclusions

Cette thèse porte sur l'étude des états de surface d'isolant topologique en vue de leur intégration dans des dispositifs d'électronique de spin. Le but étant de tester l'efficacité de renversement d'une couche ferromagnétique en utilisant les courants de spin générés par ces états. Des premiers résultats extraits de la littérature, nous pouvons espérer réduire le courant critique nécessaire au renversement d'aimantation par rapport à celui obtenu avec des matériaux SHE tel que le Pt. Pour réaliser ces expériences et tester sans ambiguïté le rôle des états de surface nous avons au cours de ce travail de thèse identifié un certain nombre de difficultés qu'il faudra surmonter pour poursuivre.

Nous nous sommes dans un premier temps intéressés au système $\text{Pt}/(\text{CoNi})_N$ dont l'anisotropie magnétique de surface favorise une aimantation perpendiculaire au plan des couches à la rémanence. Le courant de spin et les torques issus de ce courant sont dans ce cas dû à l'Effet Hall de Spin. Nous avons pu montrer qu'il était possible de renverser l'aimantation par SOT pour des répétitions de l'empilement $\text{Co}(0.2\text{nm})/\text{Ni}(0.6\text{nm})$ comprises entre 3 et 6. Les densités de courant nécessaire pour renverser l'aimantation sont de l'ordre de quelques 10^{11} A/m^2 et constitue notre valeur de référence pour les études à venir avec les états de surface. L'étude détaillée de l'Effet Hall anormal (AHE) dans ce type de structure, et en particulier l'inversion de signe de l'effet Hall anormal suivant la nature du matériau SHE, a permis de mettre en lumière le rôle de l'interface. Une explication basée sur la distribution des courants de spin type CIP de part et d'autre de l'interface en présence d'effet Hall de spin a permis d'interpréter l'ensemble des résultats. À plus long terme, cette étude devrait être étendue tant du point de vue théorique qu'expérimentale au cas des états de surface Rashba ou TI.

La première étape nécessite cependant de maîtriser les interfaces 2D/matériaux ferromagnétiques qui fait l'objet d'une grosse partie de ce travail de thèse. Dans ce cadre, nous avons poursuivi l'étude de Rojas-Sanchez et al., effectuée sur l' α -Sn avant que ne débute cette thèse. La conversion du courant de spin en courant de charge ayant donné des efficacités record ($\lambda_{IEE}=2\text{nm}$); l'objectif de ma thèse se base sur l'effet inverse et ambitionnait de tester le renversement de la direction de l'aimantation d'un matériau ferromagnétique à l'aide du courant de spin créé par application d'un courant de charge dans l' α -Sn. À cette fin, il a fallu développer la croissance sur de nouveaux substrats GaAs/InSb ($\simeq 100\text{nm}$) et démontrer la présence de cet état topologique sur une couche mince d'InSb au lieu d'un substrat complet. L'InSb présente des propriétés de conduction d'un semi-conducteur petit gap et court-circuite le courant de charge appliqué.

La première partie de cette étude correspond à des mesures ARPES qui ont permis de démontrer l'existence d'états de surface avec une dispersion linéaire sur ces nouveaux substrats. Nous avons également démontré qu'il était possible de moduler la position du niveau de Fermi par rapport au point de Dirac, et donc les propriétés de conduction de l'isolant topologique, passant d'un état de type-n sur la surface libre à un état de type-p avec un recouvrement d'Al ou d'Al₂O₃. Nous avons ensuite étudié, par des mesures de magnéto-transport effectuées à une température de $T = 5$ K, les propriétés de conduction d'un état topologique. A l'aide d'oscillations Shubnikov-de Haas et de l'effet Hall, nous avons été capables de démontrer les signatures particulières, attendues dans le cas d'un isolant topologique. Ces mesures, nécessaires à la compréhension de notre matériau, permettent de mettre en place un protocole efficace de détection d'états de surface dans les matériaux. L'issue importante de ces travaux est de trouver des matériaux capables de protéger la surface et les états de surface tout en maintenant le niveau de Fermi dans la bande interdite des états volumiques. Ce problème est une difficulté inhérente à la plupart des isolants topologiques actuellement étudiés et complique les interprétations sur le rôle des états de surface versus les états volumiques dans les expériences de renversement d'aimantation par exemple.

Le temps d'accès à la chambre MBE connectée à la ligne ARPES Cassiopée de Soleil étant limité, nous avons reproduit, dans la chambre MBE de M. Jamet de SPINTEC, le protocole de croissance développé à Soleil. Si, du point de vue du RHEED, la préparation de substrat et la croissance de α -Sn ne présente pas de différences, nous avons néanmoins observé un changement drastique des propriétés de transport des échantillons provenant de ce bâti de croissance. S'il est possible d'identifier un canal de conduction compatible avec des Fermions de Dirac, il apparaît aussi clairement un canal de conduction de type n. L'absence d'ARPES sur ces échantillons et la difficulté d'analyse induite par un canal de conduction de type n dans le substrat GaAs/InSb nous a poussé à, d'une part, étudier plus en détail les propriétés de conduction du substrat et, d'autre part, à démarrer des croissances sur un substrat plus isolant comme le CdTe. Dans le substrat nous avons pu mettre en évidence la présence d'un gaz 2D sans pouvoir réellement localiser l'interface responsable de l'apparition de ce gaz. Il est à noter qu'aucune signature de cet effet n'a été observée après préparation de la surface et dépôt d' α -Sn. Des études complémentaires seront nécessaires. Concernant la croissance sur CdTe, les études préliminaires d'ARPES ont pu démontrer l'existence d'états de surface. Cependant, une optimisation de la croissance et de la préparation des substrats CdTe avant dépôt est encore nécessaire. Ce travail est en cours.

Nous avons enfin, au cours de ces travaux de thèse, découvert en même temps que la communauté des effets de magnétorésistance unidirectionnelle lorsque le champ magnétique est appliqué dans le plan de l'échantillon. Nous avons pu montrer que ce terme est linéaire en courant et en champ magnétique. L'origine de cette magnétorésistance est encore débattue. Ce terme bi-linéaire est dans la plupart des cas accompagné d'un terme quadratique type "AMR" dans ces matériaux non magnétiques avec une variation en B^2 . Nous avons pu montrer que le terme bi-linéaire découle facilement de ce terme

quadratique en prenant en compte l'effet Edelstein qui s'apparente à un champ effectif. Dans le cas des isolants topologiques la difficulté est de comprendre l'origine de ce terme quadratique. Dans le cas des structures GaAs/InSb/ α -Sn ces effets ont été observés à la fois sur le gaz 2D de GaAs/InSb et sur la structure complète GaAs/InSb/ α -Sn ce qui complexifie l'analyse. Cependant, la plupart des interprétations recherchées pour expliquer ces termes de magnétorésistances s'appuient sur la texture en spin du matériau étudié. Des expériences complémentaires seront nécessaires pour démontrer qu'une simple mesure de magnétorésistance est capable de sonder la texture de spin de ces états de surface. La possibilité d'ajouter une tension de grille est un point important qu'il faudra développer dans le futur pour se confronter avec les modèles et extraire des données quantitatives.

De manière générale, nous avons montré au cours de cette thèse qu'un des enjeux majeurs pour l'utilisation de ces états de surface est lié aux matériaux utilisés. La maîtrise des interfaces entre un isolant topologique et un matériau ferromagnétique nécessite une connaissance fine de la nature de l'interface tant du point de vue structural qu'électronique. Pour le renversement d'aimantation avec un courant polarisé en spin généré par des états de surface il faudra aussi prendre en compte l'effet de court-circuit par le matériau magnétique si métallique. Les récents travaux de renversement d'aimantation avec des couches d'isolant ferromagnétique et des matériaux SHE sont certainement une voie alternative pour éviter ces problèmes de court-circuit. De nouveau, l'enjeu est dans la possibilité de faire croître ces deux familles de matériaux, isolant topologique et isolant ferromagnétique.

Bibliographie

- [1] N. Mott. "The electrical conductivity of transition metals". In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A - Mathematical and Physical Sciences* 153.880 (1936), pp. 699–717.
- [2] M. N. Baibich et al. "Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices". In: *Phys. Rev. Lett.* 61 (21 1988), pp. 2472–2475.
- [3] P. Grünberg. "Magnetic field sensor with ferromagnetic thin layers having magnetically antiparallel polarized components". In: *US patent US4949039A* (1989).
- [4] G. Binasch et al. "Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange". In: *Phys. Rev. B* 39 (7 1989), pp. 4828–4830.
- [5] Claude Fermon and Marcel Van de Voorde. *Nanomagnetism: applications and perspectives*. John Wiley & Sons, 2016.
- [6] Claude Chappert et al. "The emergence of spin electronics in data storage". In: *Nature Materials* 6.11 (2007), pp. 813–823.
- [7] M. Tsoi et al. "Excitation of a Magnetic Multilayer by an Electric Current". In: *Phys. Rev. Lett.* 80 (19 1998), pp. 4281–4284.
- [8] J. A. Katine et al. "Current-Driven Magnetization Reversal and Spin-Wave Excitations in Co /Cu /Co Pillars". In: *Phys. Rev. Lett.* 84 (14 2000), pp. 3149–3152.
- [9] L. Berger. "Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current". In: *Phys. Rev. B* 54 (13 1996), pp. 9353–9358.
- [10] J. C. Slonczewski. "Current-driven excitation of magnetic multilayers". In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 159.1-2 (1996).
- [11] Ioan Mihai Miron et al. *Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection*. 2011.
- [12] Julie Grollier et al. "Spin-polarized current induced switching in Co/Cu/Co pillars". In: *Applied Physics Letters* 78.23 (2001), pp. 3663–3665.
- [13] Stuart SP Parkin et al. "Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers". In: *Nature materials* 3.12 (2004), p. 862.

- [14] Jian-Gang (Jimmy) Zhu and Chando Park. "Magnetic tunnel junctions". In: *Materials Today* 9.11 (2006), pp. 36–45.
- [15] K Watanabe et al. "Shape anisotropy revisited in single-digit nanometer magnetic tunnel junctions". In: *Nature communications* 9.1 (2018), p. 663.
- [16] J.-C. Rojas-Sánchez et al. "Perpendicular magnetization reversal in Pt/[Co/Ni]₃/Al multilayers via the spin Hall effect of Pt". In: *Applied Physics Letters* 108.8 (2016), p. 082406.
- [17] JC Rojas Sánchez et al. "Spin-to-charge conversion using Rashba coupling at the interface between non-magnetic materials". In: *Nature communications* 4 (2013), p. 2944.
- [18] J.-C. Rojas-Sánchez et al. "Spin to Charge Conversion at Room Temperature by Spin Pumping into a New Type of Topological Insulator: α -Sn Films". In: *Phys. Rev. Lett.* 116 (9 2016), p. 096602.
- [19] Warren Weaver. "The kinetic theory of magnetism". In: *Physical Review* 16.5 (1920), pp. 438–448.
- [20] L. I. Schiff and John H. Gardner. "Quantum Mechanics, 3rd ed." In: *American Journal of Physics* 41.4 (1968), pp. 599–600.
- [21] Olivier Juillet. *Cours d'introduction à la physique quantique et statistique, Université de Caen Basse normandie*. 2013.
- [22] Y Tokura and N Nagaosa. "Orbital physics in transition-metal oxides". In: *science* 288.5465 (2000), pp. 462–468.
- [23] P. A. M. Dirac. "The Principles of Quantum Mechanics. 3rd ed." In: *Proc. Phys. Soc.* 59 (1947), p. 1047.
- [24] Wolfgang Pauli and Wolfgang Pauli. "Theory of Measurements". In: *General Principles of Quantum Mechanics*. 1980, pp. 67–78.
- [25] K. Kondou et al. "Fermi-level-dependent charge-to-spin current conversion by Dirac surface states of topological insulators". In: *Nature Physics* 12.11 (2016), pp. 1027–1031.
- [26] J. M.D. Coey. *Magnetism and magnetic materials*. Vol. 9780521816144. 2010, pp. 1–617.
- [27] Selman Hershfield and Hui Lin Zhao. "Charge and spin transport through a metallic ferromagnetic-paramagnetic-ferromagnetic junction". In: *Phys. Rev. B* 56 (6 1997), pp. 3296–3305.
- [28] T. Valet and A. Fert. "Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers". In: *Phys. Rev. B* 48 (10 1993), pp. 7099–7113.
- [29] R. E. Camley. "Theory of giant magnetoresistance effects in magnetic layered structures with antiferromagnetic coupling". In: *Phys. Rev. Lett.* 63 (6 1989), pp. 664–667.

- [30] Jurgen Kubler. *Theory of itinerant electron magnetism*. Vol. 106. Oxford University Press, 2017, pp. 664–667.
- [31] Gary A Prinz. “Magnetolectronics”. In: *science* 282.5394 (6 1998), pp. 1660–1663.
- [32] J. Barnas et al. “Novel magnetoresistance effect in layered magnetic structures: Theory and experiment”. In: *Phys. Rev. B* 42 (13 1990), pp. 8110–8120.
- [33] B. Dieny et al. “Magnetotransport properties of magnetically soft spin-valve structures (invited)”. In: *Journal of Applied Physics* 69.8 (6 1991), pp. 4774–4779.
- [34] L. H. Thomas. *The motion of the spinning electron [1]*. 1926.
- [35] C. Moller. *The Theory of Relativity*. Vol. 63. Oxford, Clarendon Press, 1972, pp. 664–667.
- [36] Vladimir Borisovich Berestetskii et al. *Quantum electrodynamics*. Vol. 4. Butterworth-Heinemann, 1982, pp. 664–667.
- [37] R Winkler et al. *Spin-Orbit Coupling in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*. Vol. 41. Springer, 2003, pp. 664–667.
- [38] Robert D Cowan. *The theory of atomic structure and spectra*. Vol. 63. 3. Univ of California Press, 1981, pp. 664–667.
- [39] R. E. Camley. *GaAs band structure and carrier concentration*. <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaAs/bandstr.html>. Accessed: 2019-09-25. 1989.
- [40] G. Dresselhaus. “Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures”. In: *Phys. Rev.* 100 (2 1955). Accessed: 2019-09-25, pp. 580–586.
- [41] D. Paget et al. “Low field electron-nuclear spin coupling in gallium arsenide under optical pumping conditions”. In: *Phys. Rev. B* 15 (12 1977). Accessed: 2019-09-25, pp. 5780–5796.
- [42] C Cohen-Tannoudji et al. *Mecanique Quantique Vol. I*. Vol. 63. Accessed: 2019-09-25. American Physical Society, 1997, p. 889.
- [43] E. O. Kane. “Energy band structure in p-type germanium and silicon”. In: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 1.1-2 (6 1956). Accessed: 2019-09-25, pp. 82–99.
- [44] Lars Petersen and Per Hedegård. “A simple tight-binding model of spin-orbit splitting of sp-derived surface states”. In: *Surface science* 459.1-2 (6 2000). Accessed: 2019-09-25, pp. 49–56.
- [45] Ryogo Kubo. “Statistical-mechanical theory of irreversible processes. I. General theory and simple applications to magnetic and conduction problems”. In: *Journal of the Physical Society of Japan* 12.6 (6 1957). Accessed: 2019-09-25, pp. 570–586.

- [46] Charles Kittel et al. *Introduction to solid state physics*. Vol. 8. Accessed: 2019-09-25. Wiley New York, 1976, pp. 664–667.
- [47] Bodo D Wilts et al. “Hemispherical Brillouin zone imaging of a diamond-type biological photonic crystal”. In: *Journal of the Royal Society Interface* 9.72 (6 2011). Accessed: 2019-09-25, pp. 1609–1614.
- [48] M. V. Berry. “Quantal phase factors accompanying adiabatic changes”. In: *Proc. R. Soc. London, Ser. A* 392.1802 (6 1984). Accessed: 2019-09-25, pp. 45–57.
- [49] D. J. Thouless et al. “Quantized Hall Conductance in a Two-Dimensional Periodic Potential”. In: *Phys. Rev. Lett.* 49 (6 1982). Accessed: 2019-09-25, pp. 405–408.
- [50] Barry Simon. “Holonomy, the quantum adiabatic theorem, and Berry’s phase”. In: *Physical Review Letters* 51.24 (6 1983). Accessed: 2019-09-25, p. 2167.
- [51] Akira Tomita and Raymond Y. Chiao. “Observation of Berry’s Topological Phase by Use of an Optical Fiber”. In: *Phys. Rev. Lett.* 57 (8 1986). Accessed: 2019-09-25, pp. 937–940.
- [52] Katharina Durstberger. *Geometric phases in quantum theory*. Vol. 63. Accessed: 2019-09-25. na, 2002, pp. 664–667.
- [53] David J Griffiths. “Introduction to quantum mechanics. 1995”. In: *Upper Saddle River, New* 63 (6 1989). Accessed: 2019-09-25, p. 97.
- [54] Dimitrie Culcer et al. “Anomalous Hall effect in paramagnetic two-dimensional systems”. In: *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* 68.4 (6 2003). Accessed: 2019-09-25, pp. 664–667.
- [55] C. L. Kane and E. J. Mele. “Quantum Spin Hall Effect in Graphene”. In: *Phys. Rev. Lett.* 95 (22 2005). Accessed: 2019-09-25, p. 226801.
- [56] Naoto Nagaosa et al. “Anomalous Hall effect”. In: *Rev. Mod. Phys.* 82 (2 2010). Accessed: 2019-09-25, pp. 1539–1592.
- [57] Guang-Yu Guo et al. “Enhanced Spin Hall Effect by Resonant Skew Scattering in the Orbital-Dependent Kondo Effect”. In: *Phys. Rev. Lett.* 102 (3 2009). Accessed: 2019-09-25, p. 036401.
- [58] Edurne Sagasta et al. “Tuning the spin Hall effect of Pt from the moderately dirty to the superclean regime”. In: *Physical Review B* 94.6 (6 2016). Accessed: 2019-09-25, p. 060412.
- [59] J.-C. Rojas-Sánchez et al. “Spin Pumping and Inverse Spin Hall Effect in Platinum: The Essential Role of Spin-Memory Loss at Metallic Interfaces”. In: *Phys. Rev. Lett.* 112 (10 2014). Accessed: 2019-09-25, p. 106602.
- [60] E.H. Hall. *On a new action of the magnet on electric currents*. <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaAs/bandstr.html>. Accessed: 2019-09-25. 1878.

- [61] Perel' V. I. D'yakonov M.I. "Possibility of Orienting Electron Spins with Current". In: *Sov. Phys. JETP Lett* 13.11 (6 1971). Accessed: 2019-09-25, pp. 664–667.
- [62] M. I. Dyakonov and V. I Perel. "Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors". In: *Physics Letters A* 35 (6 1971). Accessed: 2019-09-25, pp. 459–460.
- [63] JE Hirsch. "Spin hall effect". In: *Physical Review Letters* 83.9 (6 1999). Accessed: 2019-09-25, p. 1834.
- [64] Yuichiro K Kato et al. "Observation of the spin Hall effect in semiconductors". In: *science* 306.5703 (6 2004). Accessed: 2019-09-25, pp. 1910–1913.
- [65] J. Wunderlich et al. "Experimental Observation of the Spin-Hall Effect in a Two-Dimensional Spin-Orbit Coupled Semiconductor System". In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (4 2005). Accessed: 2019-09-25, p. 047204.
- [66] J. Friedel et al. "Etude du couplage spin-orbite dans les metaux de transition. Application au platine". In: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 25.8 (6 1964). Accessed: 2019-09-25, pp. 781–800.
- [67] Robert Karplus and JM Luttinger. "Hall effect in ferromagnetics". In: *Physical Review* 95.5 (6 1954). Accessed: 2019-09-25, p. 1154.
- [68] Shuichi Murakami et al. "Dissipationless quantum spin current at room temperature". In: *Science* 301.5638 (6 2003). Accessed: 2019-09-25, pp. 1348–1351.
- [69] Jairo Sinova et al. "Universal intrinsic spin Hall effect". In: *Physical review letters* 92.12 (6 2004). Accessed: 2019-09-25, p. 126603.
- [70] ND Mermin NW Ashcroft. *Solid State Physics, 671, Chap.12*. <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaAs/bandstr.html>. Accessed: 2019-09-25. 1976.
- [71] Ganesh Sundaram and Qian Niu. "Wave-packet dynamics in slowly perturbed crystals: Gradient corrections and Berry-phase effects". In: *Phys. Rev. B* 59 (23 1999). Accessed: 2019-09-25, pp. 14915–14925.
- [72] Laura M Roth. "g Factor and donor spin-lattice relaxation for electrons in germanium and silicon". In: *Physical Review* 118.6 (6 1960). Accessed: 2019-09-25, p. 1534.
- [73] Robert Karplus and J. M. Luttinger. "Hall Effect in Ferromagnetics". In: *Phys. Rev.* 95 (5 1954). Accessed: 2019-09-25, pp. 1154–1160.
- [74] Albert Fert and Peter M Levy. "Spin Hall effect induced by resonant scattering on impurities in metals". In: *Physical review letters* 106.15 (6 2011). Accessed: 2019-09-25, p. 157208.
- [75] J. E. Hirsch. "Spin Hall Effect". In: *Phys. Rev. Lett.* 83 (9 1999). Accessed: 2019-09-25, pp. 1834–1837.

- [76] L. Berger. "Side-Jump Mechanism for the Hall Effect of Ferromagnets". In: *Phys. Rev. B* 2 (11 1970). Accessed: 2019-09-25, pp. 4559–4566.
- [77] Kawaguchi et al. "Electric manipulation of spin relaxation using the spin Hall effect". In: *Physical Review B* 87.3 (6 2013). Accessed: 2019-09-25, p. 36601.
- [78] A. A. Bakun et al. "Observation of a surface photocurrent caused by optical orientation of electrons in a semiconductor". In: *JETP Letters* 40.11 (6 1984). Accessed: 2019-09-25, pp. 1293–1295.
- [79] S. O. Valenzuela and M. Tinkham. "Direct electronic measurement of the spin Hall effect". In: *Nature* 442.7099 (6 2006). Accessed: 2019-09-25, pp. 176–179.
- [80] A. Azevedo et al. "Dc effect in ferromagnetic resonance: Evidence of the spin-pumping effect?" In: *Phys. Rev. Lett.* 97.10 (6 2005). Accessed: 2019-09-25, pp. 664–667.
- [81] T. Kimura et al. "Room-Temperature Reversible Spin Hall Effect". In: *Phys. Rev. Lett.* 98 (15 2007). Accessed: 2019-09-25, p. 156601.
- [82] K. Ando et al. "Electric Manipulation of Spin Relaxation Using the Spin Hall Effect". In: *Phys. Rev. Lett.* 101 (3 2008). Accessed: 2019-09-25, p. 036601.
- [83] R. E. Camley. "Spin-Torque Switching with the Giant Spin Hall Effect of Tantalum". In: *Science* 336.6081 (6 2012). Accessed: 2019-09-25, pp. 555–558.
- [84] Matthias Althammer et al. "Quantitative study of the spin Hall magnetoresistance in ferromagnetic insulator/normal metal hybrids". In: *Phys. Rev. B* 87.6081 (22 2013). Accessed: 2019-09-25, p. 224401.
- [85] P. Laczkowski et al. "Large enhancement of the spin Hall effect in Au by side-jump scattering on Ta impurities". In: *Phys. Rev. B* 96.6081 (14 2017). Accessed: 2019-09-25, p. 140405.
- [86] C. Hahn et al. "Comparative measurements of inverse spin Hall effects and magnetoresistance in YIG/Pt and YIG/Ta". In: *Phys. Rev. B* 87.6081 (17 2013). Accessed: 2019-09-25, p. 174417.
- [87] M Morota et al. "Indication of intrinsic spin Hall effect in 4 d and 5 d transition metals". In: *Physical Review B* 83.17 (6 2011). Accessed: 2019-09-25, p. 174405.
- [88] P Laczkowski et al. "Experimental evidences of a large extrinsic spin Hall effect in AuW alloy". In: *Applied Physics Letters* 104.14 (6 2014). Accessed: 2019-09-25, p. 142403.
- [89] Victor M Edelstein. "Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems". In: *Solid State Communications* 73.3 (6 1990). Accessed: 2019-09-25, pp. 233–235.
- [90] Aurelien Manchon et al. "New perspectives for Rashba spin-orbit coupling". In: *Nature materials* 14.9 (6 2015). Accessed: 2019-09-25, p. 871.

- [91] S. Zhang and A. Fert. "Conversion between spin and charge currents with topological insulators". In: *Phys. Rev. B* 94.6081 (18 2016). Accessed: 2019-09-25, p. 184423.
- [92] Ka Shen et al. "Microscopic Theory of the Inverse Edelstein Effect". In: *Phys. Rev. Lett.* 112.6081 (9 2014). Accessed: 2019-09-25, p. 096601.
- [93] Xin Liu and Jairo Sinova. "Reading Charge Transport from the Spin Dynamics on the Surface of a Topological Insulator". In: *Phys. Rev. Lett.* 111.6081 (16 2013). Accessed: 2019-09-25, p. 166801.
- [94] K. Kondou et al. "Fermi-level-dependent charge-to-spin current conversion by Dirac surface states of topological insulators". In: *Nature Physics* 12.11 (6 2016). Accessed: 2019-09-25, pp. 1027–1031.
- [95] J.-C. Rojas-Sánchez and A. Fert. "Compared Efficiencies of Conversions between Charge and Spin Current by Spin-Orbit Interactions in Two- and Three-Dimensional Systems". In: *Phys. Rev. Applied* 11.6081 (5 2019). Accessed: 2019-09-25, p. 054049.
- [96] E. Lesne et al. "Highly efficient and tunable spin-to-charge conversion through Rashba coupling at oxide interfaces". In: *Nature Materials* 15.12 (6 2016). Accessed: 2019-09-25, pp. 1261–1266.
- [97] Robert E Camley and J Barnaś. "Theory of giant magnetoresistance effects in magnetic layered structures with antiferromagnetic coupling". In: *Physical review letters* 63.6 (6 1989). Accessed: 2019-09-25, p. 664.
- [98] Albert Honemann et al. "Spin and charge currents induced by the spin Hall and anomalous Hall effects upon crossing ferromagnetic/nonmagnetic interfaces". In: *Physical Review B* 99.2 (6 2019). Accessed: 2019-09-25, p. 024420.
- [99] HL Wang et al. "Scaling of spin Hall angle in 3d, 4d, and 5d metals from Y 3 Fe 5 O 12/metal spin pumping". In: *Physical review letters* 112.19 (6 2014). Accessed: 2019-09-25, p. 197201.
- [100] Yasutomo Omori et al. "Relation between spin Hall effect and anomalous Hall effect in 3 d ferromagnetic metals". In: *Physical Review B* 99.1 (6 2019). Accessed: 2019-09-25, p. 014403.
- [101] Lijun Zhu et al. "Enhancement of spin transparency by interfacial alloying". In: *Physical Review B* 99.18 (6 2019). Accessed: 2019-09-25, p. 180404.
- [102] Lijun Zhu and RA Buhrman. "Maximizing the spin-orbit torque efficiency of Pt/Ti multilayers by optimization of the tradeoff between the intrinsic spin Hall conductivity and carrier lifetime". In: *arXiv preprint arXiv:1908.06528* 336.6081 (6 2019). Accessed: 2019-09-25, pp. 555–558.
- [103] Guang-Yu Guo et al. "Intrinsic spin Hall effect in platinum: First-principles calculations". In: *Physical review letters* 100.9 (6 2008). Accessed: 2019-09-25, p. 096401.

- [104] Hiroshi Kontani et al. "Intrinsic anomalous Hall effect in ferromagnetic metals studied by the multi-d-orbital tight-binding model". In: *Physical Review B* 75.18 (6 2007). Accessed: 2019-09-25, p. 184416.
- [105] A Fert et al. "Hall effect in dilute magnetic alloys". In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 24.3 (6 1981). Accessed: 2019-09-25, pp. 231–257.
- [106] Minh-Hai Nguyen et al. "Spin torque study of the spin Hall conductivity and spin diffusion length in platinum thin films with varying resistivity". In: *Physical review letters* 116.12 (6 2016). Accessed: 2019-09-25, p. 126601.
- [107] Baomin Zhang et al. "2 p-insulator heterointerfaces: Creation of half-metallicity and anionogenic ferromagnetism via double exchange". In: *Physical Review B* 97.16 (6 2018). Accessed: 2019-09-25, p. 165109.
- [108] P Laczkowski et al. "Large enhancement of the spin Hall effect in Au by side-jump scattering on Ta impurities". In: *Physical Review B* 96.14 (6 2017). Accessed: 2019-09-25, p. 140405.
- [109] Weifeng Zhang et al. "Role of transparency of platinum–ferromagnet interfaces in determining the intrinsic magnitude of the spin Hall effect". In: *Nature Physics* 11.6 (6 2015). Accessed: 2019-09-25, p. 496.
- [110] DA Stewart et al. "Interfacial scattering in magnetic multilayers and spin valves". In: *Physical Review B* 68.1 (6 2003). Accessed: 2019-09-25, p. 014433.
- [111] T Huong Dang et al. "Unconventional anomalous Hall effect in 3d/5d multilayers mediated by the nonlocal spin-conductivity". In: *arXiv preprint arXiv:1902.03564* 336.6081 (6 2019). Accessed: 2019-09-25, pp. 555–558.
- [112] Can Onur Avci et al. "Current-induced switching in a magnetic insulator". In: *Nature materials* 16.3 (6 2017). Accessed: 2019-09-25, p. 309.
- [113] O d'Allivy Kelly et al. "Inverse spin Hall effect in nanometer-thick yttrium iron garnet/Pt system". In: *Applied Physics Letters* 103.8 (6 2013). Accessed: 2019-09-25, p. 082408.
- [114] Andy Quindeau et al. "Tm₃Fe₅O₁₂/Pt heterostructures with perpendicular magnetic anisotropy for spintronic applications". In: *Advanced Electronic Materials* 3.1 (6 2017). Accessed: 2019-09-25, p. 1600376.
- [115] Kwang-Su Ryu et al. "Chiral spin torque at magnetic domain walls". In: *Nature nanotechnology* 8.7 (6 2013). Accessed: 2019-09-25, p. 527.
- [116] Ioan Mihai Miron et al. "Current-driven spin torque induced by the Rashba effect in a ferromagnetic metal layer". In: *Nature materials* 9.3 (6 2010). Accessed: 2019-09-25, p. 230.
- [117] Bernard Dennis Cullity and Chad D Graham. *Introduction to magnetic materials*. Vol. 336. 6081. Accessed: 2019-09-25. John Wiley & Sons, 2011, pp. 555–558.

- [118] Igor Dzyaloshinsky. "A thermodynamic theory of weak ferromagnetism of anti-ferromagnetics". In: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 4.4 (6 1958). Accessed: 2019-09-25, pp. 241–255.
- [119] Toru Moriya. "Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism". In: *Physical Review* 120.1 (6 1960). Accessed: 2019-09-25, p. 91.
- [120] André Thiaville et al. "Dynamics of Dzyaloshinskii domain walls in ultrathin magnetic films". In: *EPL (Europhysics Letters)* 100.5 (6 2012). Accessed: 2019-09-25, p. 57002.
- [121] Hongxin Yang et al. "Anatomy of dzyaloshinskii-moriya interaction at Co/Pt interfaces". In: *Physical review letters* 115.26 (6 2015). Accessed: 2019-09-25, p. 267210.
- [122] Thomas L Gilbert. "A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field". In: *Phys. Rev.* 100.6081 (6 1955). Accessed: 2019-09-25, p. 1243.
- [123] AV Khvalkovskiy et al. "Matching domain-wall configuration and spin-orbit torques for efficient domain-wall motion". In: *Physical Review B* 87.2 (6 2013). Accessed: 2019-09-25, p. 020402.
- [124] Yuqi Xia et al. "Observation of a large-gap topological-insulator class with a single Dirac cone on the surface". In: *Nature physics* 5.6 (6 2009). Accessed: 2019-09-25, p. 398.
- [125] YL Chen et al. "Experimental realization of a three-dimensional topological insulator, Bi₂Te₃". In: *science* 325.5937 (6 2009). Accessed: 2019-09-25, pp. 178–181.
- [126] David Hsieh et al. "A topological Dirac insulator in a quantum spin Hall phase". In: *Nature* 452.7190 (6 2008). Accessed: 2019-09-25, p. 970.
- [127] Yoshiyuki Ohtsubo et al. "Dirac Cone with Helical Spin Polarization in Ultrathin α -Sn(001) Films". In: *Phys. Rev. Lett.* 111.6081 (21 2013). Accessed: 2019-09-25, p. 216401.
- [128] B. Andrei Bernevig et al. "Quantum Spin Hall Effect and Topological Phase Transition in HgTe Quantum Wells". In: *Science* 314.5806 (6 2006). Accessed: 2019-09-25, pp. 1757–1761.
- [129] Nobel Media AB. *The Nobel Prize in Physics 2016*. Accessed: 2019-09-25. 2016. URL: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2016/summary/> (visited on 11/08/2019).
- [130] Quentin Barbedienne et al. "Angular-resolved photoemission electron spectroscopy and transport studies of the elemental topological insulator α -Sn". In: *Phys. Rev. B* 98.6081 (19 2018). Accessed: 2019-09-25, p. 195445.

- [131] F. D. M. Haldane. "Model for a Quantum Hall Effect without Landau Levels: Condensed-Matter Realization of the "Parity Anomaly"". In: *Phys. Rev. Lett.* 61.6081 (18 1988). Accessed: 2019-09-25, pp. 2015–2018.
- [132] M Z Hasan and C L Kane. "Rev. Mod. Phys. 82, 3045 (2010) - Colloquium: Topological insulators". In: *Reviews of Modern Physics* 336.6081 (6 2010). Accessed: 2019-09-25, pp. 555–558.
- [133] Mikio Nakahara. "Series Editor : GEOMETRY , TOPOLOGY AND PHYSICS". In: *Text* 822.6081 (6 2003). Accessed: 2019-09-25, pp. 173–204.
- [134] Mahito Kohmoto. "Topological invariant and the quantization of the Hall conductance". In: *Annals of Physics* 160.2 (6 1985). Accessed: 2019-09-25, pp. 343–354.
- [135] K. v. Klitzing et al. "New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance". In: *Phys. Rev. Lett.* 45.6081 (6 1980). Accessed: 2019-09-25, pp. 494–497.
- [136] Paul Bracken. "A Model for the Quantization of the Hall Resistance in the Quantum Hall Effect". In: *Journal of Modern Physics* 01.03 (6 2010). Accessed: 2019-09-25, pp. 158–162.
- [137] B. I. Halperin. "Quantized Hall conductance, current-carrying edge states, and the existence of extended states in a two-dimensional disordered potential". In: *Phys. Rev. B* 25.6081 (4 1982). Accessed: 2019-09-25, pp. 2185–2190.
- [138] L. Onsager. "Interpretation of the de Haas-van Alphen effect". In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 43.344 (6 1952). Accessed: 2019-09-25, pp. 1006–1008.
- [139] Klaus Von Klitzing. "Developments in the quantum Hall effect". In: *Science* 363.1834 (6 2005). Accessed: 2019-09-25, pp. 2203–2219.
- [140] R. E. Camley. "Quantal phase factors accompanying adiabatic changes". In: *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 392.1802 (6 1984). Accessed: 2019-09-25, pp. 45–57.
- [141] Tai Tsun Wu and Chen Ning Yang. "Concept of nonintegrable phase factors and global formulation of gauge fields". In: *Physical Review D* 12.12 (6 1975). Accessed: 2019-09-25, p. 3845.
- [142] Douglas R. Hofstadter. "Energy levels and wave functions of Bloch electrons in rational and irrational magnetic fields". In: *Phys. Rev. B* 14.1802 (6 1976). Accessed: 2019-09-25, pp. 2239–2249.
- [143] Cory R Dean et al. "Hofstadter's butterfly and the fractal quantum Hall effect in moiré superlattices". In: *Nature* 497.7451 (6 2013). Accessed: 2019-09-25, p. 598.

- [144] M Koshino et al. "Hofstadter butterfly and integer quantum hall effect in three dimensions". In: *Physical review letters* 86.6 (6 2001). Accessed: 2019-09-25, p. 1062.
- [145] VP Gusynin et al. "AC conductivity of graphene: from tight-binding model to 2+1-dimensional quantum electrodynamics". In: *International Journal of Modern Physics B* 21.27 (6 2007). Accessed: 2019-09-25, pp. 4611–4658.
- [146] Philip Richard Wallace. "The band theory of graphite". In: *Physical Review* 71.9 (6 1947). Accessed: 2019-09-25, p. 622.
- [147] AH Castro Neto et al. "The electronic properties of graphene". In: *Reviews of modern physics* 81.1 (6 2009). Accessed: 2019-09-25, p. 109.
- [148] SV Eliseeva and AL Semenov. "A Two-Parameter Model for the Metal–Semiconductor Phase Transition in a One-Dimensional Atomic System". In: *Russian Physics Journal* 44.1 (6 2001). Accessed: 2019-09-25, pp. 43–47.
- [149] Nathan Goldman et al. "Measuring topology in a laser-coupled honeycomb lattice: from Chern insulators to topological semi-metals". In: *New journal of physics* 15.1 (6 2013). Accessed: 2019-09-25, p. 013025.
- [150] Tai Tsun Wu and Chen Ning Yang. "Dirac monopole without strings: monopole harmonics". In: *Nuclear Physics B* 107.3 (6 1976). Accessed: 2019-09-25, pp. 365–380.
- [151] BA Volkov and OA Pankratov. "Two-dimensional massless electrons in an inverted contact". In: *JETP Lett* 42.49 (6 1985). Accessed: 2019-09-25, p. 178.
- [152] Eduardo Fradkin et al. "Physical realization of the parity anomaly in condensed matter physics". In: *Physical review letters* 57.23 (6 1986). Accessed: 2019-09-25, p. 2967.
- [153] Shuichi Murakami et al. "SU (2) non-Abelian holonomy and dissipationless spin current in semiconductors". In: *Physical Review B* 69.23 (6 2004). Accessed: 2019-09-25, p. 235206.
- [154] Hendrik Antoon Kramers. "Théorie générale de la rotation paramagnétique dans les cristaux". In: *Proc. Acad. Amst* 33.1802 (6 1930). Accessed: 2019-09-25, pp. 959–972.
- [155] Yoichi Ando. "Topological insulator materials". In: *Journal of the Physical Society of Japan* 82.10 (6 2013). Accessed: 2019-09-25, p. 102001.
- [156] Congjun Wu et al. "Helical liquid and the edge of quantum spin Hall systems". In: *Physical review letters* 96.10 (6 2006). Accessed: 2019-09-25, p. 106401.
- [157] Nikolaos Tombros et al. "Electronic spin transport and spin precession in single graphene layers at room temperature". In: *Nature* 448.7153 (6 2007). Accessed: 2019-09-25, p. 571.

- [158] Charles L Kane and Eugene J Mele. "Z 2 topological order and the quantum spin Hall effect". In: *Physical review letters* 95.14 (6 2005). Accessed: 2019-09-25, p. 146802.
- [159] Ralf Dornhaus and Gunter Nimtz. "The properties and applications of the Hg 1- x Cd x Te alloy system". In: *Narrow-Gap Semiconductors*. Vol. 392. 1802. Accessed: 2019-09-25. Springer, 1983, pp. 119–281.
- [160] Liang Fu and Charles L Kane. "Topological insulators with inversion symmetry". In: *Physical Review B* 76.4 (6 2007). Accessed: 2019-09-25, p. 045302.
- [161] Markus König et al. "Quantum spin Hall insulator state in HgTe quantum wells". In: *Science* 318.5851 (6 2007). Accessed: 2019-09-25, pp. 766–770.
- [162] Seongshik Oh. "The complete quantum Hall trio". In: *Science* 340.6129 (6 2013). Accessed: 2019-09-25, pp. 153–154.
- [163] Cui-Zu Chang and Mingda Li. "Quantum anomalous Hall effect in time-reversal-symmetry breaking topological insulators". In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 28.12 (6 2016). Accessed: 2019-09-25, p. 123002.
- [164] Liang Fu et al. "Topological insulators in three dimensions". In: *Physical review letters* 98.10 (6 2007). Accessed: 2019-09-25, p. 106803.
- [165] Joel E Moore and Leon Balents. "Topological invariants of time-reversal-invariant band structures". In: *Physical Review B* 75.12 (6 2007). Accessed: 2019-09-25, p. 121306.
- [166] Rahul Roy. "Topological phases and the quantum spin Hall effect in three dimensions". In: *Physical Review B* 79.19 (6 2009). Accessed: 2019-09-25, p. 195322.
- [167] Haijun Zhang et al. "Topological insulators in Bi₂Se₃, Bi₂Te₃ and Sb₂Te₃ with a single Dirac cone on the surface". In: *Nature physics* 5.6 (6 2009). Accessed: 2019-09-25, p. 438.
- [168] A. Barfuss et al. "Elemental Topological Insulator with Tunable Fermi Level: Strained α -Sn on InSb(001)". In: *Phys. Rev. Lett.* 111.1802 (15 2013). Accessed: 2019-09-25, p. 157205.
- [169] Bernard John Roman and AW Ewald. "Stress-induced band gap and related phenomena in gray tin". In: *Physical Review B* 5.10 (6 1972). Accessed: 2019-09-25, p. 3914.
- [170] David A. Young. "Phase diagrams of the elements". In: *U.S. Department of Energy Office of Scientific and Technical Information* 392.1802 (6 1975). Accessed: 2019-09-25, pp. 45–57.
- [171] Evan O. Kane. "Band structure of indium antimonide". In: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 1.4 (6 1957). Accessed: 2019-09-25, pp. 249 –261.
- [172] John R Arthur. "Molecular beam epitaxy". In: *Surface science* 500.1-3 (6 2002). Accessed: 2019-09-25, pp. 189–217.

- [173] Timothy J. Gay. "6 - Sources of Metastable Atoms and Molecules". In: *Atomic, Molecular, and Optical Physics: Atoms and Molecules*. Ed. by F.B. Dunning and Randall G. Hulet. Vol. 29. Experimental Methods in the Physical Sciences 1802. Accessed: 2019-09-25. Academic Press, 1996, pp. 95–114.
- [174] Nicolas Gosset et al. "Single and multilayered materials processing by argon ion beam etching: study of ion angle incidence and defect formation". In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 25.9 (6 2015). Accessed: 2019-09-25, p. 095011.
- [175] John Brian Pendry. *Low energy electron diffraction: the theory and its application to determination of surface structure*. Vol. 2. 1802. Accessed: 2019-09-25. Academic Press, 1974, pp. 45–57.
- [176] M. S. Zei et al. "A LEED and RHEED investigation of a perfect and a distorted Cu adlayer on Au(111)". In: *Surface Science* 152-153.PART 1 (6 1985). Accessed: 2019-09-25, pp. 254–259.
- [177] N. Ohtani et al. "Bilayer reflection-high-energy-electron-diffraction intensity oscillations observed during growth on double-domain Si(001) surfaces". In: *Applied Physics Letters* 61.12 (6 1992). Accessed: 2019-09-25, pp. 1399–1401.
- [178] H. Hertz. "Ueber einen Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die elektrische Entladung". In: *Annalen der Physik* 267.8 (6 1887). Accessed: 2019-09-25, pp. 983–1000.
- [179] A. Einstein. "Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt". In: *Annalen der Physik* 322.6 (6 1905). Accessed: 2019-09-25, pp. 132–148.
- [180] S. Hüfner. "Photoelectron Spectroscopy". In: *Springer Series in Solid-State Sciences* 392.1802 (6 1996). Accessed: 2019-09-25, pp. 45–57.
- [181] D. Hsieh et al. "A topological Dirac insulator in a quantum spin Hall phase". In: *Nature* 452.7190 (6 2008). Accessed: 2019-09-25, pp. 970–974.
- [182] D. Hsieh et al. "Observation of Time-Reversal-Protected Single-Dirac-Cone Topological-Insulator States in Bi_2Te_3 and Sb_2Te_3 ". In: *Phys. Rev. Lett.* 103.1802 (14 2009). Accessed: 2019-09-25, p. 146401.
- [183] Y. L. Chen et al. "Experimental Realization of a Three-Dimensional Topological Insulator, Bi_2Te_3 ". In: *Science* 325.5937 (6 2009). Accessed: 2019-09-25, pp. 178–181.
- [184] M.P. Seah and W.A. Dench. "Quantitative Electron Spectroscopy of Surfaces". In: *Surface And Interface Analysis* 1.1 (6 1979). Accessed: 2019-09-25, pp. 2–11.
- [185] Charles S Fadley. "Angle-resolved x-ray photoelectron spectroscopy". In: *Progress in Surface Science* 16.3 (6 1984). Accessed: 2019-09-25, pp. 275–388.
- [186] D.J. FIELD. "Oxidation of Aluminum and Its Alloys". In: vol. 392. 1802. Accessed: 2019-09-25. The Royal Society, 2012, pp. 523–537.

- [187] Rodel Tobias Chris et al. "Universal Fabrication of 2D Electron Systems in Functional Oxides". In: *Advanced Materials* 28.10 (6 1984). Accessed: 2019-09-25, pp. 1976–1980.
- [188] DK Gaskill et al. "High-mobility InSb grown by organometallic vapor phase epitaxy". In: *Applied physics letters* 58.17 (6 1991). Accessed: 2019-09-25, pp. 1905–1907.
- [189] J. G. Analytis et al. "Two-dimensional surface state in the quantum limit of a topological insulator". In: *Nature Phys.* 6.12 (6 2010). Accessed: 2019-09-25, p. 960.
- [190] Xiao-Liang Qi and Shou-Cheng Zhang. "Topological insulators and superconductors". In: *Rev. Mod. Phys.* 83.1802 (4 2011). Accessed: 2019-09-25, pp. 1057–1110.
- [191] Anthony R. Wright and Ross H. McKenzie. "Quantum oscillations and Berry's phase in topological insulator surface states with broken particle-hole symmetry". In: *Phys. Rev. B* 87.1802 (8 2013). Accessed: 2019-09-25, p. 085411.
- [192] J. M. Luttinger and J. C. Ward. "Ground-State Energy of a Many-Fermion System. II". In: *Phys. Rev.* 118.1802 (5 1960). Accessed: 2019-09-25, pp. 1417–1427.
- [193] Jun Xiong et al. "High-field Shubnikov–de Haas oscillations in the topological insulator $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ ". In: *Phys. Rev. B* 86.1802 (4 2012). Accessed: 2019-09-25, p. 045314.
- [194] T. Champel and V. P. Mineev. "de Haas-van Alphen effect in two- and quasi-two-dimensional metals and superconductors". In: *Philosophical Magazine B: Physics of Condensed Matter; Statistical Mechanics, Electronic, Optical and Magnetic Properties* 81.1 (6 2001). Accessed: 2019-09-25, pp. 55–74.
- [195] V. P. Gusynin and S. G. Sharapov. "Magnetic oscillations in planar systems with the Dirac-like spectrum of quasiparticle excitations. II. Transport properties". In: *Phys. Rev. B* 71.1802 (12 2005). Accessed: 2019-09-25, p. 125124.
- [196] Zhenbing Tan et al. "Shubnikov-de Haas oscillations of a single layer graphene under dc current bias". In: *Phys. Rev. B* 84.1802 (11 2011). Accessed: 2019-09-25, p. 115429.
- [197] G. P. Mikitik and Yu. V. Sharlai. "Manifestation of Berry's Phase in Metal Physics". In: *Phys. Rev. Lett.* 82.1802 (10 1999). Accessed: 2019-09-25, pp. 2147–2150.
- [198] Zhi Ren et al. "Large bulk resistivity and surface quantum oscillations in the topological insulator $\text{Bi}_2\text{Te}_2\text{Se}$ ". In: *Phys. Rev. B* 82.1802 (24 2010). Accessed: 2019-09-25, p. 241306.

- [199] A. A. Taskin et al. "Oscillatory angular dependence of the magnetoresistance in a topological insulator $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ". In: *Phys. Rev. B* 82.1802 (12 2010). Accessed: 2019-09-25, p. 121302.
- [200] JN Fuchs et al. "Topological Berry phase and semiclassical quantization of cyclotron orbits for two dimensional electrons in coupled band models". In: *The European Physical Journal B* 77.3 (6 2010). Accessed: 2019-09-25, pp. 351–362.
- [201] Tian Liang et al. "Ultrahigh mobility and giant magnetoresistance in the Dirac semimetal Cd_3As_2 ". In: *Nature Materials* 14.3 (6 2015). Accessed: 2019-09-25, pp. 280–284.
- [202] AA Burkov and Leon Balents. "Weyl semimetal in a topological insulator multilayer". In: *Physical review letters* 107.12 (6 2011). Accessed: 2019-09-25, p. 127205.
- [203] Dongqin Zhang et al. "Engineering topological phases in the Luttinger semimetal $\alpha\text{-Sn}$ ". In: *Phys. Rev. B* 97.1802 (19 2018). Accessed: 2019-09-25, p. 195139.
- [204] Cai-Zhi Xu et al. "Elemental Topological Dirac Semimetal: $\alpha\text{-Sn}$ on $\text{InSb}(111)$ ". In: *Phys. Rev. Lett.* 118.1802 (14 2017). Accessed: 2019-09-25, p. 146402.
- [205] NP Armitage et al. "Weyl and Dirac semimetals in three-dimensional solids". In: *Reviews of Modern Physics* 90.1 (6 2018). Accessed: 2019-09-25, p. 015001.
- [206] R.A. Smith. "Semiconductors 2d ed." In: *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 392.1802 (6 1978). Accessed: 2019-09-25, pp. 45–57.
- [207] P. M. C. Rourke et al. "Fermi-surface reconstruction and two-carrier model for the Hall effect in $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ ". In: *Phys. Rev. B* 82.1802 (2 2010). Accessed: 2019-09-25, p. 020514.
- [208] John P. Perdew et al. "Restoring the Density-Gradient Expansion for Exchange in Solids and Surfaces". In: *Phys. Rev. Lett.* 100.1802 (13 2008). Accessed: 2019-09-25, p. 136406.
- [209] MKY Chan and Gerbrand Ceder. "Efficient band gap prediction for solids". In: *Physical review letters* 105.19 (6 2010). Accessed: 2019-09-25, p. 196403.
- [210] AJ Strauss. "The physical properties of cadmium telluride". In: *Revue de Physique Appliquée* 12.2 (6 1977). Accessed: 2019-09-25, pp. 167–184.
- [211] Yuan Yan et al. "Large magnetoresistance in high mobility topological insulator Bi_2Se_3 ". In: *Applied Physics Letters* 103.3 (6 2013). Accessed: 2019-09-25, p. 033106.
- [212] Nicholas P Butch et al. "Strong surface scattering in ultrahigh-mobility Bi_2Se_3 topological insulator crystals". In: *Physical Review B* 81.24 (6 2010). Accessed: 2019-09-25, p. 241301.
- [213] A. Inhofer et al. "Observation of Volkov-Pankratov states in topological HgTe heterojunctions using high-frequency compressibility". In: *Phys. Rev. B* 96.1802 (19 2017). Accessed: 2019-09-25, p. 195104.

- [214] Dunwei Wang et al. "Germanium nanowire field-effect transistors with SiO₂ and high- κ HfO₂ gate dielectrics". In: *Applied Physics Letters* 83.12 (6 2003). Accessed: 2019-09-25, pp. 2432–2434.
- [215] Steven M George. "Atomic layer deposition: an overview". In: *Chemical reviews* 110.1 (6 2009). Accessed: 2019-09-25, pp. 111–131.
- [216] John Robertson. "Band offsets of wide-band-gap oxides and implications for future electronic devices". In: *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena* 18.3 (6 2000). Accessed: 2019-09-25, pp. 1785–1791.
- [217] Han Liu and Peide D Ye. "Atomic-layer-deposited Al₂O₃ on Bi₂Te₃ for topological insulator field-effect transistors". In: *Applied Physics Letters* 99.5 (6 2011). Accessed: 2019-09-25, p. 052108.
- [218] D Nirmal and P Vijaya Kumar. "Fin field effect transistors performance in analog and RF for high-k dielectrics". In: *Defence Science Journal* 61.3 (6 2011). Accessed: 2019-09-25, pp. 235–240.
- [219] Benjamin Sacépé et al. "Gate-tuned normal and superconducting transport at the surface of a topological insulator". In: *Nature communications* 2.1802 (6 2011). Accessed: 2019-09-25, p. 575.
- [220] Y. Shiomi et al. "Spin-Electricity Conversion Induced by Spin Injection into Topological Insulators". In: *Phys. Rev. Lett.* 113.1802 (19 2014). Accessed: 2019-09-25, p. 196601.
- [221] I. Vurgaftman et al. "Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys". In: *Journal of Applied Physics* 89.11 I (6 2001). Accessed: 2019-09-25, pp. 5815–5875.
- [222] Fanming Qu et al. "Quantized Conductance and Large g-Factor Anisotropy in InSb Quantum Point Contacts". In: *Nano Letters* 16.12 (6 2016). Accessed: 2019-09-25, pp. 7509–7513.
- [223] Henrik A. Nilsson et al. "Giant, Level-dependent g factors in InSb nanowire quantum dots". In: *Nano Letters* 9.9 (6 2009). Accessed: 2019-09-25, pp. 3151–3156.
- [224] V. Mourik et al. "Signatures of majorana fermions in hybrid superconductor-semiconductor nanowire devices". In: *Science* 336.6084 (6 2012). Accessed: 2019-09-25, pp. 1003–1007.
- [225] I. Van Weperen et al. "Spin-orbit interaction in InSb nanowires". In: *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* 91.20 (6 2015). Accessed: 2019-09-25, pp. 45–57.
- [226] G. A. Khodaparast et al. "Spectroscopy of Rashba spin splitting in InSb quantum wells". In: *Phys. Rev. B* 70.1802 (15 2004). Accessed: 2019-09-25, p. 155322.
- [227] T Zhang et al. "High-mobility thin InSb films grown by molecular beam epitaxy". In: *Applied physics letters* 84.22 (6 2004). Accessed: 2019-09-25, pp. 4463–4465.

- [228] E. C. F. da Silva. "InSb: band structure". In: *New Data and Updates for IV-IV, III-V, II-VI and I-VII Compounds, their Mixed Crystals and Diluted Magnetic Semiconductors*. Ed. by U. Rossler. Vol. 392. 1802. Accessed: 2019-09-25. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2011, pp. 532–532.
- [229] Peng Zhang et al. "A precise method for visualizing dispersive features in image plots". In: *Review of Scientific Instruments* 82.4 (6 2011). Accessed: 2019-09-25, p. 043712.
- [230] AF Santander-Syro et al. "Two-dimensional electron gas with universal subbands at the surface of SrTiO₃". In: *Nature* 469.7329 (6 2011). Accessed: 2019-09-25, p. 189.
- [231] A. D. Caviglia et al. "Two-dimensional quantum oscillations of the conductance at LaAlO₃/SrTiO₃ interfaces". In: *Physical Review Letters* 105.23 (6 2010). Accessed: 2019-09-25, pp. 45–57.
- [232] HH Wieder. "Thickness Dependence of Electron Mobility of InSb Films". In: *Journal of Vacuum Science and Technology* 9.4 (6 1972). Accessed: 2019-09-25, pp. 1193–1196.
- [233] DH Lee and Sang Ho Lim. "Increase of temperature due to Joule heating during current-induced magnetization switching of an MgO-based magnetic tunnel junction". In: *Applied Physics Letters* 92.23 (6 2008). Accessed: 2019-09-25, p. 233502.
- [234] Abraham Slachter et al. "Anomalous Nernst and anisotropic magnetoresistive heating in a lateral spin valve". In: *Physical Review B* 84.2 (6 2011). Accessed: 2019-09-25, p. 020412.
- [235] Ming Tang et al. "Angle-resolved photoemission study of the α -Sn/CdTe(100) interface". In: *Phys. Rev. B* 36.1802 (6 1987). Accessed: 2019-09-25, pp. 3336–3343.
- [236] Kazuyuki Ueda et al. "Auger valence electron spectroscopy of a structural phase transformation in metastable α -Sn grown on InSb (001)". In: *Vacuum* 42.8-9 (6 1991). Accessed: 2019-09-25, pp. 547–553.
- [237] H Hochst et al. "Characterisation of MBE-grown α -Sn films and α -Sn_{1-x}Gex alloys". In: *Semiconductor Science and Technology* 5.3S (6 1990). Accessed: 2019-09-25, S240.
- [238] G Fonthal et al. "Temperature dependence of the band gap energy of crystalline CdTe". In: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 61.4 (6 2000). Accessed: 2019-09-25, pp. 579–583.
- [239] Christos S Ferekides et al. "High efficiency CSS CdTe solar cells". In: *Thin Solid Films* 361.1802 (6 2000). Accessed: 2019-09-25, pp. 520–526.
- [240] Xuanzhi Wu. "High-efficiency polycrystalline CdTe thin-film solar cells". In: *Solar energy* 77.6 (6 2004). Accessed: 2019-09-25, pp. 803–814.

- [241] E Deligoz et al. "Elastic, electronic, and lattice dynamical properties of CdS, CdSe, and CdTe". In: *Physica B: Condensed Matter* 373.1 (6 2006). Accessed: 2019-09-25, pp. 124–130.
- [242] RFC Farrow et al. "Molecular beam epitaxial growth of high structural perfection, heteroepitaxial CdTe films on InSb (001)". In: *Applied Physics Letters* 39.12 (6 1981). Accessed: 2019-09-25, pp. 954–956.
- [243] Teoman Ozturk et al. "Influence of helical spin structure on the magnetoresistance of an ideal topological insulator". In: *Journal of Physics Communications* 1.3 (6 2017). Accessed: 2019-09-25, p. 035005.
- [244] Shaffique Adam et al. "Two-dimensional transport and screening in topological insulator surface states". In: *Physical Review B* 85.23 (6 2012). Accessed: 2019-09-25, p. 235413.
- [245] AA Taskin et al. "Planar Hall effect from the surface of topological insulators". In: *Nature communications* 8.1 (6 2017). Accessed: 2019-09-25, p. 1340.
- [246] Pan He et al. "Bilinear magnetoelectric resistance as a probe of three-dimensional spin texture in topological surface states". In: *Nature Physics* 14.5 (6 2018). Accessed: 2019-09-25, p. 495.
- [247] Pan He et al. "Observation of out-of-plane spin texture in a SrTiO₃ (111) two-dimensional electron gas". In: *Physical review letters* 120.26 (6 2018). Accessed: 2019-09-25, p. 266802.
- [248] Steven S-L Zhang and Giovanni Vignale. "Theory of bilinear magneto-electric resistance from topological-insulator surface states". In: *Spintronics XI*. Vol. 10732. 1802. Accessed: 2019-09-25. International Society for Optics and Photonics. The Royal Society, 2018, p. 1073215.
- [249] Yoshinori Tokura and Naoto Nagaosa. "Nonreciprocal responses from non-centrosymmetric quantum materials". In: *Nature communications* 9.1 (6 2018). Accessed: 2019-09-25, pp. 1–14.
- [250] GLJA Rikken et al. "Electrical magnetochiral anisotropy". In: *Physical review letters* 87.23 (6 2001). Accessed: 2019-09-25, p. 236602.
- [251] Niklas Roschewsky et al. "Spin-orbit torque and Nernst effect in Bi-Sb/Co heterostructures". In: *Physical Review B* 99.19 (6 2019). Accessed: 2019-09-25, p. 195103.
- [252] T Guillet et al. "Observation of Large Unidirectional Rashba Magnetoresistance in Ge (111)". In: *arXiv preprint arXiv:1906.04457* 392.1802 (6 2019). Accessed: 2019-09-25, pp. 45–57.
- [253] Kenji Yasuda et al. "Large unidirectional magnetoresistance in a magnetic topological insulator". In: *Physical review letters* 117.12 (6 2016). Accessed: 2019-09-25, p. 127202.

- [254] A Dyrdał et al. "Theory of bi-linear magnetoresistance within the minimal model for surface states in topological insulators". In: *arXiv preprint arXiv:1908.08575* 392.1802 (6 2019). Accessed: 2019-09-25, pp. 45–57.
- [255] Kosuke Takiguchi et al. "Giant gate-controlled proximity magnetoresistance in semiconductor-based ferromagnetic–non-magnetic bilayers". In: *Nature Physics* 392.1802 (6 2019). Accessed: 2019-09-25, pp. 1–6.
- [256] Koichiro Yaji et al. "Large Rashba spin splitting of a metallic surface-state band on a semiconductor surface". In: *Nature communications* 1.1802 (6 2010). Accessed: 2019-09-25, p. 17.
- [257] Yoshiyuki Ohtsubo et al. "Spin-polarized semiconductor surface states localized in subsurface layers". In: *Physical Review B* 82.20 (6 2010). Accessed: 2019-09-25, p. 201307.
- [258] K Olejnik et al. "Electrical detection of magnetization reversal without auxiliary magnets". In: *Physical Review B* 91.18 (6 2015). Accessed: 2019-09-25, p. 180402.
- [259] Can Onur Avci et al. "Unidirectional spin Hall magnetoresistance in ferromagnet/normal metal bilayers". In: *Nature Physics* 11.7 (6 2015). Accessed: 2019-09-25, p. 570.

Titre: Étude d'états de surface topologiques en vue de leur intégration dans des dispositifs d'électronique de spin

Mots clés: Isolants topologiques, spin orbite, courant de spin, couple de transfert de spin, Rashba, magnéto-transport

Résumé: La spintronique classique utilise généralement des matériaux magnétiques pour produire un courant de spin à partir d'un courant de charge. Un autre moyen, plus récemment étudié, consiste à utiliser le couplage spin-orbite (SOC). Il permet de produire un courant de spin pur selon une direction transverse au courant de charge en tenant compte des principes de la mécanique quantique relativiste. Dans les matériaux à fort couplage spin-orbite, les courants de spin ainsi produits sont suffisamment importants pour imaginer les utiliser pour la commutation magnétique dans les dispositifs spintroniques. Le couplage spin-orbite, correspondant à une correction relativiste dans les équations du mouvement de l'électron, particule de spin 1/2, peut être grand dans des matériaux contenant des atomes lourds. Cela signifie qu'une conversion du courant de charge en courant de spin peut être obtenue en utilisant les propriétés de systèmes à fort SOC tel que le platine (Pt), le tungstène (W) ou le tantale (Ta), par exemple. Depuis peu, des systèmes électroniques bidimensionnels (2DEG), obtenus au niveau d'interfaces ou de surfaces particulières, ont démontré des propriétés permettant des effets d'inter-conversion particulièrement efficaces. En particulier des états Rashba ou des systèmes d'isolants topologiques, suscitent actuellement un fort engouement dans la communauté de la spintronique pour cette faculté d'inter-conversion spin-charge.

Dans ce cadre particulier, depuis une dizaine d'années, les isolants topologiques ont été étudiés pour leurs propriétés électroniques non conventionnelles qui prennent racine dans la définition théorique de l'effet Hall quantique entier donnée par Thouless, ainsi que dans les travaux de Haldane dans le graphène et de Kane dans

des systèmes semi-conducteurs à faible bande interdite pourvus d'un SOC fort. Ces systèmes 2D présentent des propriétés électriques intrigantes : ils sont isolants en volume et conducteurs en surface. Ces états de conduction sont pourvus d'une dispersion linéaire en énergie en fonction du vecteur d'onde k , comme dans le cas du graphène, avec une hélicité en spin déterminée.

De nombreuses questions restent néanmoins ouvertes quant à la compréhension des mécanismes à l'origine de ces états de conduction en surface, mais également quant à la manière la plus simple de détecter ces états topologiques. En vue de leur intégration dans des dispositifs spintroniques et de la réalisation d'interface TI/Matériaux ferromagnétiques un certain nombre de questions se posent : comment préserver la nature des états topologiques à l'interface ? Quels matériaux utiliser et quelle est la nature atomique de l'interface (diffusion atomique) ? Quels sont les échanges électroniques à l'interface ? Etc.

L'une des applications utilisant les propriétés des isolants topologiques, est d'utiliser les propriétés de conversion du courant de charge en courant de spin (et vice versa) afin de modifier ou commuter l'aimantation d'un élément ou mémoire ferromagnétique déposé directement (ou séparé par une couche tampon) sur le matériau topologique lui-même. Un tel système de bicouches ou multi-couches devrait être capable de s'intégrer dans une mémoire vive magnétique (MRAM) ou d'accroître le potentiel des disques électroniques (SSD) en raison du caractère permanent et non volatil de l'état d'aimantation du matériau. C'est dans ce cadre que s'inscrit cette thèse.

Title: Study of topological surface states for spintronic devices

Keywords: Topological insulators, Rashba interface state, spin current, spin transfer torque, Rashba, magnetotransport

Abstract: Conventional spintronics generally uses magnetic materials to produce a spin current from a current of charge. Another means, more recently studied, is the use of spin-orbit coupling (SOC). It makes possible to produce a pure current of spin in a direction transverse to the charge current, taking into account the principles of relativistic quantum mechanics. In materials with strong spin-orbit coupling, the spin currents are large enough to imagine using them for magnetic switching in spintronic devices. The spin-orbit coupling, corresponding to a relativistic correction in the equations of motion of the electron, a spin 1/2 particle, can be large in materials containing heavy atoms. This means that a conversion from charge current to spin current can be obtained using the properties of SOC systems such as platinum (Pt), tungsten (W) or tantalum (Ta) for example. Recently 2 dimensional electronic gas (2DEG), obtained at particular interfaces or surfaces, have demonstrated properties allowing particularly effective inter-conversion effects. In particular Rashba states or topological insulator systems, are currently arousing a strong interest in the spintronics community for this faculty of spin-charge conversion.

In this particular context, over the last ten years or so, topological insulators have been studied for their electronic properties which are rooted in the theoretical definition of the integer quantum Hall effect given by Thouless, as well as in the work of Haldane in graphene and Kane

in low bandgap semiconductor systems with a strong SOC. These systems have intriguing electrical properties: they are insulating in volume and conductive on the surfaces. These conductivity states have a linear energy dispersion as a function of the k-wave vector, as in the case of the graphene, with a determined spin helicity. Nevertheless, many questions remain open as the understanding of the mechanisms at the origin of these states of surface conduction, but also as to the simplest way to detect these topological states. In order to integrate in spintronic devices and to realize TI/Ferromagnetic materials interface, a number of questions arise: how to preserve the nature of the topological states at the interface? What materials should be used and what is the atomic nature of the interface (inter-mixing) ? What are the electronic exchanges at the interface? Etc.

One of the applications using the properties of topological insulators, is to use the conversion properties of the charge current to spin current in order to modify or switch the magnetization of a ferromagnetic element or memory deposited directly (or separated by a buffer layer) on the topological material itself. Such a two-layer system or multilayer should be capable of integration into a magnetic random access memory (MRAM) or of increasing the potential of disks (SSD) due to the permanent and non-volatile nature of the magnetisation state of the material. This is framework of this thesis.

