

Étude de la conductivité thermique dans SmB_6 , un isolant de Kondo topologique

par

Marie-Eve Boulanger

Mémoire présenté au département de physique
en vue de l'obtention du grade de maître ès sciences (M.Sc.)

FACULTÉ des SCIENCES
UNIVERSITÉ de SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, 7 décembre 2018

Le 7 décembre 2018

le jury a accepté le mémoire de Madame Marie-Eve Boulanger dans sa version finale.

Membres du jury

Professeur Louis Taillefer
Directeur de recherche
Département de physique

Professeur André-Marie Tremblay
Membre interne
Département de physique

Professeur Bertrand Reulet
Président rapporteur
Département de physique

À ma famille et mes amis,

Sommaire

L'hexaborure de samarium, SmB_6 , est un isolant de Kondo topologique découvert il y a plus de 50 ans. Tout récemment, l'observation d'oscillations quantiques dans SmB_6 suggère qu'il pourrait y avoir des excitations fermioniques sans charge à basse température dans le volume isolant de ce matériau. Il s'agit d'une proposition révolutionnaire! Une façon de détecter de telles excitations est via leur capacité à transporter l'entropie, ce qu'une mesure de conductivité thermique devrait détecter comme un terme linéaire résiduel dans la limite où la température tend vers zéro.

Ce mémoire porte sur des mesures de conductivité thermique dans SmB_6 jusqu'à 70 mK sur divers monocristaux et dans des champs magnétiques allant jusqu'à 15 T. Pour tous les échantillons, en extrapolant les données à basse température, nous observons que le terme résiduel est nul. Nous ne trouvons donc aucune preuve directe de la présence de fermions. Cependant, nous observons une augmentation importante de la conductivité thermique lors de l'application d'un champ magnétique. Nous proposons un scénario où la chaleur est portée principalement par des phonons qui sont diffusés par des impuretés magnétiques, un mécanisme qui serait atténué par l'application d'un champ. Les données présentées ici seront comparées à deux études semblables publiées récemment. Les résultats de ce mémoire ont été publiés en juin 2018 dans la revue *Physical Review B* [1].

Remerciements

Mes deux dernières années au sein du groupe Taillefer ont été d'une grande richesse en connaissance intellectuelle ainsi qu'en rencontre humaine. J'aimerais remercier, dans un premier temps, mon superviseur Louis Taillefer, pour m'avoir accueilli et m'avoir offert une panoplie d'opportunités. Merci de m'avoir fait découvrir ce fameux «monde de la recherche».

Un merci spécial à Francis, qui m'a accompagné tout au long de ma maîtrise. Son aide m'a été précieuse tout au long de ces deux dernières années, de la préparation des échantillons aux présentations orales, en passant par l'analyse des données. Merci d'avoir été patient et d'avoir répondu à mes nombreuses questions.

Merci aussi à tous les membres de l'équipe Taillefer avec qui j'ai pu collaborer et discuter. Merci, entre autres, à Maude, Amirreza, Patrick, Étienne, Clément, Anaëlle, Bastien, Sven, Nicolas et Simon. Je garde de beaux souvenirs de nos discussions, des soirées de groupe et des moments en conférence.

Sur le plan de la rédaction, je remercie aussi Francis, Adrien, Gaël et Louis pour votre lecture (et relectures), vos corrections et ajouts à mon mémoire.

J'aimerais aussi remercier Sophie et Maude pour m'avoir permis de réaliser un grand projet avec vous. Vous êtes des physiciennes extraordinaires et je garde de beaux souvenirs de tous ces mois à penser, planifier et organiser ce beau projet.

Mon expérience à la maîtrise n'aurait pu être là même sans mes amis de Québec, du Séminaire Saint-François en passant par l'Université Laval, ainsi que ceux de Sherbrooke. Vous êtes toujours à l'écoute, toujours impressionnés et toujours aussi extraordinaires!

Merci, finalement, mes parents, mes deux merveilleuses soeurs ainsi que mes grands-parents pour leur soutien et amour inconditionnel. J'apprécie l'effort que vous faites à comprendre mon domaine. Merci de m'avoir soutenu à la maîtrise et de toujours être présents pour moi. Un merci tout aussi grand à mon amoureux Maxime pour ta joie de vivre, tes folies et ton amour.

Table des matières

Sommaire	ii
Remerciements	iii
Introduction	1
1 Mise en contexte	3
1.1 Isolant topologique	3
1.2 Isolant de Kondo topologique : SmB_6	7
1.2.1 Oscillations quantiques	16
1.3 Motivation	19
2 Conductivité thermique	23
2.1 Conductivité thermique : point de vue théorique	23
2.1.1 Conductivité thermique électronique	24
2.1.2 Conductivité électrique	25
2.1.3 Conductivité thermique phononique	27
2.1.4 Conductivité thermique totale	28
2.2 Conductivité thermique : point de vue expérimental	28
2.2.1 Échantillons	29
2.2.2 Contacts	31
2.2.3 Montage expérimental	33
2.2.4 Réfrigérateur à dilution	37
3 Mesures de transport thermique dans SmB_6	38
3.1 Conductivité thermique à basse température : recherche d'un terme résiduel	38
3.1.1 Résistivité et loi de Wiedemann-Franz	40
3.2 Effet du champ magnétique sur la conductivité thermique	43
3.2.1 Limite de la conductivité phononique	44

3.2.2	Anisotropie en champ de la conductivité thermique	48
3.3	Conductivité thermique à haute température	50
3.4	Comparaison avec des résultats publiés	52
	Conclusion	53
A	Découplage thermique des phonons	55
	Bibliographie	57

Liste des tableaux

2.1	Facteurs géométriques des échantillons de SmB_6 crûs en solution	31
2.2	Facteurs géométriques des échantillons de SmB_6 crûs en fusion de zone	32
3.1	Paramètre de fit SmB_6	41
3.2	Prédiction de la loi de Wiedemann-Franz	42

Table des figures

1.1	Qu'est-ce qu'un isolant topologique?	4
1.2	Schéma modélisant l'apparition d'un état de surface	6
1.3	Structure atomique de SmB_6	7
1.4	Premières mesures de résistance électrique sur SmB_6	8
1.5	Spectroscopie par contact ponctuel sur SmB_6	9
1.6	Résistivité de SmB_6 en fonction de la température	11
1.7	Résistance de Hall dans SmB_6	12
1.8	Résistance dans SmB_6 selon différents niveaux d'impureté	14
1.9	Mesures d'ARPES sur SmB_6	15
1.10	Oscillations quantiques bidimensionnelles	16
1.11	Dépendance en angle des oscillations quantiques bidimensionnelles	17
1.12	Oscillations quantiques tridimensionnelles	18
1.13	Dépendance en angle des oscillations quantiques tridimensionnelles	19
1.14	Conductivité thermique de Xu et al.	20
1.15	Chaleur spécifique de SmB_6	21
1.16	Conductivité thermique de Harstein et al.	22
2.1	Schéma d'une mesure de conductivité thermique	28
2.2	Échantillon synthétisé selon la méthode de croissance en solution	29
2.3	Échantillon Z2	32
2.4	Schéma expérimental utilisé pour la conductivité thermique	33
2.5	Schéma d'une source de chaleur	35
2.6	Schéma d'un thermomètre de ruO_2	35
2.7	Calibration des thermomètres	36
3.1	Conductivité thermique trois échantillons crûs selon la méthode fusion de zone	39
3.2	Conductivité thermique de trois échantillons crûs selon la méthode en solution	40
3.3	Résistivité en fonction de la température de SmB_6	41

3.4	Conductivité thermique de Z1 à basse température en fonction de la température . . .	43
3.5	Conductivité thermique de Z1, Z2 et ZC à basse température en fonction du champ .	45
3.6	Conductivité thermique de Z1, Z2 et ZC	46
3.7	Conductivité thermique de Z1 à basse température en fonction des dimensions	46
3.8	Conductivité thermique de $\text{Pr}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$	48
3.9	Anisotropie en champ de la conductivité thermique	49
3.10	Conductivité thermique de Z1 à haute température	50
3.11	Effet du champ sur la conductivité thermique à haute température	51
3.12	L'effet du champ sur la conductivité thermiques de SmB_6 crû en fusion de zone . . .	52
3.13	L'effet du champ sur la conductivité thermiques de SmB_6 crus en solution	53
A.1	Conductivité thermique dans Nd_2CuO_4	56
A.2	Conductivité thermique dans Z1	56

Introduction

Les isolants topologiques sont des matériaux présentant des propriétés fascinantes : isolants à l'intérieur et conducteurs en surface. Ils ont une histoire assez inhabituelle, car contrairement à presque toutes les autres phases exotiques de la matière, ils furent prédits théoriquement en 2005 par Charles Kane et Joel Mele avant d'être découverts expérimentalement [2]. La croissance et l'importance du domaine des matériaux topologiques ont d'ailleurs été soulignées par l'attribution du prix Nobel de physique en 2016 à David Thouless, Duncan Haldane et Michael Kosterlitz, pour leurs découvertes théoriques des transitions de phase topologiques et des phases topologiques de la matière.

Ces matériaux pourraient être la clef de l'électronique du futur, la spintronique. Cette méthode, se basant sur le spin de l'électron et non sur la charge, pourrait remplacer les technologies actuelles en offrant une plus grande vitesse dans le traitement des données ainsi qu'une plus grande capacité à emmagasiner l'information. Ils suscitent de grands espoirs, car ces nouvelles composantes électroniques pourraient être utilisées dans un futur ordinateur quantique.

L'hexaborure de samarium, SmB_6 est un matériau topologique dont la nature demeure un mystère pour la communauté scientifique. La dualité métal-isolant a été observée dans SmB_6 depuis plus de 40 ans [3]. Tout récemment, en 2015, l'observation spectaculaire d'oscillations quantiques de Haas-van Aphen dans SmB_6 est venue ajouter un degré de complexité à la compréhension de ce matériau en prédisant l'existence de particules fermioniques sans charge dans le volume isolant du matériau [4]. Un tel résultat serait révolutionnaire dans le domaine de la physique telle qu'on la connaît, car il implique la présence d'une nouvelle particule encore jamais observée !

Ce mémoire a pour but de faire la lumière sur l'existence de cette particule hypothétique. Si des particules fermioniques sans charge étaient réelles, elles transporterait nécessairement de l'entropie, ce qu'une mesure de conductivité thermique peut détecter. Des mesures de conductivité thermique dans la limite $T \rightarrow 0$ ont été utilisées pour détecter la présence de porteurs de chaleur de nature fermionique. La dépendance en champ magnétique a aussi été étudiée.

Le chapitre 1 de ce mémoire présente le contexte dans lequel s'inscrit le matériau au cœur de ce mémoire, SmB_6 . Une brève introduction sur les isolants topologiques est présentée avant d'introduire SmB_6 . Le chapitre 2 explique les méthodes expérimentales utilisées pour préparer les échantillons ainsi que la mesure de la conductivité thermique à basse température. Le chapitre 3 porte sur les résultats expérimentaux ainsi qu'une analyse pointue des données. Une comparaison avec les résultats déjà publiés dans la littérature y est aussi faite.

Chapitre 1

Mise en contexte

Ce chapitre présente une brève introduction sur les isolants topologiques ainsi que sur le matériau étudié dans le cadre de ce mémoire, SmB_6 . Une revue des principales découvertes jusqu'à ce jour sur SmB_6 y est présentée ainsi que la motivation de cette étude.

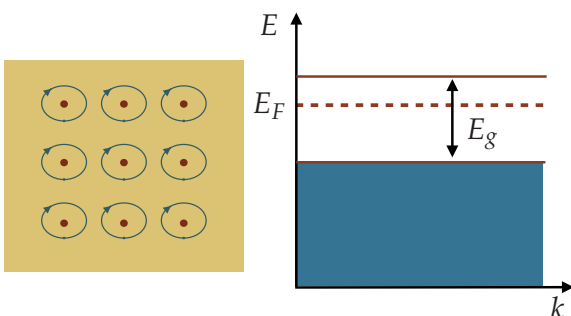
1.1 Isolant topologique

Un isolant topologique est un matériau ayant un volume isolant, mais possédant des états métalliques en surface. Ils ont été prédits théoriquement en 2005 par Charles Kane et Eugene Mele [5] avant d'être découverts expérimentalement en 2007 par le groupe de Zahid Hasan [6]. De nombreuses études plus exhaustives [2, 7, 8, 9] existent sur les isolants topologiques et cette section n'est qu'une brève introduction sur les notions de base.

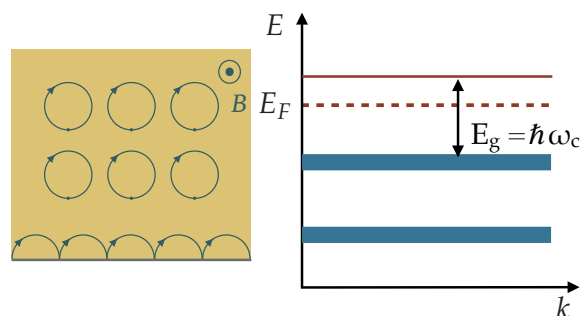
De nombreux aspects de la physique du solide concernent la compréhension de l'émergence d'un ordre lorsqu'un très grand nombre de constituants simples, tels que des ions, des moments magnétiques ou des électrons, interagissent entre eux. Dans les phases ordonnées telles que les cristaux ou les aimants, le paramètre d'ordre décrit une brisure de symétrie, telle la symétrie de rotation ou de translation dans le cas des cristaux, ou encore la symétrie d'inversion du temps dans le cas des aimants. Les isolants topologiques sont des phases de la matière caractérisées par un ordre d'un genre nouveau, qui ne brise pas de symétrie. Ces nouvelles phases sont décrites par une quantité globale qui ne dépend pas des détails du système soit un ordre dit topologique [8].

Un isolant est un matériau caractérisé par un gap en énergie entre ses bandes de valence remplies et ses bandes de conduction vides (voir figure 1.1a). Puisque l'énergie de Fermi est située entre la bande de conduction et la bande de valence, il s'agit d'un isolant.

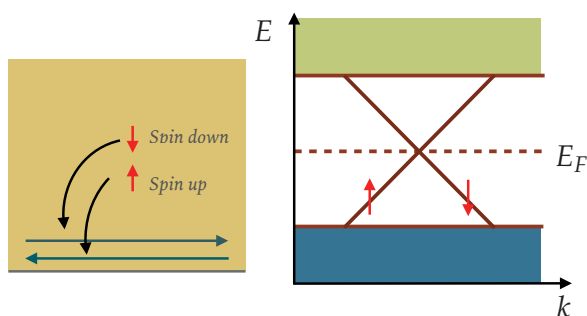
a) Isolant trivial



b) Effet Hall Quantique



c) Effet Hall Quantique de spin



d) Isolant topologique 3D

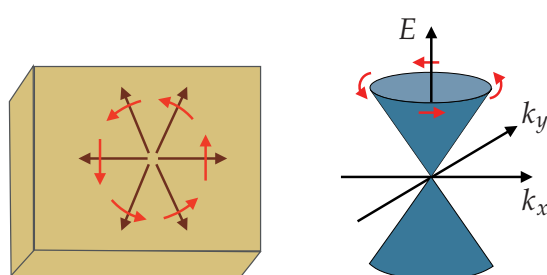


FIGURE 1.1 (a) Un isolant est caractérisé par un gap d'énergie au niveau de Fermi dans sa structure de bande entre les bandes de valence pleines et les bandes de conduction vides. (b) Dans l'effet Hall quantique, le mouvement circulaire des électrons dans un champ magnétique B est interrompu par les limites de l'échantillon. Au bord, les électrons exécutent des «orbites de saut» comme indiqué, menant finalement à la conduction parfaite dans une direction le long du bord. La conduction est unidirectionnelle et non-dissipative. (c) Le bord de l'état «effet Hall de spin quantique» ou isolant topologique 2D contient des modes de déplacement dans les deux directions qui ont un spin opposé et qui sont liés par une symétrie d'inversion du temps. Ce bord peut également être vu comme la moitié d'un fil quantique, qui aurait des électrons spin-up et spin-down se propageant dans les deux directions. (d) Il est possible de généraliser le cas bidimensionnel au cas tridimensionnel. Alors que les états de bords ne se propagent qu'en une dimension, dans le cas d'un isolant topologique tridimensionnel, il y a l'apparition d'une surface de conduction. L'électron peut se propager sur toute une surface au lieu d'être contraint en une seule dimension. Conséquemment, à défaut d'avoir deux relations de dispersions linéaires sur un bord, il y a désormais un cône de Dirac à la surface d'un isolant topologique 3D. La figure est inspirée de [2].

Les isolants topologiques sont analogues à l'état « effet Hall quantique » : ils possèdent un ordre topologique. Cet ordre topologique protège les états de surface, de sorte qu'ils ne peuvent être éliminés par le désordre ou des impuretés, et leur confère des propriétés uniques qui peuvent être utiles pour des applications allant de la spintronique à l'informatique quantique [2]. L'effet Hall quantique, phénomène découvert en 1980 par Klaus von Klitzing [10], se produit lorsque les électrons confinés en deux dimensions subissent un fort champ magnétique à basse température (figure 1.1b). Les plateaux quantifiés apparaissent pour la conductivité de Hall tandis que la résistance longitudinale disparaît simultanément. Le champ fait subir aux électrons une force de Lorentz perpendiculaire, ce qui les fait tourner. On voit l'apparition de niveaux de Landau qui confinent la densité d'états électronique. Le système est alors isolant. Au bord du système, cependant, les électrons subissent un mouvement différent puisque les orbites circulaires peuvent rebondir sur le bord, ce qui conduit à des « sauts d'orbite », comme le montre la figure 1.1b. Ces orbites de saut conduisent à des états électroniques qui se propagent en une dimension. L'existence d'états de bord robustes ne permettant pas la rétrodiffusion est une autre manifestation de cet ordre topologique.

Il était pensé au début que cet ordre était indissociable de l'effet Hall quantique. Cependant, en 2005, Kane et Mele [5] ont proposé un modèle d'un nouvel ordre topologique appelé l'effet Hall quantique de spin (figure 1.1c). Dans ces matériaux, le rôle du champ magnétique est joué par le couplage spin-orbite [8]. Il s'agit de l'interaction du moment angulaire intrinsèque d'un électron, ou spin, avec le mouvement orbital des électrons. Ainsi, si on prend un matériau où les électrons sont confinés dans un plan à deux dimensions et où il y a un fort couplage spin-orbite, il est prédit que des états de spins opposés peuvent se propager dans des directions inverses l'une de l'autre sur les bords de l'échantillon, ceci sans champ magnétique externe et avec le reste du matériau demeurant isolant. Tel qu'observé dans un isolant ordinaire, il y a un gap d'énergie séparant les états occupés et vides à l'intérieur du matériau, mais dans un isolant topologique, il existe des états de bord dans lesquels les électrons spin-up et spin-down se propagent dans des directions opposées (figure 1.1c). La conductance de Hall de cet état est nulle, car les électrons de spin-up et spin-down s'annulent mutuellement. Chacun des états de bord est cependant un état de conduction. Ils forment un conducteur unidirectionnel où les électrons de spin-up voyagent dans une direction, et les électrons de spin-down dans l'autre. Comme l'état de bord de l'effet Hall quantique, l'état de bord de l'effet Hall quantique de spin est protégé contre la rétrodiffusion. La protection des états de surface vient de la symétrie d'inversion du temps.

En physique classique, une situation est invariante par renversement du temps lorsqu'elle est inchangée par renversement des quantités de mouvement k (qui devient $-k$) sans modification des positions [11]. Cependant, dans le cas quantique, lors d'une telle modification, les spins des électrons sont eux-mêmes renversés. Ainsi, si l'on prend un état $\psi_{k,\uparrow}$ et qu'on lui applique une opération d'inversion du temps T tel que $\psi_{k,\uparrow} \rightarrow T\psi_{k,\uparrow}$ on obtient un nouvel état de quantité de mouvement

$-k$ et de spin \downarrow . Ainsi, une rétrodiffusion qui conserve le spin est impossible parce que l'état de quantité de mouvement opposée n'a pas le même spin que l'état de départ.

Cependant, cet état existe déjà en raison de l'interaction spin-orbite ($\psi_{-k,\downarrow}$) [2]. La surface métallique telle que décrite ci-dessus est donc protégée par la symétrie d'inversion du temps, car il existe toujours un état de même énergie, de spin et de quantité de mouvement opposé à cet état rendant la rétrodiffusion impossible.

Enfin, il est possible de généraliser l'isolant topologique bidimensionnel en trois dimensions. L'état de bord n'est maintenant plus limité qu'à une dimension : dans le cas d'un isolant topologique tridimensionnel, il y a l'apparition d'une surface de conduction. Comme dans le cas bidimensionnel, la direction du mouvement des électrons le long de la surface d'un isolant topologique tridimensionnel est déterminée par la direction du spin qui varie continuellement en fonction de la direction de propagation (figure 1.1d). Le résultat est un « métal planaire » inhabituel où la direction du spin est bloquée dans la direction de propagation. Les états de surface d'un isolant topologique tridimensionnel sont topologiquement protégés contre la rétrodiffusion, telle que vue dans le cas bidimensionnel. À défaut d'avoir deux relations de dispersions linéaires sur un bord, on a désormais un cône de Dirac à la surface d'un isolant topologique 3D (figure 1.1d).

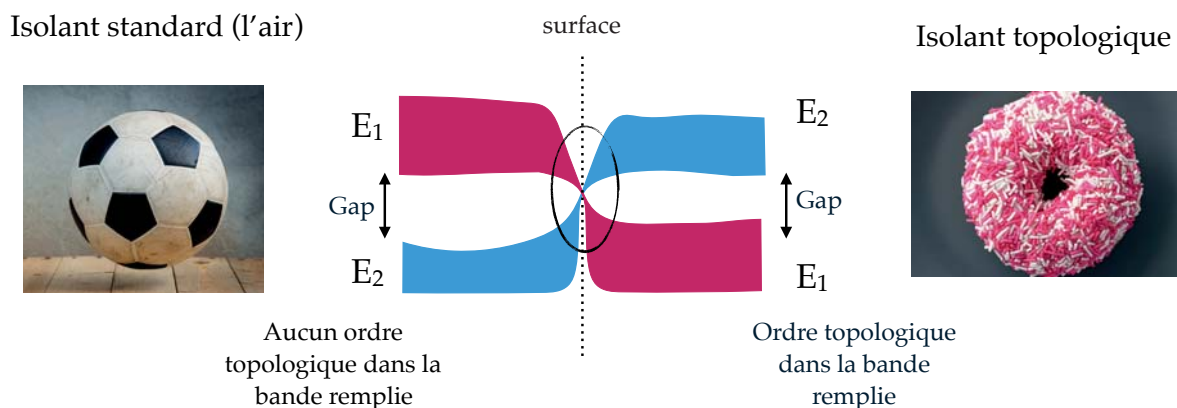


FIGURE 1.2 Schéma modélisant l'inversion dans la structure de bande à la surface entre un isolant topologique et un isolant standard. Il est impossible que la structure de bande se transforme de façon continue entre un isolant topologique et un isolant standard. À la surface, le gap se ferme créant ainsi un état métallique. La figure est inspirée de [11].

La conséquence la plus universelle et la plus remarquable d'une topologie non triviale est l'existence d'états de surface ; en d'autres termes, la surface de l'isolant topologique est nécessairement métallique. Afin de comprendre le lien entre l'état de surface métallique et l'ordre topologique, considérons un matériau dans un état d'isolant topologique [12]. Cet échantillon est placé dans l'air, un isolant standard topologiquement trivial, tout comme la plupart des isolants. À l'interface entre un tel

isolant standard et un isolant topologique, il n'est pas possible que la structure de bande s'interpole en continu entre un isolant topologique et l'air sans fermer le gap. Cela s'explique par le fait que les fonctions d'ondes des bandes remplies de l'isolant topologique ont un ordre topologique robuste, insensible aux déformations continues. Il faut donc déformer à l'interface une bande remplie de l'isolant topologique en une bande vide de l'isolant standard (l'inversion se produit entre bandes de parité opposée). Ceci force le gap à se fermer à cette interface conduisant à des états métalliques d'origine topologique. La surface de l'échantillon est donc nécessairement caractérisée par une absence de gap d'énergie.

La topologie est une branche des mathématiques qui étudie les propriétés des objets qui sont invariants sous des déformations lisses, un exemple classique étant un beignet se transformant en une tasse de café. Les deux objets sont topologiquement les mêmes, car il est possible de passer d'un objet à l'autre sans faire de déchirures [8]. Ils sont topologiquement équivalents. La topologie du gap de l'isolant standard peut être vue comme étant une sphère et celui de l'isolant topologique comme un beignet, tel qu'observé à la figure 1.2. Il est impossible de passer de l'un à l'autre sans topologiquement faire un trou ayant comme conséquence de créer donc un système non gappé. L'isolant topologique reste donc isolant ; son état de surface est protégé par la topologie.

1.2 Isolant de Kondo topologique : SmB_6

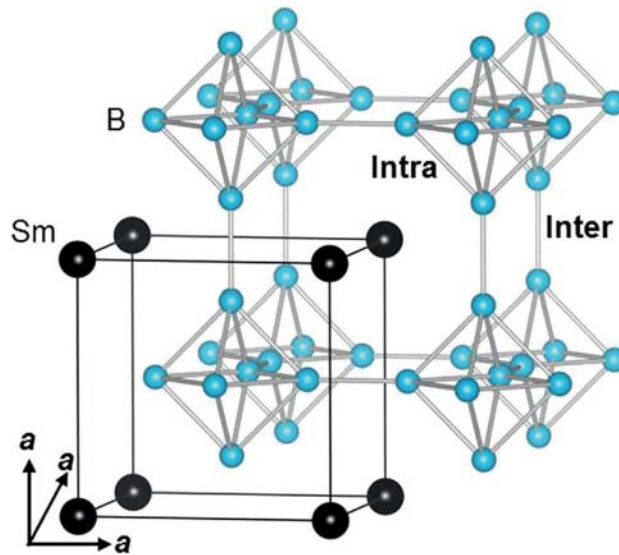


FIGURE 1.3 Structure atomique de SmB_6 . Les atomes de samarium (Sm) sont situés sur les sommets de la structure cubique et l'octaèdre de bore (B) est situé en son centre [13].

L'hexaborure de samarium, SmB_6 , est un métal de terres rares où les ions de samarium, sur des sites du réseau équivalent de la structure cubique, peuvent avoir leur orbitale $4f$ dans la configuration $4f^6$ ou $4f^5$ dans un ratio 3 : 7 respectivement [14]. C'est en 1969 qu'Anthony Menth, Ernest Buehler et Ted Geballe [3] ont exposé la nature exotique de ce matériau. Ils ont montré que SmB_6 ne présente aucun signe d'ordre magnétique jusqu'à 350 mK et que SmB_6 passe d'un métal à un semi-conducteur avec des températures décroissantes.

La courbe de résistance (figure 1.4a) sur une échelle logarithmique montre le changement de résistance sous ~ 50 K. Une remontée de la résistance y est observée. Les points ouverts sont les mêmes données que les points fermés, mais tracés en fonction de $1/T$ pour montrer la remontée à basse température.

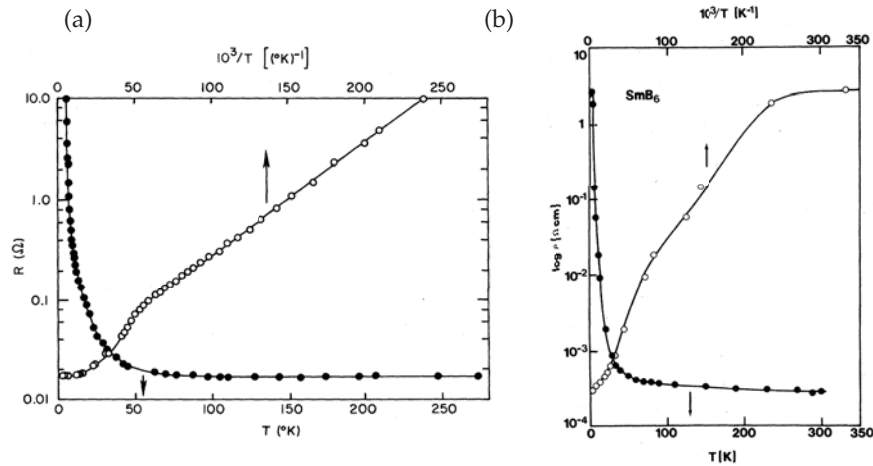


FIGURE 1.4 Résistance de SmB_6 en fonction de la température. (a) Cercles fermés : résistance (R) en fonction de la température (T). Cercles ouverts : résistance en fonction de $10^3/T$. La figure provient de Menth *et al.* [3] (b) La saturation de la résistance sous ~ 4 K [15].

Il a fallu attendre 1996 avant que Z. Fisk *et al.* [16] propose que SmB_6 soit en fait un isolant de Kondo. Dans ce scénario, les électrons $4f$ localisés des ions de Sm^{3+} magnétiques s'hybrident avec les bandes de conduction $5d$ formant des singulets de Kondo qui écrantent les moments locaux. L'hybridation de type Kondo provoque la formation d'une bande interdite sous la température de Kondo (~ 50 K). Ceci conduit à un comportement isolant puisque le niveau de Fermi se situe dans l'intervalle du gap de Kondo. En conséquence, SmB_6 se comporte comme un métal corrélé à température ambiante et devient isolant sous 50 K avec l'ouverture du gap de Kondo, ce qui explique une résistance divergente à basse température.

Cependant, à des températures inférieures à ~ 4 K, une saturation dans la résistance apparaît [15]. Ce résultat est assez surprenant, car, pour un isolant de Kondo, il est attendu que la résistance diverge lorsque la température approche du zéro absolu comme pour un isolant parfaitement gappé.

Une interprétation possible expliquant la nature du plateau à basse température a été apportée par Dzero *et al.* [17]. Ils ont prédit l'existence d'un état de surface métallique topologiquement protégé par le gap de Kondo et décrivent SmB_6 comme étant un isolant de Kondo topologique. Contrairement à un isolant topologique standard, ici, l'hybridation des électrons localisés f avec les électrons de conduction et le fort couplage spin-orbite conduit à un état isolant topologiquement non-trivial dans le volume avec des excitations anormales à la surface [17].

Des expériences ont rapidement suivi pour vérifier si la conduction à basse température se produit effectivement à la surface et si le volume du matériau est bel et bien isolant[18].

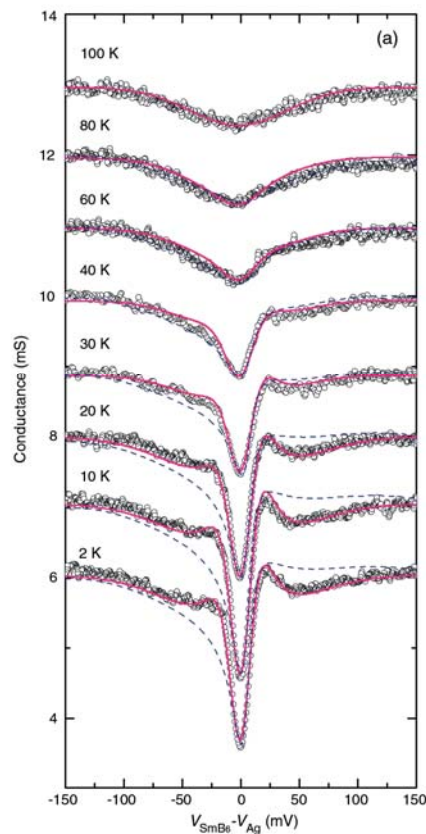


FIGURE 1.5 La conductance dans SmB_6 en fonction de la différence de potentiel. Au-dessous de 100 K, la conductance commence à diminuer, formant un creux avec une demi-largeur d'environ 20 mV à basse température. L'émergence de cette caractéristique reflète le début de l'hybridation Kondo entre les moments locaux Sm et les électrons de conduction. La figure provient de Zhang *et al.* [19].

Une façon de démontrer que SmB_6 est réellement isolant dans son volume est de montrer que la densité d'état reste inchangée sous la température de saturation de la résistance. Cela peut être fait en utilisant la spectroscopie par contact ponctuel (en anglais *point contact spectroscopy*). La spectroscopie par contact ponctuel est un outil polyvalent pour l'étude de la structure électronique

dans divers matériaux. Il a été démontré que cette technique peut être utilisée pour sonder la densité d'état dans le volume et étudier les interactions entre quasi-particules dans des matériaux fortement corrélés [19]. Si la conduction à basse température provient d'impuretés électroniques dans le volume ou encore d'une contribution conjointe de la surface et du volume au lieu d'une surface métallique, la densité d'état du volume changerait nécessairement à basse température lorsqu'un état métallique se formerait.

Zhang *et al.* [19] ont effectué des mesures de spectroscopie par contact ponctuel sur SmB_6 en utilisant des contacts ponctuels de particules d'argent. Ils ont enregistré la conductance du contact ponctuel en fonction de la différence de tension Ag- SmB_6 et de la température (figure 1.5). Ils ont observé l'apparition d'un minimum de conductance à polarisation nulle sous 100 K, signalant l'ouverture du gap de Kondo due aux corrélations électroniques. Cette interprétation est d'ailleurs cohérente avec d'autres études, telles des mesures d'ARPES [20], de spectroscopie par rayon X [21] et de susceptibilité magnétique [22].

La conclusion de cette étude est que les spectres de conductance sont demeurés inchangés tandis que la température a été abaissée de 10 K à 2 K, où la saturation de la résistance de l'échantillon s'est produite. Cela prouve directement que pendant la saturation de la résistance, le volume de SmB_6 reste isolant avec un gap de Kondo presque constant. Si la saturation de la résistivité globale était due au transport cohérent d'états électroniques dans le volume, la structure électronique se modifierait à environ 4 K lorsqu'un canal de conduction se développerait. Au lieu de cela, les résultats suggèrent que la densité d'état est stable et constante dans toute la gamme de température sous 10 K. Il est clair que la dépendance de la résistivité électrique en fonction de la température doit refléter une compétition entre l'isolant de Kondo dans le volume et l'état de surface métallique [19]. Cette étude suggère que la saturation de la résistivité ne peut être imputée à un changement de conduction dans le volume.

L'apparition de plateau dans la résistivité est interprétée comme une transition de la conductivité dominée par le volume vers une conductivité dominée par les états de surface à basse température. Afin de vérifier cela, Syers *et al.* ont effectué une mesure de résistivité électrique dans un échantillon de SmB_6 [23]. Ils ont mesuré la résistivité (figure 1.6) d'un échantillon de SmB_6 pour différentes épaisseurs, allant de 0.2 mm à 0.0325 mm. À haute température, la résistance relative, soit la résistance électrique totale normalisée à 20 K, est la même pour tous les échantillons, peu importe leur épaisseur. Cependant, le plateau dans la résistance relative diminue lorsque l'épaisseur de l'échantillon diminue. Ceci est cohérent avec un scénario où la conductivité métallique provient d'un état de surface, puisque la contribution du volume diminue et la contribution de la surface reste la même.

Afin d'interpréter leurs données, ils ont développé un modèle simple de conduction électrique

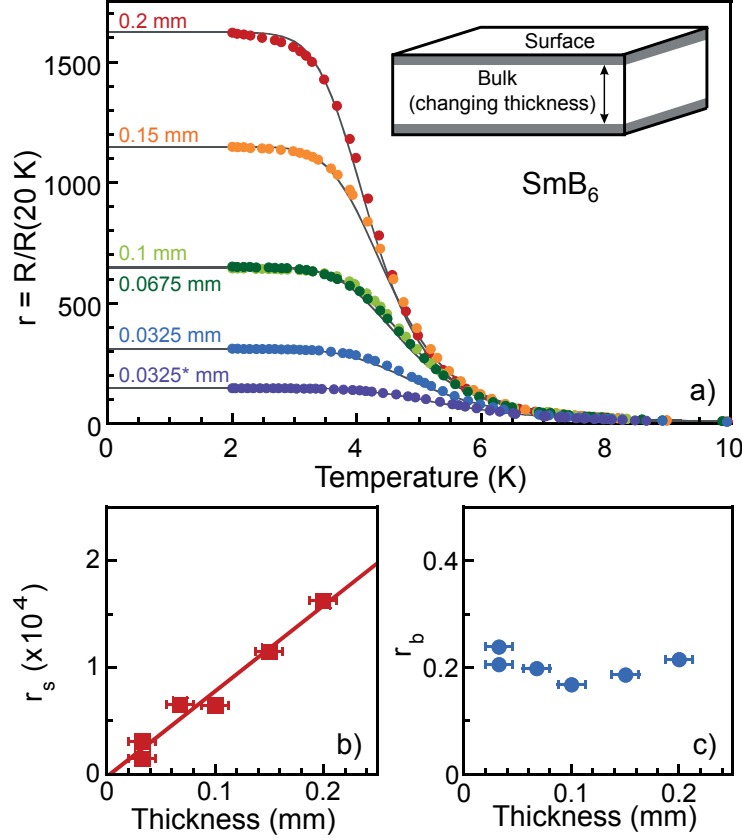


FIGURE 1.6 (a) Résistance électrique d'un cristal de SmB_6 en fonction de l'épaisseur de l'échantillon, normalisée à sa valeur à 20 K. Les lignes pleines représentent les ajustements aux données en utilisant un modèle de conductance à deux canaux (voir équation 1.1) où r_s et r_b étaient des paramètres libres. En (b) et en (c), la dépendance en épaisseur de la contribution de surface r_s et de la contribution du volume r_b respectivement. La figure provient de Syers *et al.* [23].

à deux canaux; un pour la conductivité du volume et un pour la conductivité de la surface. La résistance relative est donnée par

$$r(T)^{-1} = r_s^{-1} + \left(r_b e^{-\Delta/k_B T} \right)^{-1} \quad (1.1)$$

où $r_s = R_s/R(20\text{ K})$ et $r_b = R_b/R(20\text{ K})$ sont les composantes de surface et de volume respectivement. Tous les paramètres ont été laissés libres pour paramétrer les données. Pour toutes les épaisseurs, ils ont trouvé un gap de $\Delta \approx 3.3 \pm 0.2$ meV, comparable à ce qui est observé dans la littérature. La dépendance en épaisseur de r_s est linéaire, tandis que r_b est indépendant de l'épaisseur de l'échantillon. De plus, l'extrapolation des données de r_s à basse température donne zéro, tel qu'attendu par un modèle à deux canaux (de surface et de volume). Effectivement, la résistance relative de la surface diminue lorsque l'épaisseur du volume diminue. Ceci consiste donc en une preuve concluante que la conductivité électrique à basse température est dominée par des états de surface.

Une autre mesure de transport qui différencierait fortement entre les mécanismes de conduction de surface et de volume est l'effet Hall. La résistance de Hall (R_{xy}) est le ratio entre la différence de potentiel transverse (V_{xy}) et le courant (I), lors de l'application d'un champ magnétique perpendiculaire. Le ratio de résistance de Hall du volume sur le champ magnétique devrait dépendre de l'épaisseur de l'échantillon tandis que le ratio de la résistance de Hall de la surface sur le champ magnétique ne devrait pas dépendre de l'épaisseur de l'échantillon. Par conséquent, la dépendance en épaisseur de l'effet Hall devrait indiquer directement si la conduction en volume ou en surface domine. Cette étude a été réalisée par Kim *et al.* [24].

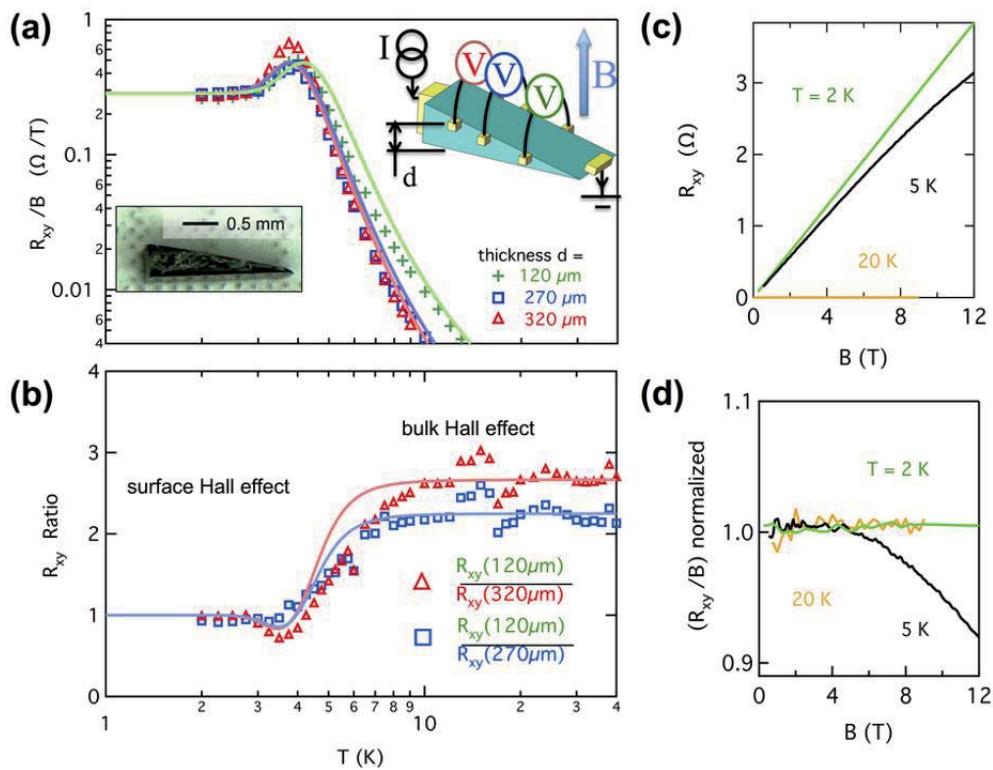


FIGURE 1.7 (a) Résistances de Hall R_{xy} divisées par le champ magnétique B en fonction de la température T à trois épaisseurs différentes d dans un échantillon en forme de coin. Les lignes sont des simulations utilisant un modèle à deux canaux de conduction. (b) Rapports entre les résistances de Hall R_{xy} à différents d , montrant le passage du volume à la conduction de surface lorsque la température descend. (c) R_{xy} versus B à diverses T pour $d = 120 \mu\text{m}$, montrant la non-linéarité à environ 5 K. (d) R_{xy}/B normalisé à de petites valeurs de champ pour démontrer la non-linéarité. Cette figure provient de Kim *et al.* [24].

La figure 1.7 (c et d) montre la résistivité de Hall en fonction du champ. L'effet Hall est linéaire en fonction du champ à haute température (20 K) et à basse température (2 K), mais on observe une dépendance en champ différente pour les données à 5 K. La linéarité de l'effet Hall indique une conduction à un canal, à partir du volume ou de la surface. À la figure 1.7a, le ratio R_{xy}/B est tracé

en fonction de la température, pour différentes épaisseurs d'un même échantillon. On peut clairement remarquer qu'à haute température, le ratio diffère pour les différentes épaisseurs, puis ils convergent vers une valeur universelle de $0.3 \Omega/T$ sous 4 K, ce qui est cohérent pour un état de surface [24]. En reprenant les résultats de 1.7a et en traçant les ratios $\frac{R_{xy}(d_1)}{R_{xy}(d_i)}$ dans la figure 1.7b, Kim *et al.* montrent que le ratio est de 1 à basse température et est de d_2/d_1 à haute température, prouvant les effets de croisement entre l'effet Hall 2D à basse température et 3D à haute température. Ainsi, ils ont eux aussi démontré que la conductivité à basse température provenait bel et bien d'un état de surface.

Une caractéristique clef des excitations d'état de surface dans un isolant topologique est leur protection contre les perturbations pouvant briser la symétrie d'inversion du temps [7]. Ainsi, Kim *et al.* ont exploré la protection topologique de cet état de surface en endommageant délibérément la surface de leur échantillon, une perturbation ne pouvant pas briser l'invariance sous inversion du temps. Ils ont constaté que la résistance de Hall à basse température demeure inchangée après la coupe mécanique et le grattage de leur échantillon, ce qui fournit une preuve de la nature topologique des excitations de surface.

L'état métallique de surface d'un isolant topologique est protégé selon trois aspects [18, 25]. Premièrement, sa topologie fondamentale préserve un état de surface sans gap, à moins que la symétrie par renversement du temps ne soit brisée. Deuxièmement, la polarisation du spin des électrons empêche leur rétrodiffusion de $-k$ à k par des impuretés non magnétiques. Enfin, la phase de Berry protège elle aussi l'état de surface. Tous ces éléments mis ensemble font en sorte qu'il y a un état de surface robuste avec conservation de la symétrie d'inversion du temps. Par conséquent, un état de surface topologique ne pourrait être rendu isolant que par des brisures de la symétrie de renversement du temps telles que celles créées par des perturbations magnétiques. Pour examiner la protection topologique d'un état de surface de SmB_6 , Kim *et al.* ont réalisé une étude en 2014 en introduisant des dopants magnétiques et non-magnétiques et en examinant la dépendance de la résistivité en fonction de la température [25].

La figure 1.8a présente la dépendance en température du rapport de résistance de SmB_6 de différentes épaisseurs selon des substitutions des ions de samarium avec des éléments non-magnétiques soit 3 % d'yttrium (Y), 4 % d'ytterbium (Yb) et 3% de gadolinium (Gd) magnétique. Notons que les ions Yb n'ont aucun moment magnétique dans SmB_6 . Les données à haute température dans les trois cas montrent la dépendance habituelle de l'épaisseur pour la conductivité électrique dans un conducteur déterminé par la loi d'Ohm. Lorsque la température est abaissée en dessous de 5 K, les rapports de résistance pour les échantillons dopés Y et Yb s'approchent de 1, indiquant une résistivité indépendante de l'épaisseur résultant des états de surface conducteurs. D'autre part, l'échantillon dopé Gd suit le même rapport géométrique sur toute la plage de température. Autrement dit, puisqu'il y a brisure de symétrie par inversion du temps, les substitutions d'ions magnétiques suppriment les états de surface topologiques, laissant le volume comme seule voie de conduction électrique. Les

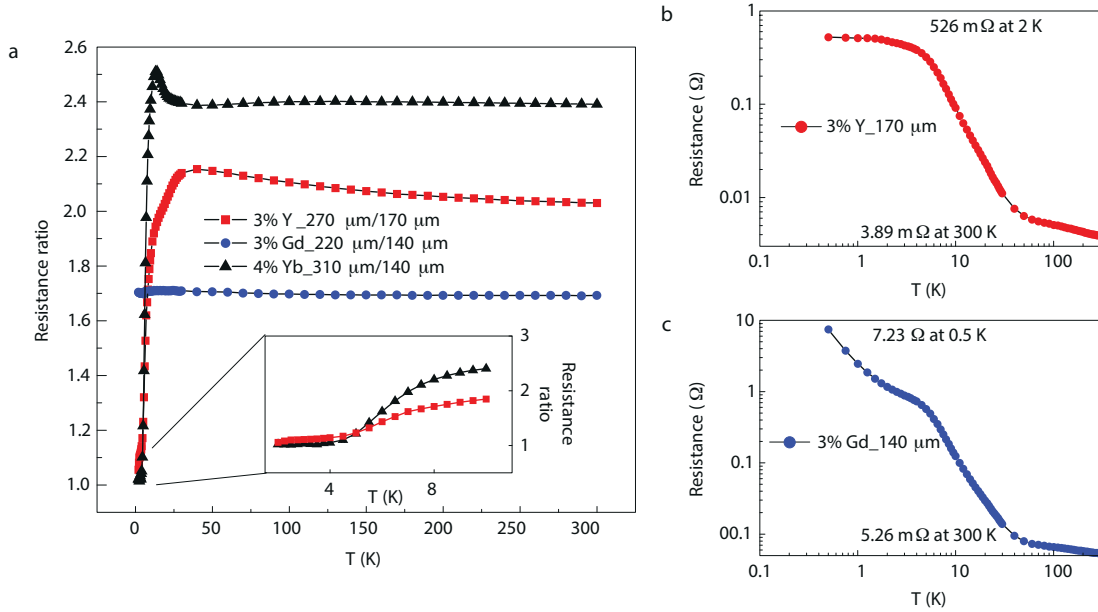


FIGURE 1.8 (a) Rapport de résistance des échantillons de SmB_6 de différentes épaisseurs avec l'yttrium (Y), l'ytterbium (Yb) et le gadolinium (Gd). (b) Le plateau de résistance persiste avec des impuretés non-magnétiques d'yttrium. (c) Les impuretés magnétiques de gadolinium suppriment les états de surface électroniques, ce qui entraîne l'absence du plateau de résistivité. Cette figure provient de Kim *et al.* [25].

figures 1.8 (b) et (c) montrent la dépendance en température de la résistivité pour l'échantillon dopé Y et l'échantillon dopé Gd respectivement. L'échantillon dopé Y présente le même comportement de saturation de résistivité inférieure à 5 K que le cas SmB_6 non-dopé. La résistivité dans l'échantillon dopé au Gd continue d'augmenter à basse température. Sous 5 K, un semblant de plateau apparaît, mais ce dernier ne sature jamais. Par conséquent, il existe de nombreuses preuves suggérant que les états de surface dans SmB_6 sont en effet topologiquement protégés par la symétrie de renversement du temps, ce qui renforce l'affirmation selon laquelle SmB_6 est un isolant topologique Kondo.

La méthode la plus convaincante pour prouver que SmB_6 est un isolant de Kondo topologique est la spectroscopie photoélectrique à résolution angulaire (ARPES) pour observer les cônes de Dirac. Il s'agit d'une technique expérimentale directe permettant l'observation de la distribution des électrons dans l'espace réciproque d'un solide. L'état de surface électronique et de spins d'un isolant topologique peut être systématiquement étudié par cette méthode qui fournit une méthodologie unique et puissante pour explorer l'ordre topologique tridimensionnel. L'observation d'un nombre impair de cônes de Dirac dans la structure de bande serait une signature directe de la nature topologique des états de surface [26].

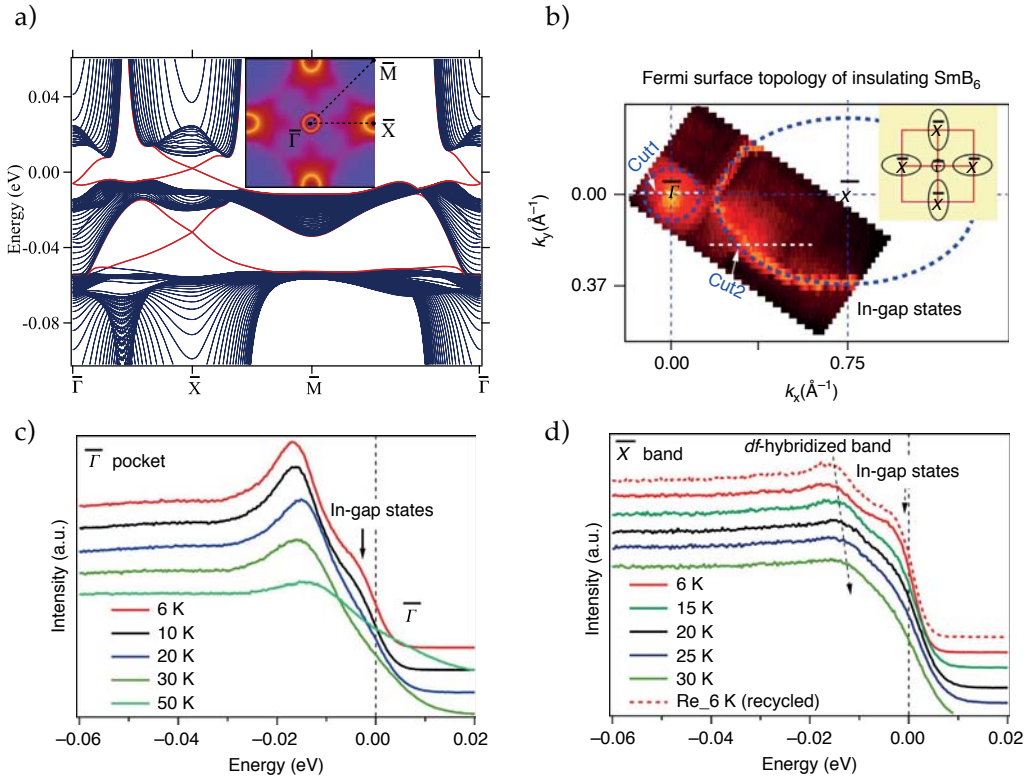


FIGURE 1.9 (a) L'état de surface théorique de la surface (001) de SmB_6 . La figure provient de Lu *et al.* [27]. b) Mesure d'ARPES sur la surface de SmB_6 à 6 K pour une fenêtre de ± 4 meV. Les contours d'intensité autour de Γ et X reflètent des états métalliques bas près du niveau de Fermi, ce qui est cohérent avec la topologie de surface de Fermi théoriquement prédite des états de surface topologiques. L'évolution en température des points spectraux Γ (c) et X (d). La figure provient de Neupane *et al.* [28].

Les résultats d'ARPES de Neupane *et al.* [28] sont présentés à la figure 1.9 avec les résultats des calculs théoriques de la structure de bande de Lu *et al.* [27]. En (a), on peut voir le spectre d'énergie calculé par Lu *et al.* dans la première zone de Brillouin pour la surface (001). Les points de symétrie Γ , X et M y sont indiqués. Leur calcul suggère que SmB_6 est bel et bien un isolant topologique tridimensionnel fortement corrélé avec des états de surfaces contenant trois cônes de Dirac. Tel que prédit par cette étude, trois états métalliques existent près de la surface de Fermi. Il est intéressant de voir l'évolution en température des poids spectraux. En (c) et (d), il est possible de remarquer qu'à des températures supérieures à l'énergie d'hybridation, une seule intensité spectrale est observée. Cependant, lorsque la température diminue sous les 30 K, cette caractéristique se déplace vers des énergies plus éloignées du potentiel chimique ce qui correspond à l'ouverture du gap Kondo, alors que le niveau de Fermi reste dans le gap isolant. Le gap estimé est d'environ 16

meV. Plus important encore, sous ~ 6 K, dans le régime de transport bidimensionnel, une deuxième caractéristique spectrale, associée à un état gappé, est observée avec une énergie de $E_B = 4\text{meV}$, dans l'état isolant [28]. Tous ces résultats semblent indiquer que SmB_6 est un isolant topologique de Kondo.

1.2.1 Oscillations quantiques

L'aspect topologique de l'état de surface peut également être sondé par des oscillations quantiques, soit la variation périodique de la densité d'état lorsque les niveaux de Landau passent à travers le niveau de Fermi dans un champ magnétique changeant. Les oscillations dans l'aimantation sont appelées effet de Haas-van Aphen (dHvA) et il s'agit d'un outil puissant pour déterminer la géométrie de la surface de Fermi. L'ampleur de son utilité fut remarquée par Onsager[29] lorsqu'il a montré que les oscillations quantiques étaient périodiques en $1/B$ et que la fréquence est directement proportionnelle à la section extrême de la surface de Fermi perpendiculaire au champ. La fréquence des oscillations est donnée simplement par

$$F = \frac{\hbar}{2\pi e} A \quad (1.2)$$

où F est la fréquence en tesla et A est une aire extrême perpendiculaire au champ de la surface de Fermi. Toutes les surfaces extrêmes de la surface de Fermi peuvent être sondées lorsque la direction du champ magnétique est changée. Cela fournit assez d'informations pour reconstruire la forme réelle de la surface de Fermi.

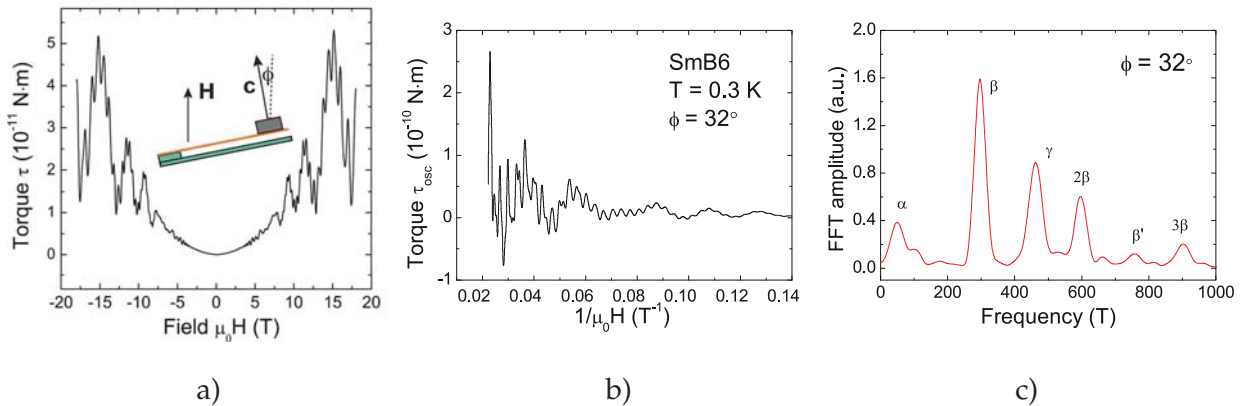


FIGURE 1.10 (a) La dépendance du champ dans l'aimantation de SmB_6 . Les données ont été prises à $T = 300$ mK. (b) Les oscillations quantiques dans l'aimantation sont tracées en fonction de $1/\mu_0 H$. (c) La transformée de Fourier des oscillations quantiques montre un pic aux fréquences de 35 T, 300 T et 450 T. La figure provient de Li *et al.*[30].

Utilisant une configuration de couple magnétométrique, Li *et al.* [30] ont rapporté en 2014 la détection d'oscillations de Haas van Alphen (dHvA) dans l'aimantation des cristaux crus en solution de SmB_6 . Leurs principaux résultats sont montrés aux figures 1.10 et 1.11.

De lentes oscillations sont observées au-delà de 5 T, puis pour $\mu_0 H > 10\text{T}$ des oscillations rapides apparaissent. La transformée de Fourier de ces données a permis de montrer des pics à 35 T, 300 T et 425 T correspondant à trois poches, α, β, γ de la surface de Fermi. À l'aide des dépendances en température et en champ magnétique, les auteurs ont pu déduire la masse ainsi que le libre parcours moyen des électrons. Les masses extraites sont de $m_\alpha = 0.119m_e$, $m_\beta = 0.129m_e$, $m_\gamma = 0.192m_e$. Le long libre parcours moyen mesuré pour les trois pochettes supporte l'idée d'états de surface métalliques intrinsèques. Le libre parcours moyen est plus grand de deux ordres de grandeur que la constante du réseau cristallin de $\sim 0.4\text{ nm}$. Un tel libre parcours moyen est incompatible avec une conductivité résultant du saut entre les impuretés. La faible masse effective observée est inattendue, puisque les théories des isolants de Kondo topologique prédisent une masse beaucoup plus grande [31]. Cependant, des oscillations provenant de pochettes avec des masses plus lourdes pourraient aussi exister, mais il faudrait utiliser un champ magnétique plus élevé et aller à des températures plus basses pour les observer.

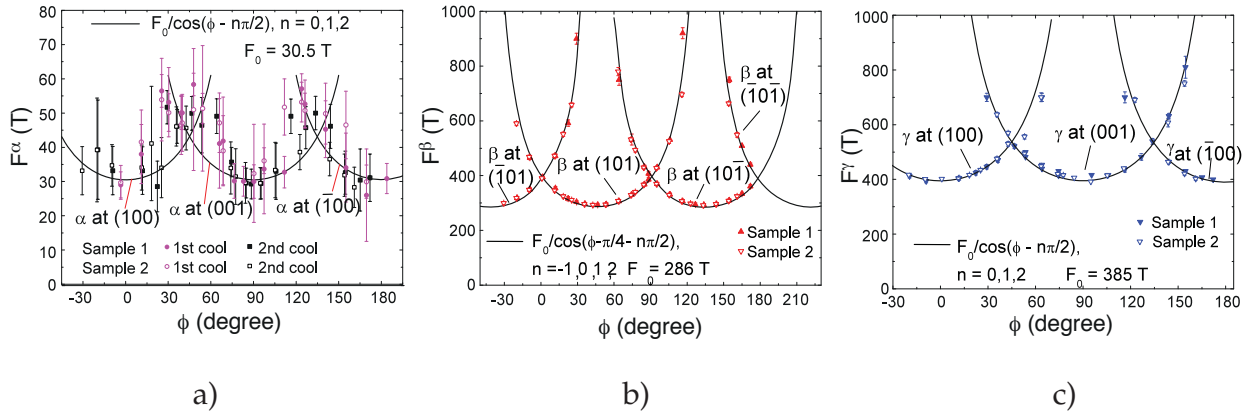


FIGURE 1.11 La dépendance en angle des oscillations quantiques de Li *et al.* [30].

Le résultat le plus important est la dépendance en angle des oscillations quantiques qu'ils attribuent à une surface de Fermi bidimensionnelle. Rappelons ici que la structure cristalline de SmB_6 est cubique. Il est attendu d'avoir une surface de Fermi tridimensionnelle dans le volume s'il était métallique.

Li *et al.* ont observé une dépendance en angle des fréquences en $1/\cos\theta$ pour une demi rotation de l'échantillon (figure 1.11). Lorsque l'échantillon est tourné dans le champ, les oscillations d'électrons autour de la surface de Fermi suivent des orbites plus grandes et finiront par diverger dans le cas où la surface serait un cylindre. Ce n'est pas le cas pour une surface de Fermi tridimensionnelle,

puisque les oscillations auront toujours une limite supérieure. Pour l'oscillation de la pochette β , la fréquence d'oscillation affiche non seulement une grande dispersion angulaire, mais suit également de près la dépendance angulaire 2D de la surface (101). Cela suggère que la surface de Fermi β est bidimensionnelle et provient probablement du plan cristallin (101). En revanche, la dépendance angulaire de la pochette α suit un motif différent. Similairement à la dépendance de β , le motif en fréquence de α a une symétrie quadruple, mais les minima sont situés le long des axes cristallins (100). La même dépendance angulaire a été observée pour la pochette γ ; cette fréquence serait elle aussi associée à la surface (100). Tous les résultats de cette étude sont donc cohérents avec la présence d'une surface de Fermi bidimensionnelle, en adéquation avec ce qui est attendu pour un état de surface métallique.

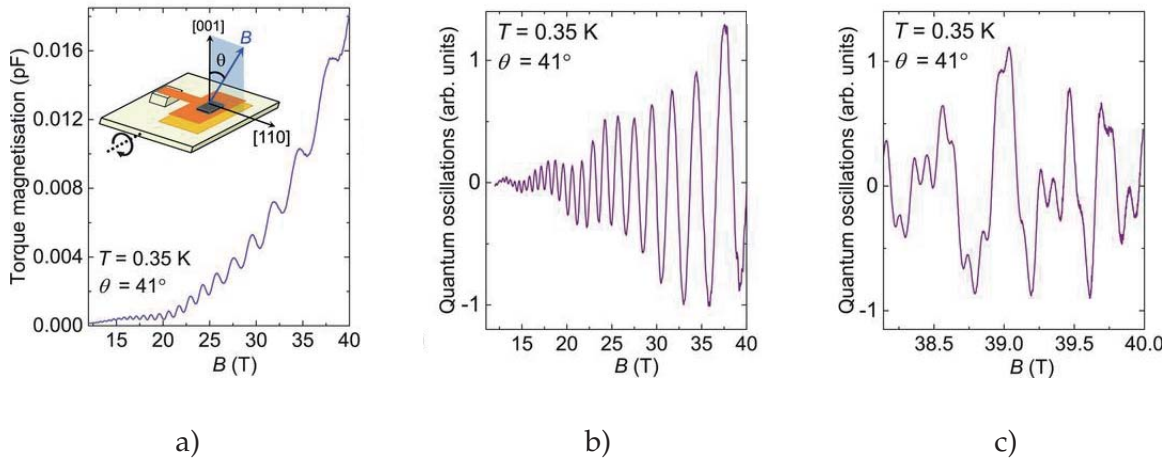


FIGURE 1.12 (a) Les oscillations quantiques mesurées par Tan *et al.* sur un fond quadratique. (b) Les oscillations quantiques à la basse fréquence dominante. (c) Les oscillations quantiques après la soustraction des oscillations à basse fréquence. Les oscillations quantiques sont visibles dans une gamme de fréquences intermédiaire (entre 2 000 et 4 000 T) ainsi que dans une gamme de fréquences élevées allant jusqu'à 15 000 T. La figure provient de Tan *et al.* [4].

Peu de temps après, en 2015, Tan *et al.* ont eux aussi mesuré des oscillations quantiques dHvA dans l'aimantation de SmB_6 , mais cette fois-ci sur des échantillons crus en fusion de zone [4]. Tan *et al.* ont mesuré l'aimantation dans le couple magnétique en champ jusqu'à 40 T à 0.4 K et jusqu'à 35 T à 0.03 K. Ils trouvent de grandes oscillations de l'aimantation avec une période en $1/\mu_0 H$, indiquant une quantification de Landau bien définie. Des oscillations ont été observées aux basses fréquences entre 50 T et 500 T comparables à Li *et al.* Cependant, ils rapportent aussi la présence de larges oscillations à très haute fréquence, pouvant aller jusqu'à 15 000 T. Ces grandes fréquences correspondent à plus de la moitié de la zone de Brillouin et le libre parcours moyen est de l'ordre de quelques micromètres. Les auteurs interprètent ces données comme étant associées à une surface de Fermi en trois dimensions, malgré le comportement isolant du volume. Leur observation des fréquences d'oscillations quantiques très élevées nécessitant des libres parcours moyens de quelques microns serait

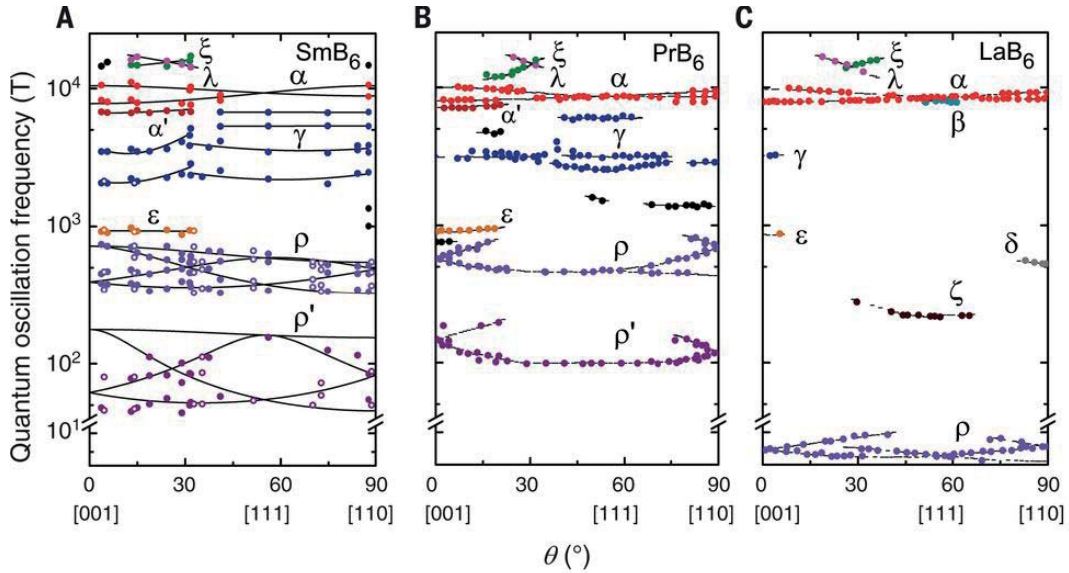


FIGURE 1.13 La dépendance en angle des hautes fréquences mesurées dans l’aimantation de SmB_6 . Les auteurs attribuent cette dépendance à une surface de Fermi tridimensionnelle. La figure provient de Tan *et al.* [4].

difficile à expliquer à partir d’une couche superficielle d’épaisseur de quelques longueurs atomiques. La dépendance angulaire des fréquences est comparable à ce qui est observé dans d’autres terres rares métalliques suggérant des surfaces de Fermi similaires. La figure 1.13 montre le comportement angulaire dans SmB_6 , PrB_6 et LaB_6 . Une caractéristique frappante des nouvelles données est qu’en dessous de 1 K, l’amplitude des oscillations commence à augmenter rapidement, ce que les auteurs interprètent en termes de fluctuations quantiques critiques des degrés de liberté de charge ou de spin. Ces nouveaux résultats peuvent indiquer que SmB_6 n’est peut-être pas simplement un isolant topologique.

1.3 Motivation

Les résultats controversés de Tan *et al.* suggèrent la présence d’une surface de Fermi provenant d’excitations fermioniques sans charge puisque SmB_6 est bel et bien isolant en son volume. Il s’agit là d’une proposition révolutionnaire! Si une telle affirmation est vraie, les répercussions seraient majeures. Afin de déterminer l’existence de telles particules, Xu *et al.* ont effectué une mesure de conductivité thermique sur des échantillons crus en solution de SmB_6 [32]. En effet, si de telles quasi-particules existaient, elles transporterait de l’entropie dans le matériau, ce qu’une mesure de conductivité thermique peut mesurer. De plus, contrairement à une mesure de conductivité électrique,

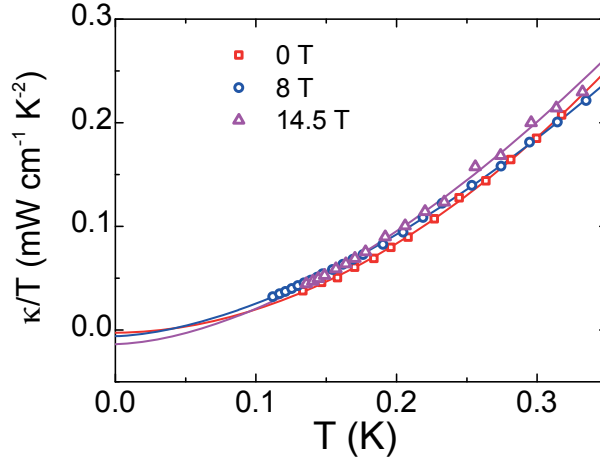


FIGURE 1.14 La conductivité thermique tracée en κ/T en fonction de T de Xu *et al.* [32]. Les données ont été prises à champ nul et en champ, tel qu'indiqué.

la conductivité thermique est sensible aux particules avec et sans charge, ce qui donne une excellente sonde pour les excitations de basse énergie. Leur résultat est montré à la figure 1.14. L'absence de terme résiduel, signature de la présence d'excitations fermioniques, démontre l'absence d'excitations fermioniques sans charge dans le volume de SmB_6 , excluant ainsi l'existence de la surface de Fermi suggérée par Tan *et al.*

Par contre, les données de chaleur spécifique, une mesure proportionnelle à la densité d'état, révèlent un terme résiduel linéaire, ce qui n'est pas attendu pour un isolant. De plus, ils voient une augmentation de la chaleur spécifique lors de l'application du champ magnétique. Leur observation suggère donc la présence d'un état métallique dans le volume isolant de SmB_6 .

Hartstein *et al.* ont eux aussi effectué une mesure de conductivité thermique dans SmB_6 , mais sur des échantillons crus en fusion de zone [34]. Ils observent un comportement de la conductivité thermique très différent du groupe de Xu *et al.* L'extrapolation de leurs données à $T \rightarrow 0$ suggère la présence d'un terme résiduel non nul. De plus, le champ a un grand effet sur la conductivité thermique, ce qu'ils interprètent en termes d'excitations fermioniques. Puisqu'ils observent des oscillations quantiques provenant d'une surface de Fermi tridimensionnelle et que le volume de SmB_6 est isolant, le groupe interprète leurs données en termes d'excitations fermioniques sans charge.

De nombreuses études plus exhaustives existent sur les isolants topologiques et cette section n'est qu'une brève introduction sur les notions de base. Plusieurs modèles théoriques ont été proposés pour tenter d'expliquer l'origine des oscillations quantiques dans SmB_6 provenant soit d'un état de

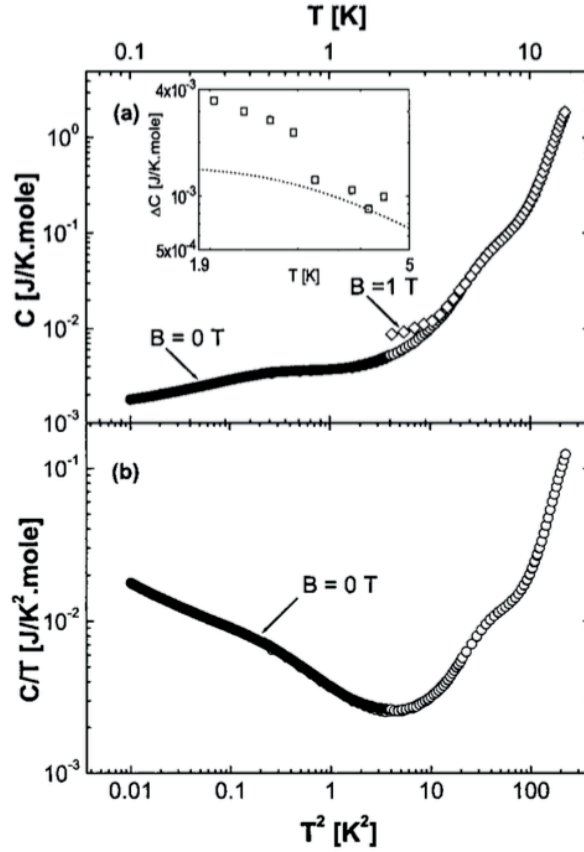


FIGURE 1.15 La chaleur spécifique C/T en fonction de T^2 de Gabani *et al.* [33]. Les données ont été prises à champ nul et en champ.

surface à deux dimensions, soit d'excitations fermioniques provenant du volume. Johannes Knolle et Nigel R. Cooper [35] ont montré en 2015 qu'il était possible d'obtenir des oscillations quantiques dans certains types d'isolants qui présentent une bande d'électrons délocalisés qui s'hybrident avec une bande plate remplie. Ainsi, si le gap est très petit entre les deux bandes, le gap peut se fermer lors de l'application d'un champ magnétique, donnant ainsi naissance à des oscillations quantiques. Ce scénario pourrait s'appliquer au cas de SmB_6 et d'autres types de fermions lourds.

Plus récemment, en 2017, Knolle et Cooper ont présenté un nouveau modèle théorique expliquant la présence d'oscillations quantiques provenant du volume de SmB_6 [36]. Ils ont montré que des isolants de Kondo topologiques sont susceptibles à la formation de particules sans charge nommées excitons et magnétoexcitons lors de l'application d'un champ magnétique. Ces particules ne seraient pas sensibles à une mesure électrique, mais elles pourraient transporter de la chaleur. Ces particules seraient responsables des oscillations quantiques dans l'aimantation, telles qu'observées par Tan *et al.* Par contre, cette théorie prévoit la présence d'oscillations quantiques dans la conductivité thermique,

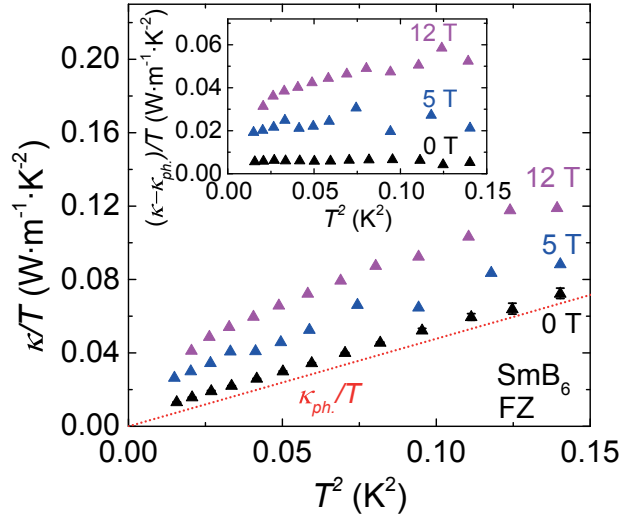


FIGURE 1.16 La conductivité thermique tracée en κ/T versus T^2 de Harstein *et al.* [34]. Les données ont été prises à champ nul et en champ.

ce qui n'a pas encore été observé.

Dans un autre ordre d'idée, Ganapathy Baskaran suggère que les oscillations quantiques dans SmB_6 sont en fait dues à des fermions de Majorana neutres dans le volume de SmB_6 [37]. Utilisant une théorie développée par Coleman, Miranda et Tsvetlik [38], il montre que des excitations sans charge peuvent être sensibles à un champ magnétique externe conduisant à des oscillations quantiques.

De toute évidence, il reste encore beaucoup à apprendre sur le comportement à basse température de SmB_6 . L'origine des oscillations de Haas van Alphen dans les mesures d'aimantation reste inconnue en raison d'interprétations contradictoires. En outre, l'absence d'oscillations dans la résistivité soulève d'autres questions sur la nature des excitations à l'origine de cette surface de Fermi non conventionnelle. Les mesures de transport thermique peuvent être utilisées pour observer les excitations délocalisées dans SmB_6 et aideront à déterminer leur nature. Dans les chapitres suivants, nous présentons des mesures extensives de transport thermique sur de multiples monocristaux de SmB_6 préparés soit par la méthode de croissance en solution, soit par la technique de croissance en fusion de zone. Cela aidera sans aucun doute à résoudre de nombreuses questions qui restent ouvertes.

Chapitre 2

Conductivité thermique

La mesure de conductivité thermique est une mesure de transport sensible aux porteurs de chaleur avec et sans charge ce qui fait d'elle une excellente sonde pour les excitations mobiles de basse énergie. Il s'agit d'une sonde de volume, et non de surface, ce qui en fait l'outil idéal pour déterminer la présence de particules fermioniques sans charge provenant du volume isolant de SmB_6 .

Ce chapitre présente les différents éléments de théorie nécessaire à la compréhension de la conductivité thermique dans un matériau. Les différents canaux de conduction de la chaleur y sont présentés ainsi que leur signature expérimentale. Il y est aussi décrit la méthode expérimentale, passant par les échantillons et leur préparation, le montage expérimental et les conditions expérimentales extrêmes dans lesquelles les mesures sont effectuées.

2.1 Conductivité thermique : point de vue théorique

La propagation de la chaleur à travers un matériau est caractérisée par sa conductivité thermique κ . Plus un matériau a une grande conductivité thermique, plus facilement la chaleur pourra le traverser. La conductivité thermique relie la densité de flux thermique $\vec{q} = \dot{Q}/A$, où \dot{Q} est la puissance transmise au matériau et A son aire transversale, et le gradient thermique $\vec{\nabla}T$ par la loi de Fourier [39] de la chaleur

$$\vec{q} = -\kappa \vec{\nabla}T. \quad (2.1)$$

Le signe négatif vient du fait que l'énergie thermique se propage dans le sens contraire au gradient de température, c'est-à-dire du chaud vers le froid. De façon générale, la conductivité thermique κ est un tenseur de rang deux permettant des anisotropies directionnelles dans le matériau ainsi

qu'un gradient thermique transverse possible provenant de l'effet Hall thermique. Cependant, en première approximation, puisque SmB_6 est un réseau cubique, le signal longitudinal de la conductivité thermique est beaucoup plus grand que le signal transverse. Ainsi, il est possible de négliger le signal transverse et de considérer κ comme un scalaire. Dans ces circonstances, si nous supposons que la chute de température est uniforme dans le sens positif de la direction x , la loi de Fourier peut être simplifiée comme

$$\dot{Q} = -\kappa_{xx} A \frac{\partial T}{\partial x} = \kappa_{xx} \Delta T \frac{A}{L} \quad (2.2)$$

où L est la longueur et $\frac{\partial T}{\partial x} \approx -\frac{\Delta T}{L} = \frac{T_+ - T_-}{L}$ où $T_+ > T_-$. De façon explicite, la conductivité thermique longitudinale s'écrit

$$\kappa_{xx} = \kappa = \frac{\dot{Q}}{\alpha \Delta T} \quad (2.3)$$

avec $\alpha = \frac{A}{L}$, le facteur géométrique.

La conduction de chaleur correspond au transport d'entropie dans un matériau. L'entropie peut être transportée par les électrons de conduction, par les quanta de vibration du réseau cristallin (phonons) ou encore par des excitations magnétiques (magnons, spinons, etc.). La conductivité thermique totale, κ , est la somme des conductivités de chaque porteur de chaleur dans un matériau

$$\kappa_{\text{Total}} = \kappa_e + \kappa_{\text{ph}} + \kappa_{\text{mag}} + \dots \quad (2.4)$$

Cependant, ces porteurs de chaleur ne se propagent pas de l'extrémité chaude de l'échantillon à l'extrémité froide sans perturbation. En effet, ils sont diffusés par d'autres électrons ou phonons, ou par des impuretés ou défauts dans le cristal. L'étude de la conductivité thermique et son comportement à basse température nous indiquent la nature des quasi-particules ainsi que les différents mécanismes de diffusion que ces quasi-particules ont entre elles.

2.1.1 Conductivité thermique électronique

Il est possible de décrire le principe de diffusion des électrons dans un métal à l'aide du modèle de Drude des électrons libres [39].

Dans un métal, à très basse température, la chaleur est principalement transportée par les électrons de conduction ou les trous (soit une absence d'électrons). Ces derniers peuvent être diffusés dans le métal par des impuretés et des défauts cristallins, par des phonons et les autres électrons (ou trous). Ainsi, l est le libre parcours moyen, soit la distance que les électrons peuvent parcourir entre

les collisions. Afin d'obtenir une relation de la conductivité thermique des électrons, il faut tenir compte du fait que les électrons obéissent à la statistique de Fermi-Dirac [40]. Ainsi, seulement les électrons ayant une énergie de l'ordre de $k_B T$, où k_B est la constante de Boltzmann, près du niveau de Fermi peuvent transporter de la chaleur. Ils sont les seuls à pouvoir effectuer des transitions entre des états d'énergie non occupés, ce qui est nécessaire pour la conductivité thermique. Dans ces circonstances, définissons $C_e = nc$, la chaleur spécifique électronique, qui ne tient en compte que les électrons participant au transport thermique. Tous ces électrons vont à la vitesse de Fermi ($\bar{v} = v_F$) qui ne dépend pas de la température. De cette manière, la conductivité thermique électronique est définie comme étant

$$\kappa_e = \frac{1}{3} C_e \bar{v} l. \quad (2.5)$$

Puisque le nombre d'électrons n est proportionnel à la densité d'état qui elle dépend de la température, sachant que le libre parcours moyen est indépendant de la température, nous avons

$$\kappa_e \propto C_e(T) = \gamma. \quad (2.6)$$

La conductivité thermique électronique, à basse température est proportionnelle à T . Donc

$$\frac{\kappa_e}{T} = \frac{1}{3} \gamma \bar{v} l. \quad (2.7)$$

2.1.2 Conductivité électrique

Analogiquement à la conductivité thermique, la conductivité électrique σ relie la densité de courant \vec{J} au champ électrique \vec{E} de telle sorte que

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}. \quad (2.8)$$

Il s'agit de la loi d'Ohm. Encore une fois, il est possible de faire l'approximation que nous avons un courant électrique en une dimension, et donc, de traiter σ comme un scalaire. Ainsi, en une dimension, la densité de courant est

$$\vec{J} = ne\bar{v} \quad (2.9)$$

où n est la densité de porteurs électroniques, e la charge électronique et \bar{v} la vitesse moyenne. Utilisons ici encore une fois la physique statistique pour comprendre les mécanismes microscopiques [41]. En l'absence de champ électrique, la vitesse moyenne des électrons est nulle. Cela vient du fait que la vitesse d'un électron directement après une collision est aléatoire, et donc la vitesse moyenne

\bar{v} est nulle. Ainsi, une vitesse électronique finie est un résultat direct de la force sur l'électron par un champ électrique qui est égal à $e\vec{E}$. Donc, la vitesse moyenne des électrons induite par un champ électrique sur un temps τ , soit le temps entre les collisions, est

$$\bar{v} = \frac{ne\vec{E}\tau}{m}. \quad (2.10)$$

En combinant les équations 2.8, 2.9 et 2.10, on obtient

$$\vec{J} = \left(\frac{ne^2\tau}{m} \right) \vec{E} \quad \text{où} \quad \sigma = \frac{ne^2\tau}{m}. \quad (2.11)$$

Notons que la résistivité électrique ρ est définie comme étant l'inverse de la conductivité électrique ($\rho = \frac{1}{\sigma}$).

La loi de Wiedemann-Franz

Tous les éléments sont en place pour introduire la loi de Wiedemann-Franz (WF). Elle stipule que le rapport de la conductivité thermique électronique (équation 2.5) et de la conductivité électronique (équation 2.11), $\frac{\kappa}{\sigma}$, est directement proportionnel à la température, avec une constante de proportionnalité qui est la même pour tous les métaux [42].

$$\frac{\kappa}{\sigma T} = \frac{\pi^3}{3} \left(\frac{k_B}{e} \right)^2 \equiv L_0 = 2.44 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega \cdot \text{K}^{-2} \quad (2.12)$$

Donc, dans les métaux, les électrons qui transportent la chaleur transportent aussi la charge électrique. Ce résultat est très important, car il fournit une preuve du modèle du gaz d'électrons. Cependant, cette relation n'est valide que lorsque le temps de relaxation τ est équivalent pour les deux conductivités. Cela se produit à basse température où la diffusion des électrons est dominée par la diffusion d'impuretés et à des températures beaucoup plus élevées où la diffusion électron-phonon affecte la charge et le transport thermique de façon égale. Ainsi, à basse température, dans un métal, la relation suivante est respectée

$$\frac{\kappa_0}{T} = \frac{L_0}{\rho_0} \quad (2.13)$$

où κ_0/T est le terme résiduel linéaire en conductivité thermique dans la limite $T \rightarrow 0$ et ρ_0 le terme résiduel en résistivité dans la limite $T \rightarrow 0$.

2.1.3 Conductivité thermique phononique

Intéressons-nous maintenant à la conductivité thermique des isolants à basse température. Puisqu'il n'y a pas d'électrons de conduction, la conductivité thermique dépend entièrement des phonons et des magnons s'il y en a. Analogiquement à la conductivité thermique électronique, la conductivité thermique phononique est

$$\kappa_{\text{ph}} = \frac{1}{3} C_{\text{ph}} v l \quad (2.14)$$

où v est la vitesse moyenne, l le libre parcours moyen et C_{ph} la chaleur spécifique des phonons. La vitesse moyenne des phonons correspond à la vitesse du son. Si nous sommes à très basse température, le libre parcours moyen est seulement limité par les dimensions de l'échantillon ou des défauts cristallins et est, par conséquent, indépendant de la température. Ainsi,

$$\kappa_{\text{ph}} \propto C_{\text{ph}}(T) \propto T^3. \quad (2.15)$$

La dépendance de la conductivité thermique en fonction de la température est alors simplement donnée par la dépendance en température de la chaleur spécifique [43]

$$\kappa_{\text{ph}}(T) = \frac{2}{15} \pi^2 k_{\text{B}} \left(\frac{k_{\text{B}} T}{\hbar} \right)^3 v_{\text{ph}}^{-2} l_0. \quad (2.16)$$

Réflexion spéculaire

Jusqu'à présent, nous avons supposé que l'évolution en température de la conductivité thermique dépend seulement de la chaleur spécifique des phonons. Cependant, la conductivité thermique est affectée par la manière dont les phonons sont diffusés. Lorsque la température approche le zéro absolu, les modes de phonons acoustiques à basse fréquence dominent le spectre des phonons. Dans ce cas, les longueurs d'onde des phonons deviennent longues et les défauts cristallins locaux deviennent inefficaces pour disperser les phonons. Ainsi, le libre parcours moyen des phonons augmente jusqu'à ce qu'il soit finalement limité par les dimensions de l'échantillon. Le libre parcours moyen est indépendant de la fréquence et de la température des phonons dans ce régime. Dans ce cas, le libre parcours moyen est égal à une moyenne géométrique de la largeur de l'échantillon déterminée par $l = 2\sqrt{\frac{A}{\pi}}$ où A est la section transversale de l'échantillon [43].

La validité de l'hypothèse selon laquelle la diffusion des limites de l'échantillon affecte tous les phonons, quelle que soit leur fréquence, est remise en question lorsque l'on considère la différence entre la diffusion et la réflexion spéculaire. La réflexion spéculaire décrit le principe physique où les phonons sont simplement réfléchis à la surface de l'échantillon, comme si la surface était un miroir.

Si les phonons suivent un processus de diffusion lorsqu'ils frappent les parois de l'échantillon, ils seront ensuite transmis dans des directions aléatoires et leur dépendance en température reste $\kappa_{\text{ph}} \propto T^3$. Cependant, en raison de la réflexion spéculaire, le libre parcours moyen des phonons n'est plus limité par les dimensions de l'échantillon et est augmenté. Il va donc gagner une dépendance en température. En abaissant la température, la longueur d'onde des phonons augmente et la surface apparaît plus lisse. Ainsi, la probabilité de réflexion spéculaire augmente et modifie la dépendance en température de la conductivité thermique selon $\kappa_{\text{ph}} \propto T^\alpha$ où $\alpha < 3$. Ce phénomène a été étudié en profondeur dans d'autres matériaux [44, 43].

2.1.4 Conductivité thermique totale

La conductivité thermique totale se résume à la somme des contributions électronique et phononique en l'absence de contribution magnétique. Leurs différentes dépendances en température permettent de différencier leur apport total à la conductivité. Il est possible d'écrire

$$\kappa = \underbrace{AT}_{\kappa_e} + \underbrace{BT^\alpha}_{\kappa_{\text{ph}}} \quad (2.17)$$

où $2 \leq \alpha \leq 3$.

2.2 Conductivité thermique : point de vue expérimental

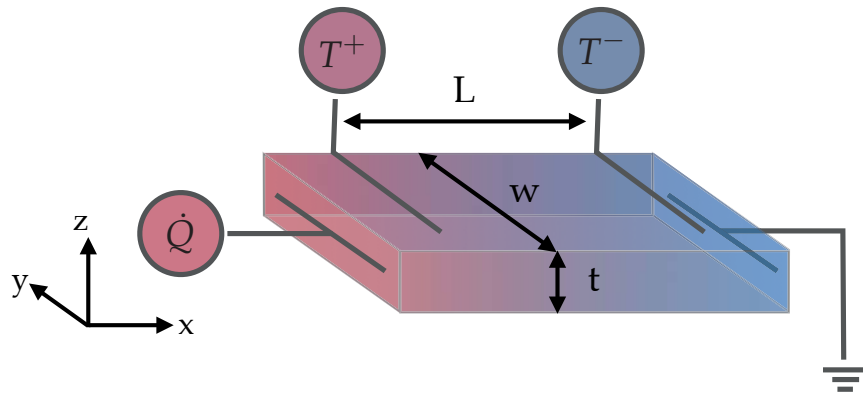


FIGURE 2.1 Schéma de montage en conductivité thermique. \dot{Q} représente la source de chaleur, T^+ et T^- représentent les deux thermomètres. La couleur rose indique le côté chaud de l'échantillon tandis que la couleur bleue illustre côté le froid. Le schéma est inspiré de [45].

Afin de mesurer expérimentalement la conductivité thermique κ d'un matériau, il faut appliquer une quantité de chaleur \dot{Q} connue d'un côté du matériau et ancrer thermiquement son autre extrémité,

tel que vue à la figure 2.1. Cela crée un gradient thermique $\Delta T = T^+ - T^-$ sur une distance L dans le matériau en question d'une épaisseur w et largeur t . Ainsi, la conductivité thermique κ peut être mesurée directement au laboratoire. Puisque dans ce mémoire il est question de déterminer la présence ou l'absence d'un terme résiduel dans la conductivité thermique, soit κ/T dans la limite $T \rightarrow 0$, cette mesure doit être prise à la plus basse température possible. Cependant, plusieurs précautions et subtilités expérimentales doivent être prises en compte pour s'assurer d'avoir une mesure fiable et reproductible.

2.2.1 Échantillons

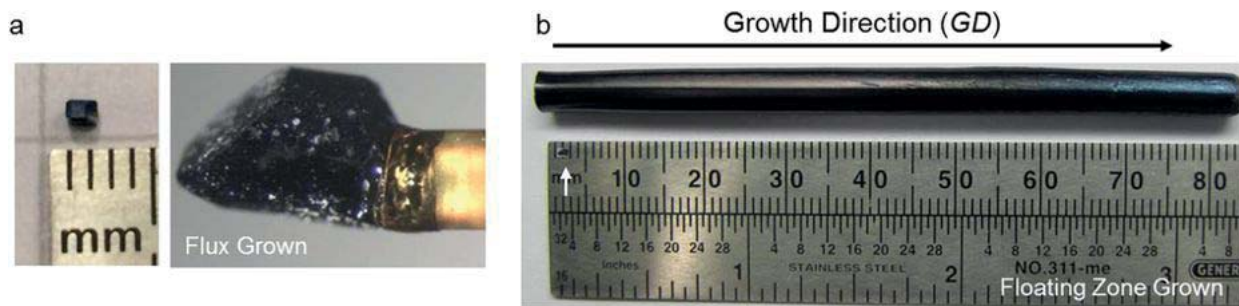


FIGURE 2.2 (a) Image typique d'un cristal de SmB_6 synthétisé selon la méthode de croissance en solution et (b) selon la méthode de croissance fusion de zone. À titre comparatif, la flèche blanche indique l'échantillon en (a). [13].

Dans ce mémoire, il sera question de six différents cristaux de SmB_6 , synthétisés selon deux méthodes de croissance distinctes : soit la méthode de croissance dite fusion de zone et la méthode de croissance dite en solution. Il a été démontré par différents groupes [13, 46] que le type de méthode de croissance affecte les propriétés physiques de SmB_6 telle la résistivité. Les nouvelles données sur les oscillations quantiques provenant d'une surface de Fermi tridimensionnelle [4] ont été obtenues sur un échantillon crû en fusion de zone tandis que le groupe de Lu Li [30] ont une interprétation complètement différente sur des échantillons crus en solution. Il semblerait donc que la méthode de croissance utilisée ait un rôle à jouer dans les propriétés physiques de SmB_6 . C'est pourquoi cette étude se veut sur deux différentes sources de croissances.

Quatre monocristaux de SmB_6 ont été synthétisés dans le groupe de recherche du professeur Tyrel McQueen de l'Université Johns Hopkins. Trois d'entre eux ont été crûs selon la méthode de fusion de zone et un selon la méthode de croissance en solution. Deux autres monocristaux de SmB_6 proviennent du groupe de recherche du professeur Jonhpierre Paglione de l'Université du Maryland selon la méthode de croissance en solution. Tous les cristaux ont été orientés ici à Sherbrooke par Maxime Dion, via la méthode de diffraction des rayons X.

Croissance en solution

En général, la technique de croissance en solution (de l'anglais : *flux grown*, FG) est utilisée pour faire croître les cristaux à une température inférieure à leur température de fusion, et par conséquent, la décomposition à haute température peut être évitée. Cependant, les inconvénients majeurs de cette technique peuvent inclure des produits cristallins de petite taille, la présence d'inclusions de la solution dans le cristal, la contamination due au récipient de fusion et les inhomogénéités possibles dans le cristal dues à des taux de croissance irréguliers des différentes facettes du cristal. La procédure de croissance en solution est souvent utilisée pour croître différents hexaborures de lanthanide (LnB_6) dont SmB_6 .

La méthodologie pour un tel type de croissance par le groupe de Tyrel McQueen est expliquée plus en détail dans la référence [13]. Les monocristaux de SmB_6 ont été synthétisés à partir d'un large excès d'aluminium en plaçant du samarium (Ames Laboratory), de la poudre de bore (Alfa Aesar, 99.999%) et de l'aluminium (Alfa Aesar, 99.999%) dans des creusets en alumine de 50 ml dans un ratio molaire d'environ 0.005 : 0.03 : 3 de Sm:B:Al. Le creuset est surmonté d'un couvercle en alumine et placé dans un four tubulaire vertical. Sous l'effet du gaz d'argon, ce récipient de réaction et son contenu ont été chauffés à un taux de 200°C h^{-1} jusqu'à 1450°C et maintenus à température constante durant 10 h avant d'être refroidis à une vitesse de 5°C h^{-1} jusqu'à 1000°C . Après le refroidissement du four à la température ambiante, l'excès d'aluminium a été séparé des monocristaux FG de SmB_6 à l'aide de NaOH.

La méthodologie du groupe de Johnpierre Paglione est sensiblement la même. Plus de détails sur leur méthode de croissance peuvent être trouvés à la référence [23]. Les monocristaux ont été cultivés en utilisant du SmB_6 polycristallin comme réactif et de l'aluminium (Al) en tant que solution dans un rapport de 1 : 200. Les matériaux de départ ont été placés dans un creuset d'alumine et scellés dans une ampoule de quartz sous une pression d'argon partielle. Les ampoules ont été chauffées à 1250°C et maintenues à cette température pendant 120h, puis refroidies à 2°C jusqu'à 900°C , suivi d'un refroidissement plus rapide. Les cristaux ont été décapés des restants de la solution d'aluminium à l'aide de HCl, ce qui donne des cristaux de forme rectangulaire.

Le tableau 2.1 contient une liste des échantillons crus selon cette méthode. Les échantillons F1 et F2 ont été fournis par le groupe du Maryland tandis que l'échantillon F3 provient du groupe de Johns Hopkins.

Fusion de zone

Contrairement à la méthode FG, l'utilisation de la technique de croissance en fusion de zone (de l'anglais : *floating zone grown*, FZ) sans creuset et sans solution élimine le problème de l'incorporation d'impuretés dans les matériaux provenant du creuset et du solvant. De plus, les cristaux développés

Échantillons	Longueur (L)	Largeur (w)	Épaisseur (t)	α (cm)	Courant
F1	1375 ± 150	777 ± 20	288 ± 20	$(1.6 \pm 0.2) \times 10^{-2}$	(100)
F2	992 ± 30	830 ± 20	354 ± 20	$(2.9 \pm 0.1) \times 10^{-2}$	(100)
F3	2930 ± 100	830 ± 20	405 ± 20	$(1.1 \pm 0.2) \times 10^{-2}$	(100)

Tableau 2.1 Caractéristiques géométriques des échantillons crûs en solution. Les dimensions sont en μm et $\alpha = wt/L$ en cm. Le courant est injecté selon l'axe le plus long qui est ici selon (100) pour tous les cristaux FG. L'incertitude sur les dimensions est estimée selon la forme de l'échantillon ainsi que la largeur des contacts. Elle varie entre 3 à 12 % selon les échantillons.

sont assez grands et peuvent être manipulés facilement [13]. La méthodologie pour un tel type de croissance est expliquée plus en détail dans les références [13, 47]. En quelques mots, des monocristaux de SmB_6 sont cultivés à partir de bâtonnets de SmB_6 polycristallin (Testbourne Ltd., 99,9%, une source commerciale) en utilisant un four optique à quatre miroirs (Crystal Systems Inc) avec des lampes au xénon de 4 x 3 kW comme source de chauffage. La croissance cristalline a été réalisée en faisant fondre cette tige polycristalline sur une tige de semence, puis en dirigeant la zone fondue vers le haut le long de la tige d'alimentation sous un flot constant de gaz d'argon. Une fois la croissance terminée, il est possible de couper des tranches de cristal à l'aide d'une scie à diamant.

Trois échantillons de SmB_6 , nommés Z1, Z2 et ZC sont issus de cette technique de croissance. L'échantillon Z1 a été préparé en laboratoire à partir de sources pures de samarium et de bore, tandis que Z2 et ZC ont été fabriqués à partir de sources commerciales, tel que mentionné plus haut. ZC est un échantillon de SmB_6 dopé au carbone, nous donnant donc du $\text{SmB}_{6-x}\text{C}_x$. Il est difficile de déterminer la quantité exacte de carbone dans le cristal, mais la concentration de carbone est autour de 1 à 5 %. Le cristal Z1 est orienté de telle sorte que son axe le plus long est l'axe (100), alors que le côté le plus long dans Z2 et ZC est selon (110).

L'échantillon Z1 a été poli pour étudier l'effet de l'épaisseur sur la conductivité thermique. Cet échantillon est nommé Z1-poli. Les caractéristiques géométriques des échantillons sont nécessaires pour obtenir les coefficients de transport. Le tableau 2.2 contient tous les facteurs géométriques utilisés dans l'analyse des données de SmB_6 en fusion de zone présentés dans ce mémoire. Notons ici que certains groupes [47, 22, 48] ont montré que les échantillons de SmB_6 crus selon cette méthode pouvaient contenir un certain taux d'impureté d'origine magnétique tel des ions de Sm^{2+} .

2.2.2 Contacts

Les cristaux reçus étaient sous forme de prismes rectangulaires, d'allure métallique et de couleur noire. Afin de faciliter la mesure, les cristaux formant un prisme rectangulaire, où la longueur (L) est

Échantillons	Longueur (L)	Largeur (w)	Épaisseur (t)	α (cm)	Courant
Z1	1650 ± 150	450 ± 20	300 ± 20	$(8.2 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	(100)
Z2	1480 ± 150	730 ± 20	218 ± 20	$(1.1 \pm 0.2) \times 10^{-2}$	(110)
ZC	1460 ± 150	1330 ± 150	210 ± 20	$(1.9 \pm 0.6) \times 10^{-2}$	(110)
Z1-poli	660 ± 30	315 ± 10	115 ± 10	$(5.5 \pm 0.8) \times 10^{-3}$	(100)

Tableau 2.2 Caractéristiques géométriques des échantillons en fusion de zone. Les dimensions sont en μm et $\alpha = wt/L$ en cm. Le courant est injecté selon l'axe le plus long qui est ici selon (100) pour Z1 et (110) pour Z2 et ZC. L'incertitude sur les dimensions est estimée selon la forme de l'échantillon ainsi que la largeur des contacts. Elle varie entre 3 à 12 % selon les échantillons.

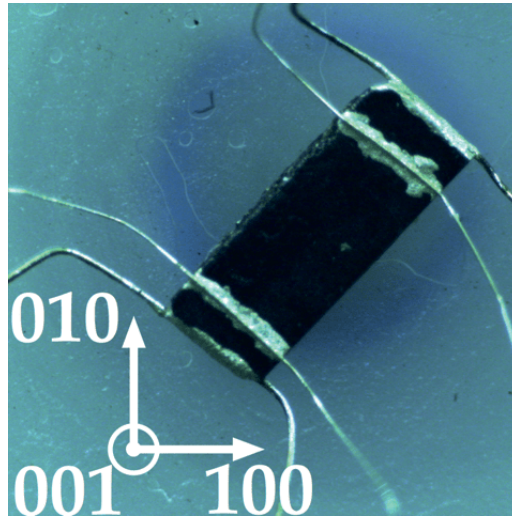


FIGURE 2.3 Exemple typique d'échantillon (ici Z2) sur lequel les contacts ont été posés.

maximale, sont à prioriser. Cela diminue l'incertitude sur les mesures de longueur, tout en facilitant l'application de contacts. L'épaisseur (t) doit aussi être la plus petite possible afin de maximiser le gradient thermique.

Afin d'effectuer des mesures de transport électrique ou thermique, il est nécessaire d'appliquer des contacts sur nos échantillons. Les fils de contacts sont des fils d'argent et ont un diamètre de 25 à 50 μm . Ces contacts permettent de faire passer un courant thermique dans notre échantillon et de mesurer le gradient thermique qui en résulte. La mesure à quatre points (deux fils pour le courant et deux fils pour la mesure du gradient) permet de s'affranchir de la résistance des contacts. Ainsi, l'injection du courant thermique est indépendante de la lecture des thermomètres. Les valeurs mesurées par les thermomètres sont alors directement reliées à l'échantillon. Un autre avantage de faire une mesure à quatre points et le fait qu'il s'agit aussi de la configuration pour faire une mesure électrique. Ainsi, suite à une mesure thermique, il est possible de faire une mesure de résistivité

électrique, en gardant exactement la même configuration, pour déterminer ρ_0 afin de vérifier la loi de WF (voir section 2.1.2).

La qualité des contacts est extrêmement importante pour toutes mesures de transport. Dans le cas ici présent, les contacts étaient collés sur les échantillons à l'aide de la colle d'argent de type H20E. La résistance de contact variait entre 100Ω et $2 \text{ k}\Omega$.

Il en découle deux complications possibles si jamais les contacts thermiques sont mauvais. Premièrement, lorsque la résistance des contacts devient comparable à la résistance thermique de l'échantillon, la différence de température entre la source de chaleur et l'échantillon (ou entre l'échantillon et l'ancrage thermique) devient grande. Il y a donc une perte de la sensibilité sur la mesure. Deuxièmement, si l'on augmente le courant de chaleur dans le but d'augmenter le gradient thermique, cela a comme conséquence de faire monter la température moyenne de l'échantillon. Ainsi, il devient très difficile de faire des mesures à très basses températures. Outre la qualité des contacts sur l'échantillon, un bon ancrage thermique est nécessaire pour évacuer efficacement la chaleur. Ainsi, l'une des extrémités de l'échantillon doit être fixée sur un bloc de cuivre par le fil d'argent, ou encore directement sur le bloc de cuivre. Cette dernière configuration est à privilégier, car cela offre une plus grande surface pour évacuer la chaleur. Le contact entre l'échantillon et le bloc de cuivre est fait à l'aide de peinture d'argent.

2.2.3 Montage expérimental

Dans cette section, les différentes pièces du montage de conductivité thermique seront décrites ainsi que le fonctionnement d'un tel système. Le montage typique d'une mesure de conductivité thermique avec une source de chaleur et deux thermomètres est illustré à la figure 2.4. La sonde utilisée pour les mesures de conductivité thermique a été mise au point par Samuel René de Cotret, ancien étudiant du groupe de recherche du Professeur Taillefer [49].

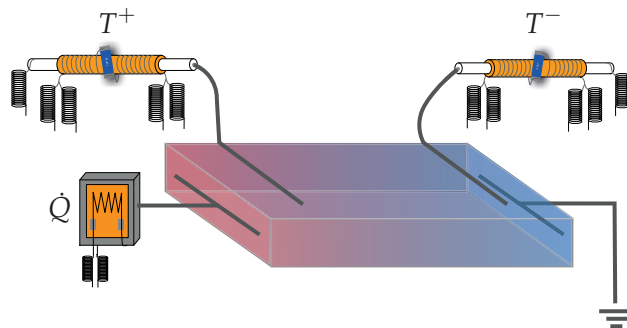


FIGURE 2.4 Schéma du montage expérimental utilisé pour mesurer la conductivité thermique. Cette figure est inspirée de [49].

Il se compose d'un échantillon fixé par l'une de ses extrémités à la sonde (ancrage thermique) et à l'autre à la source de chaleur. Les deux autres contacts, entre ces deux points, sont connectés aux thermomètres. La sonde utilisée ici comprend trois de ces montages.

Toutes les composantes du montage doivent être découplées thermiquement de la sonde. Cela est extrêmement important, puisqu'il faut que la quantité de chaleur fournie par la source soit totalement transmise à l'échantillon. Effectivement, la quantité de chaleur transmise à l'échantillon est une quantité connue, soit

$$\dot{Q} = RI^2, \quad (2.18)$$

où R est la résistance de la source et I le courant injecté, et entre en compte dans la mesure de la conductivité thermique (équation 2.3). Ainsi, si par exemple il y avait une dissipation de chaleur par les fils de la source vers la sonde, la quantité de chaleur réelle vers l'échantillon serait moindre que celle connue. Donc, la conductivité thermique serait surestimée, car le gradient thermique produit sera plus faible qu'attendu.

Afin d'éviter toutes pertes de chaleur, plusieurs précautions expérimentales ont été prises en compte dans la réalisation du montage expérimental. Il faut simplement faire en sorte que les résistances thermiques des composantes du montage soient très grandes par rapport à celle de l'échantillon. Tout d'abord, tous les éléments du montage sont soutenus par des fils de Kevlar, un très mauvais conducteur thermique, de 10 μm de diamètre. Par contre, pour mesurer la résistance des thermomètres et alimenter la source de chaleur, il faut un lien électrique entre ces derniers et la sonde. Pour limiter les pertes de chaleur, les connexions sont faites par des bobines de fil de platine et tungstène (PtW). Il s'agit d'un alliage très résistif électriquement. Le fait de mettre ces fils en bobine permet d'augmenter significativement leur longueur (15 cm) et d'avoir une perte thermique très faible puisque cela leur confère une résistance d'environ 150 Ω .

Pour éviter les pertes de chaleur par convection, causées par le gaz d'échange dans l'enceinte où est situé le montage, les mesures de conductivité thermiques sont effectuées sous vide. Une pression de l'ordre de 10^{-6} mBar est maintenue dans l'enceinte.

Source de chaleur

Le système de chauffage utilisé ici est une jauge de contrainte. Une jauge de contrainte présente une très grande résistance électrique indépendante de la température et du champ magnétique afin que la puissance émise soit toujours $Q = RI^2$.

Une source de chaleur, telle qu'illustrée à la figure 2.5, est formée d'une mince feuille d'argent sur laquelle sont collées, à l'aide de verni GE, deux jauges de contraintes en série de 5 k Ω chacune.

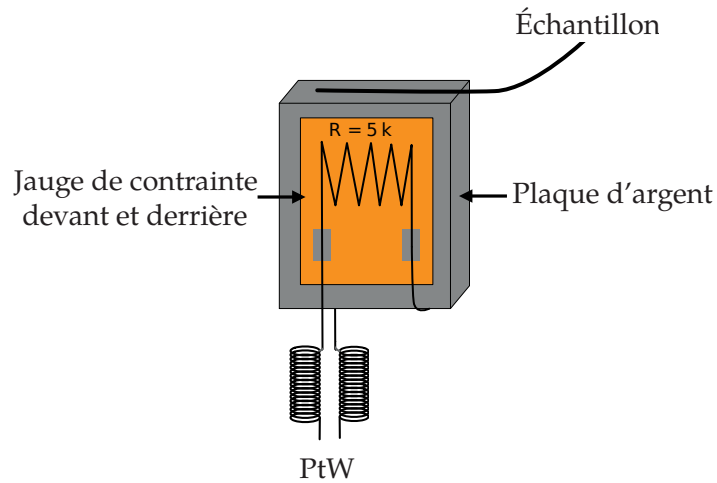


FIGURE 2.5 Schéma d'une source de chaleur utilisée en conductivité thermique. La chaleur est émise par deux jauges de contrainte branchées l'une avec l'autre en série formant une résistance totale de $10\text{k}\Omega$. Les deux jauges de contrainte sont collées sur une plaque d'argent. Ce schéma est inspiré de [50].

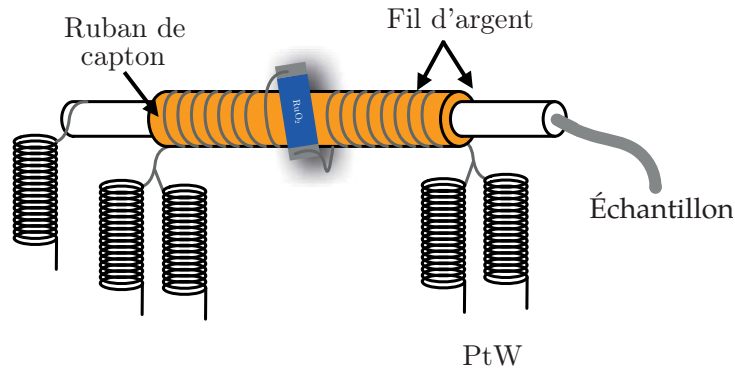


FIGURE 2.6 Schéma d'un thermomètre de RuO_2 utilisé en conductivité thermique.

Un fil d'argent de $100\ \mu\text{m}$ est soudé sur la feuille d'argent pour permettre l'apport de chaleur à l'échantillon. Deux bobines de PtW assurent le contact électrique. La source de courant est ainsi électriquement reliée, mais thermiquement isolée du montage.

Thermomètres

Les thermomètres utilisés sont constitués de résistances d'oxyde de ruthénium RuO_2 . Ces dernières ont une résistance d'environ $1\ \text{k}\Omega$ à température ambiante et de $2\ \text{k}\Omega$ à $1\ \text{K}$. Leur résistance diverge logarithmiquement au fur et à mesure que la température diminue pouvant atteindre $6\ \text{k}\Omega$ à $50\ \text{mK}$. Ces thermomètres deviennent de plus en plus sensibles à mesure que la température diminue, ce qui fait en sorte qu'il s'agit d'excellents thermomètres pour les mesures à basse température. Le thermomètre et l'échantillon sont thermiquement couplés à l'aide d'un fil d'argent. Les fils qui servent

à mesurer le thermomètre sont aussi utilisés pour ancrer celui-ci à la tige d'argent qui est à la même température que l'échantillon. En effet, un mince fil d'argent est embobiné plusieurs fois autour de la tige, qui est elle aussi en argent. Cela dit, ils sont découplés électriquement de l'échantillon grâce à une mince pellicule de capton.

Malgré leur grande précision à basse température, les thermomètres de RuO_2 ont une dépendance en champ. Il est donc primordial de les calibrer à chaque mesure, avec et sans l'application d'un champ magnétique. Pour effectuer la calibration, il faut prendre une courbe des résistances des thermomètres en fonction de la température $R(T)$ et la comparer à une résistance de référence déjà calibrée en température. La résistance de référence utilisée ici est une résistance de germanium. Cette dernière est située sur la chambre à mélange du réfrigérateur à dilution et est donc toujours à la même température que le montage, mais jamais soumise au champ magnétique, car elle est dans une zone de champ compensé.

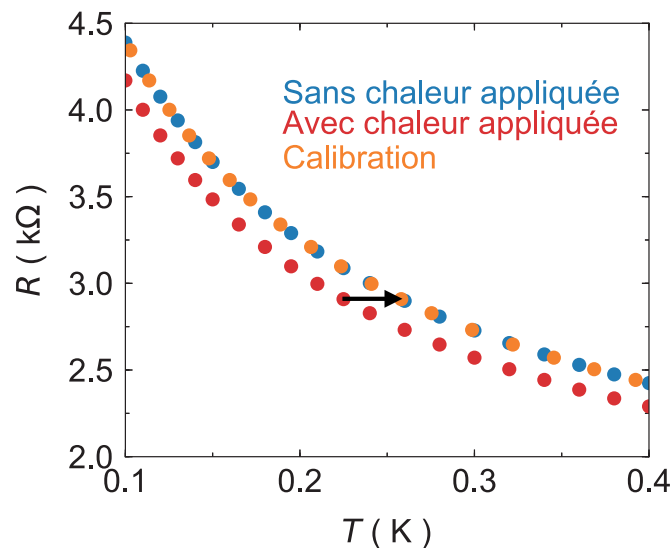


FIGURE 2.7 Exemple typique de la procédure de calibration des thermomètres à champ nul. La courbe en bleu représente tous les points de la courbe de calibration. Il s'agit simplement de la résistance d'un thermomètre de RuO_2 qui est à la même température que la résistance de germanium. Lors de l'application de chaleur, on obtient les points de la courbe en rouge. Il faut calibrer les points de la courbe en rouge afin d'obtenir la courbe en orange. Pour ce faire, chaque point de la courbe en rouge est comparé à la courbe en bleu afin d'en extraire sa température réelle, soit les points en orange. Lors de l'application d'un champ magnétique, la calibration des thermomètres suit le même principe.

Lorsque la source de chaleur est inactive, tout le montage thermalise jusqu'à ce qu'il soit isotherme avec la sonde. Il est donc possible de prendre un premier point de calibration des thermomètres, qui sont à la même température que la résistance de germanium. On applique ensuite de la chaleur, ce qui a pour effet d'augmenter la température de tous les thermomètres. En procédant ainsi pour tous les points de la mesure, il est possible d'obtenir une courbe de calibration pour tous les thermomètres

(T^+ et T^-). C'est ce qui est montré à la figure 2.7. La résistance du thermomètre avec la chaleur est ensuite comparée à la courbe de calibration pour en extraire sa température réelle.

2.2.4 Réfrigérateur à dilution

Dans le cadre de ce mémoire, afin de déterminer la présence ou l'absence de terme résiduel linéaire dans la conductivité thermique, il faut aller à des températures très basses, près du zéro absolu. Pour ce faire, un réfrigérateur à dilution a été utilisé. Il existe différents types de réfrigérateurs à dilution, soit des réfrigérateurs à ^4He (pouvant descendre à 1.4 K), ^3He (pouvant atteindre 0.3 K) ou encore des réfrigérateurs à désaimantation magnétique (pouvant descendre à 2 mK!). La méthode utilisée ici est le réfrigérateur à dilution utilisant un mélange des isotopes ^3He et ^4He . Il s'agit de la technologie la plus puissante pour la gamme de température entre 5 mK et 1 K. Plus de détails sur le fonctionnement d'un réfrigérateur à dilution peuvent être trouvés aux références [51, 52].

Chapitre 3

Mesures de transport thermique dans SmB_6

La mesure de transport thermique à des températures proches du zéro absolu permet de sonder les excitations délocalisées et à faible énergie dans le volume des matériaux. L'utilisation de cette technique aidera à trancher entre les différentes interprétations des oscillations quantiques observées en déterminant si les oscillations proviennent d'excitations fermioniques neutres. À cette fin, la conductivité thermique de six échantillons de SmB_6 , trois crûs en fusion de zone (FZ) et trois crûs en solution (FG), a été mesurée entre 70 mK et 5 K et en appliquant un champ magnétique jusqu'à 15 T.

3.1 Conductivité thermique à basse température : recherche d'un terme résiduel

Dans le but de déterminer la contribution électronique de la conductivité thermique, il est plus approprié de tracer la conductivité thermique divisée par la température pour obtenir cette loi de puissance

$$\frac{\kappa}{T} = A + BT^{\alpha-1}. \quad (3.1)$$

Ainsi, la présence d'un terme résiduel linéaire, $A = \kappa_0/T$, est une quantité physique entièrement attribuable à la présence d'excitations fermioniques dans la conductivité thermique. La clef est maintenant d'extrapoler les données à $T \rightarrow 0$ pour déterminer cette valeur. Notons qu'une simple loi de puissance peut ne pas décrire avec précision la conductivité des phonons s'il y a plusieurs régimes

de diffusion en jeu. Cependant, tracer les données comme κ/T en fonction de T et faire un fit selon l'équation 3.1 en laissant A , B et α en tant que paramètres libres fournit une bonne estimation des contributions électronique et phononique à la conductivité.

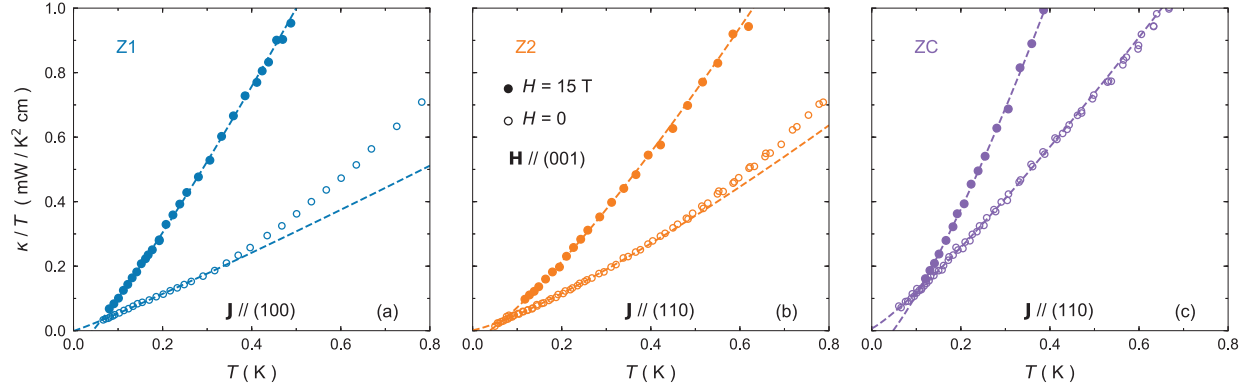


FIGURE 3.1 Conductivité thermique de trois échantillons SmB_6 crûs selon la méthode fusion de zone. Les données sont tracées selon κ/T en fonction de T à basse température, soit $T < 0.8$ K. Les lignes pointillées sont le résultat d'un fit des données selon l'équation 3.1 pour la plage de température $T < 300$ mK. Les valeurs des paramètres du fit sont données au tableau 3.1.

Dans la figure 3.1, la conductivité thermique de trois échantillons en fusion de zone (Z1, Z2 et ZC) est tracée en fonction de la température à champ nul ainsi qu'à 15 T. Le champ a été appliqué perpendiculairement au courant de chaleur, soit selon (001). Le courant de chaleur a été appliqué selon (100) pour l'échantillon Z1 et (110) pour les échantillons Z2 et ZC. Les lignes pointillées sont le résultat d'un fit en loi de puissance de l'équation 3.1 sur les données et les paramètres du fit sont indiqués au tableau 3.1. La plage de température pour le fit est de 0 à 300 mK pour tous les échantillons. Les données pour les trois échantillons en croissance en solution (F1, F2 et F3) sont à la figure 3.2. Dans ces échantillons, le champ était appliqué perpendiculairement au courant de chaleur, soit selon (001), et le courant était selon (100).

Comme mentionné ci-haut, afin de déterminer si la chaleur est transportée par des particules fermioniques sans charge, il faut s'intéresser à la présence ou l'absence d'un terme résiduel linéaire. Les données sont compilées au tableau 3.1. Dans tous les échantillons, il a été possible d'extrapoler les données à $T \rightarrow 0$ à l'aide de l'équation 3.1 et de déterminer que κ_0/T est approximativement zéro pour $H = 0$ et $H = 15$ T. On peut remarquer que sur cette plage de température, $A < 0$ pour certains échantillons. Cela signifie seulement qu'à très basse température ($T \rightarrow 0$), κ/T doit suivre une loi de puissance avec un exposant plus élevé qu'à haute température. Le paramètre α se situe entre 2 et 3 pour tous les échantillons, ce qui concorde bien avec ce qui est attendu pour la conductivité thermique des phonons en présence d'une certaine specularité. On remarque cependant que l'application d'un champ magnétique a comme effet d'augmenter significativement la conductivité

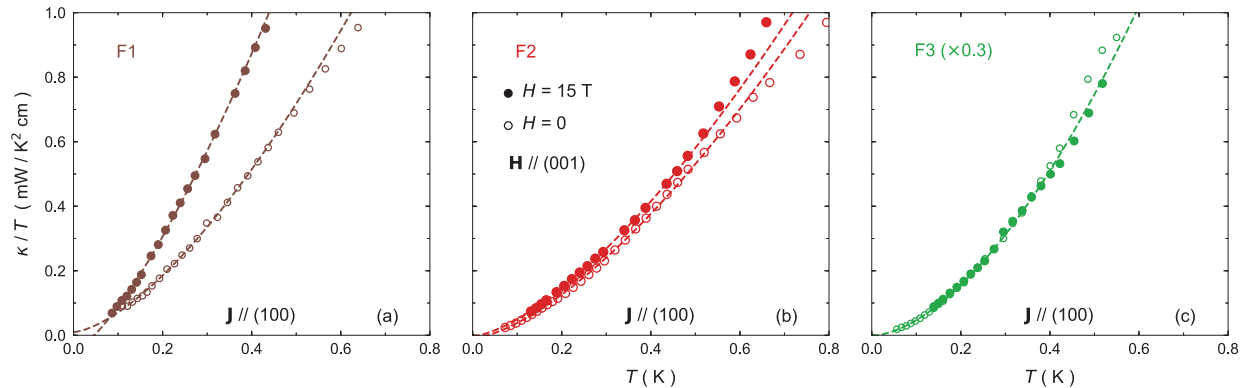


FIGURE 3.2 Conductivité thermique de trois échantillons de SmB_6 crûs selon la méthode en solution. Les données sont tracées selon κ/T en fonction de T à basse température, soit $T < 0.8$ K. Les lignes pointillées sont le résultat du fit des données selon l'équation 3.1 pour la plage de température $T < 300$ mK. Les valeurs des paramètres du fit sont données au tableau 3.1.

thermique de tous les échantillons en fusion de zone. Il y a dans les résultats déjà une divergence entre les échantillons FZ et FG, puisque l'effet du champ sur F3 est nul et qu'il est faible dans F2. Cet effet sur la conductivité thermique est discuté plus en détail à la section 3.2.

Puisque dans tous les échantillons, avec et sans l'application d'un champ magnétique, il n'y a pas de terme résiduel linéaire, il est possible de conclure qu'aucune signature de porteurs de chaleur fermioniques n'a été observée. Cependant, il est impossible d'exclure complètement ce scénario, puisqu'ils peuvent être présents, mais découplés thermiquement des phonons, empêchant de les mesurer à basse température (voir annexe A).

3.1.1 Résistivité et loi de Wiedemann-Franz

Rappelons ici que la mesure de la conductivité thermique est une mesure de volume, et non de surface. Ainsi, la contribution de la conductivité thermique des états de surface de SmB_6 est complètement négligeable face à la conductivité thermique totale de l'échantillon. Pour nous en convaincre, il est possible d'estimer la conductivité thermique attendue des états de surface à l'aide de la loi de Wiedemann-Franz.

Afin d'utiliser cette loi, il faut analyser les mesures de résistivité dans SmB_6 . À la figure 3.3, la résistivité des six échantillons est tracée en fonction de la température sur une échelle logarithmique. Qualitativement, le comportement en température des échantillons est sensiblement le même, peu importe la méthode de croissance. On observe une basse résistance à haute température, suivie d'une augmentation de plusieurs ordres de grandeur au fur et à mesure que la température diminue. Cette augmentation est due à une hybridation de type Kondo. À très basse température, il est possible

Échantillon	H (T)	A (mW / K ² cm)	B (mW / K ^{α} cm)	α
Z1	0	0	0.65	2.08
	15	-0.06	2.38	2.16
Z2	0	0	0.83	2.24
	15	-0.03	1.84	2.25
ZC	0	0.01	1.63	2.16
	15	-0.07	3.69	2.31
F1	0	0.01	2.03	2.52
	15	-0.05	3.27	2.38
F2	0	-0.01	1.54	2.5
	15	0	1.64	2.5
F3	0	0	8.13	2.7

Tableau 3.1 Les paramètres du fit pour les courbes de conductivité thermique aux figures 3.1 et 3.2. Le fit a été fait selon l'équation 3.1 pour $T < 300$ mK.

d'observer un plateau dans la résistivité sous ~ 4 K, tel qu'observé dans la littérature [43, 47, 25]. La saturation de la résistivité à basse température est interprétée comme étant la présence d'un état de surface métallique, qui domine la conductivité électrique par rapport au volume isolant [53].

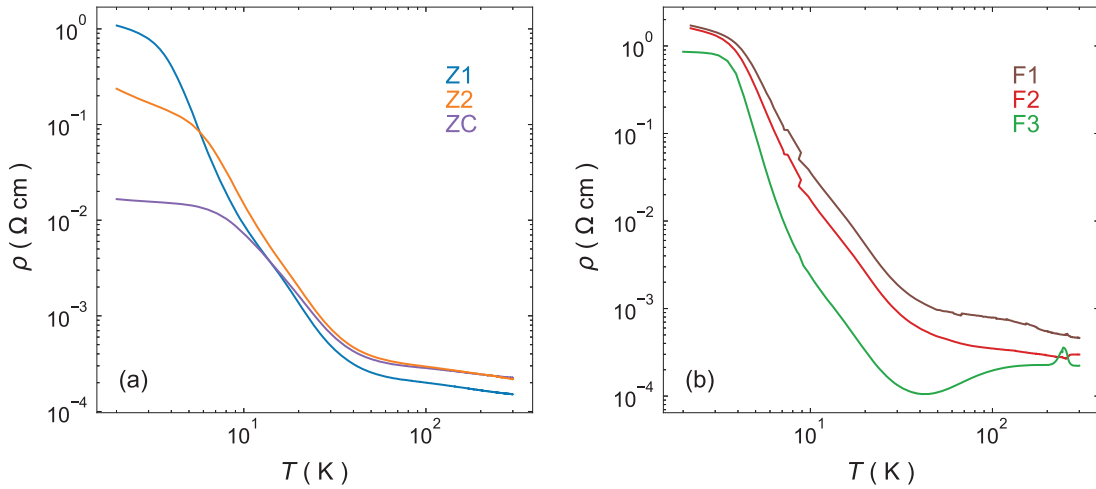


FIGURE 3.3 Courbes de résistivité en fonction de la température pour les six échantillons de SmB₆. (a) Résistivité des échantillons crus en fusion de zone. (b) Résistivité des échantillons crus en solution.

Les valeurs des résistivités extrapolées à $T \rightarrow 0$ sont répertoriées dans le tableau 3.2. La loi de Wiedemann-Franz, $\kappa_0/T = L_0/\rho_0$ où $L_0 = 2.44 \times 10^{-8} \text{ W } \Omega \text{ K}^{-2}$ permet d'obtenir la contribution à la conductivité thermique électronique des états de surface.

	Z1	Z2	ZC	F1	F2	F3
ρ_0 ($\Omega \text{ cm}$)	1.040	0.234	0.016	1.720	1.535	0.859
$\frac{L_0}{\rho_0}$ ($\text{mW}/\text{K}^2 \text{ cm}$)	2.4×10^{-5}	1.4×10^{-4}	1.5×10^{-3}	1.4×10^{-5}	1.6×10^{-5}	2.8×10^{-5}

Tableau 3.2 Prédications de la loi de Wiedemann-Franz pour les six échantillons de SmB₆.

La contribution électronique prédite dans la conductivité thermique est de l'ordre de 10^{-3} à $10^{-5} \text{ mW}/\text{K}^2 \text{ cm}$, soit 100 fois plus petite que ce qui est mesuré pour la conductivité thermique de SmB₆ au tableau 3.1. Ainsi, il est juste de dire que la mesure faite dans ce mémoire correspond bel et bien à une mesure de conductivité du volume de SmB₆, et non de ses états de surface.

Encore une fois, on remarque ici certaines différences entre les échantillons en fusion de zone et en croissance en solution. En fait, il semble y avoir une légère pente dans le plateau de résistance à basse température dans les échantillons Z1 et Z2 ainsi que dans les échantillons F1 et F2. Phelan *et al.* [13] ont démontré que de simples défauts cristallins dans les FZ et des inclusions d'aluminium dans les FG ont des effets importants sur le plateau de résistance et d'autres propriétés physiques de SmB₆. Une suppression similaire du plateau dans la résistivité à basse température est observée lorsque SmB₆ est dopé avec des impuretés magnétiques [25, 54]. Il a aussi été montré par Phelan *et al.* [47] que la présence de carbone pourrait influencer l'apparition d'un plateau de résistance à basse température. Cela expliquerait la présence du plateau pour ZC, contrairement à Z1 et Z2. La seule différence entre F1, F2 et F3 est la provenance des échantillons.

Les impuretés magnétiques brisent la symétrie d'inversion du temps sur la surface de l'échantillon, supprimant l'état de surface électronique, ce qui fait que le système se comporte comme un isolant avec un petit gap [25]. Comme il en sera discuté à la prochaine section, il est possible que les échantillons F1, F2, Z1 et Z2 aient une faible concentration d'impuretés magnétiques qui provoque une absence de saturation de la résistivité à basse température.

3.2 Effet du champ magnétique sur la conductivité thermique

Nous avons conclu préalablement qu'en l'absence d'un terme résiduel κ_0/T , il n'y avait aucune preuve directe de la présence d'excitations fermioniques sans charge provenant du volume pouvant transporter la chaleur dans SmB_6 . Cherchons maintenant à comprendre l'effet de l'augmentation de la conductivité thermique par le champ magnétique. Deux scénarios sont possibles. Soit l'effet du champ est de créer de nouveaux porteurs de chaleur d'origine magnétique, soit il est de supprimer ou d'atténuer un mécanisme de diffusion des phonons.

L'interprétation privilégiée ici est que la chaleur est transportée entièrement par les phonons et que ceux-ci conduisent mieux lorsqu'un champ magnétique est appliqué. La question est maintenant de comprendre les mécanismes de diffusion des phonons dans ce matériau. En l'absence d'électrons, puisque SmB_6 est un isolant en son volume, il existe deux types de processus de diffusion des phonons. Le premier type est indépendant du champ magnétique. Il comprend les limites de l'échantillon, les dislocations, les lacunes et les impuretés non magnétiques.

Par contre, puisque κ dépend fortement du champ magnétique dans les échantillons en fusion de zone, il doit y avoir un second type de diffusion impliquant soit des excitations magnétiques à faible énergie tels les magnons, ou encore des impuretés magnétiques. Dans cette section, intéressons-nous à l'effet du champ sur les échantillons en fusion de zone, plus particulièrement sur Z1.

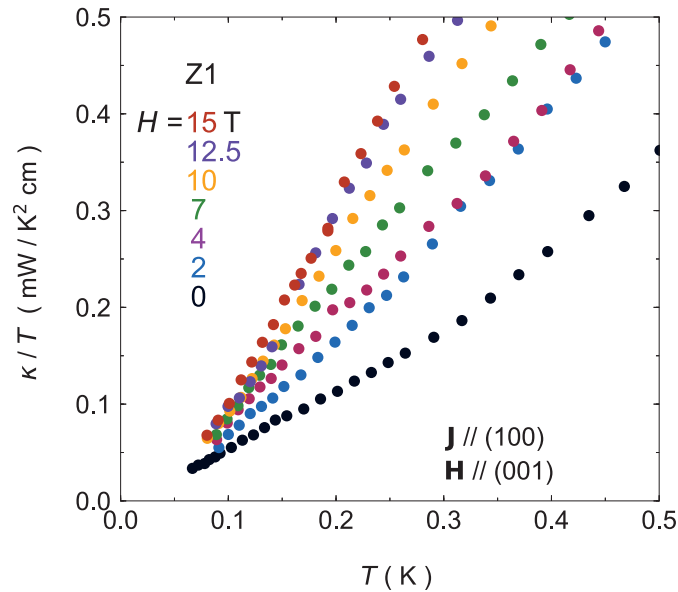


FIGURE 3.4 Conductivité thermique de SmB_6 tracée selon κ/T en fonction de T à basse température, soit $T < 0.5$ K, pour différents champs magnétiques.

La figure 3.4 montre l'effet du champ magnétique sur la conductivité thermique dans l'échantillon

Z1. Il est possible d'observer une grande augmentation de la conductivité thermique dès l'application de 2 T, et ce jusqu'à 15 T.

Tel que mentionné à la section 2.2.1, les échantillons de SmB₆ peuvent contenir des niveaux significatifs d'impuretés magnétiques de terres rares, comme le gadolinium (Gd), ou de lacunes d'ions Sm²⁺ dans le cristal [47, 22, 48]. Ainsi, une interprétation simple de nos données est que l'application d'un champ magnétique annule l'effet des impuretés magnétiques et la conséquence est l'augmentation de la conductivité thermique des phonons. En d'autres mots, le champ magnétique empêche les excitations magnétiques en forçant les spins à s'orienter, enlevant donc par le fait même une source de diffusion des phonons. Une façon de vérifier cette hypothèse est de comparer nos données à la prédiction de la conductivité phononique limitée par les dimensions de l'échantillon.

3.2.1 Limite de la conductivité phononique

Tel qu'il a été mentionné précédemment, dans le cas d'un processus diffusif des phonons, lorsque la température de l'échantillon diminue, le libre parcours moyen des phonons augmente pour atteindre les limites de l'échantillon et il devient alors égal à $l_0 = 2\sqrt{A/\pi}$, avec A l'aire de la section latérale de l'échantillon. Dans ce régime, la conductivité des phonons est donnée par [55]

$$\kappa_{\text{ph}}(T) = \frac{2}{15}\pi^2 k_B \left(\frac{k_B T}{\hbar}\right)^3 v_p^{-2} l_0 \quad (3.2)$$

où v_p^{-2} est l'inverse du carré de la vitesse du son moyennée sur les trois branches acoustiques. Considérons donc ici le cas où le libre parcours moyen est limité par les dimensions de l'échantillon pour comprendre l'évolution en champ de la conductivité thermique dans SmB₆.

Une bonne estimation de la vitesse acoustique moyenne peut être obtenue en termes des vitesses du son longitudinale (v_L) et transversales (v_{T1} et v_{T2}) [43] :

$$\frac{3}{v_p^2} = \frac{1}{v_L^2} + \frac{1}{v_{T1}^2} + \frac{1}{v_{T2}^2}. \quad (3.3)$$

Sachant que la constante élastique, C_i , est reliée à la vitesse du son v selon

$$C_i = \rho v_i^2, \quad (3.4)$$

où ρ est la masse volumique, il faut utiliser les données de constantes élastiques [56] à basse température afin d'obtenir un estimé de la vitesse du son. Les constantes élastiques sont respectivement $C_L = 4.335 \times 10^{11}$ J/m³, $C_{T1} = 0.6475 \times 10^{11}$ J/m³ et $C_{T2} = 2.245 \times 10^{11}$ J/m³. Considérant que la masse volumique de SmB₆ est de 5.06 g/cm³, nous avons $v_L = 7350$ m/s, $v_{T1} = 3580$ m/s et

$v_{T2} = 6670$ m/s, ce qui donne $v_p \approx 5000$ m/s. En utilisant les dimensions de Z1, $l_0 = 0.42$ mm, l'équation 3.2 donne la conductivité thermique des phonons dans les limites de l'échantillon comme étant $\kappa_{ph} = \beta T^3$ où $\beta = 7 \pm 1$ mW / K⁴cm. La barre d'erreur tient compte des incertitudes sur les dimensions de l'échantillon et de l'estimation de la vitesse du son.

Afin d'explorer cette idée, il est utile de tracer les données de la figure 3.4 selon κ/T^2 en fonction de T , tel qu'illustré à la figure 3.5a. Intéressons nous maintenant à trouver la gamme de température où nous avons une conductivité thermique qui varie en T^3 . Pour $T < 150$ mK, les données de Z1 à $H = 15$ T, sont compatibles avec $\kappa = \beta T^3$ où $\beta = 9.5$ mW / K⁴ cm, une valeur proche de notre estimé obtenu à l'aide de l'équation 3.2. Notons que le fait que cette valeur soit légèrement supérieure à la valeur théorique attendue vient peut-être de la présence d'une légère réflexion spéculaire des phonons à basse température. Ainsi, sous 150 mK, la limite théorique de la conductivité thermique prescrite par les dimensions de l'échantillon est retrouvée.

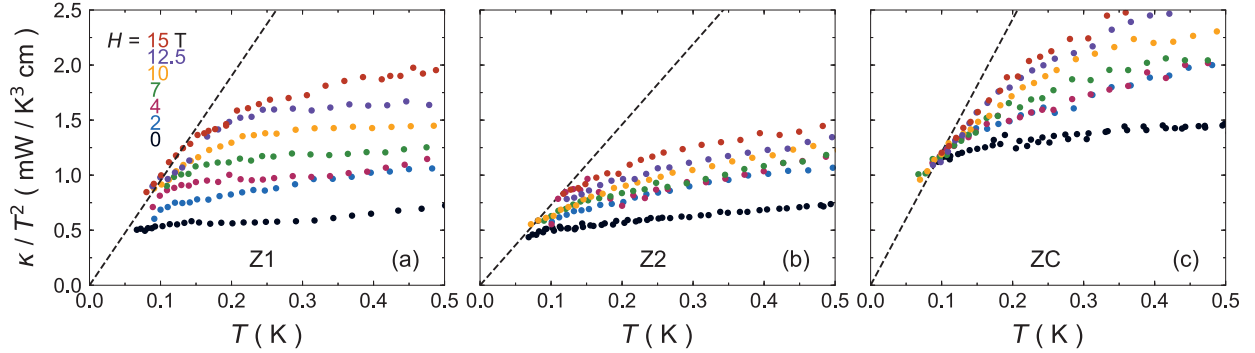


FIGURE 3.5 Conductivité thermique de Z1, Z2 et ZC tracée selon κ/T^2 en fonction de T à basse température, soit $T < 0.5$ K. La ligne pointillée est $\kappa = \beta T^3$ où (a) $\beta = 9.5$ mW/K⁴cm, (b) $\beta = 7.3$ mW/K⁴cm et (c) $\beta = 10.2$ mW/K⁴cm.

À $H = 0$, la pente de la courbe expérimentale est bien en dessous de cette valeur. Cependant, une fois le champ magnétique appliqué, la conductivité thermique augmente et, à basse température, elle vient rejoindre la courbe de la limite phononique dictée par les dimensions de l'échantillon. Plus le champ magnétique augmente, plus la conductivité thermique va suivre la limite phononique, et ce, sur une plus grande gamme de température. Notre hypothèse est qu'un processus de diffusion magnétique présent à champ nul abaisse κ dans SmB₆, et ce processus est éteint ou gappé par le champ, jusqu'à ce qu'il soit essentiellement inactif à $H > 10$ T, du moins, pour les basses températures ($T < 150$ mK).

Ce résultat est valide pour tous les échantillons FZ, tel que montré aux figures 3.5 et 3.6. La conductivité thermique des échantillons FZ y est tracée selon κ/T^2 en fonction de T. Il est montré que $\kappa(T)$ à basse température varie selon T^3 lorsque le champ magnétique est appliqué et est en accord avec la limite phononique telle que calculée par l'équation 3.2. Pour Z1, Z2 et ZC, les valeurs de

β sont, respectivement, $\beta = 9.5, 7.3$ et $10.2 \text{ mW/K}^4\text{cm}$ lorsque le champ est de 15 T.

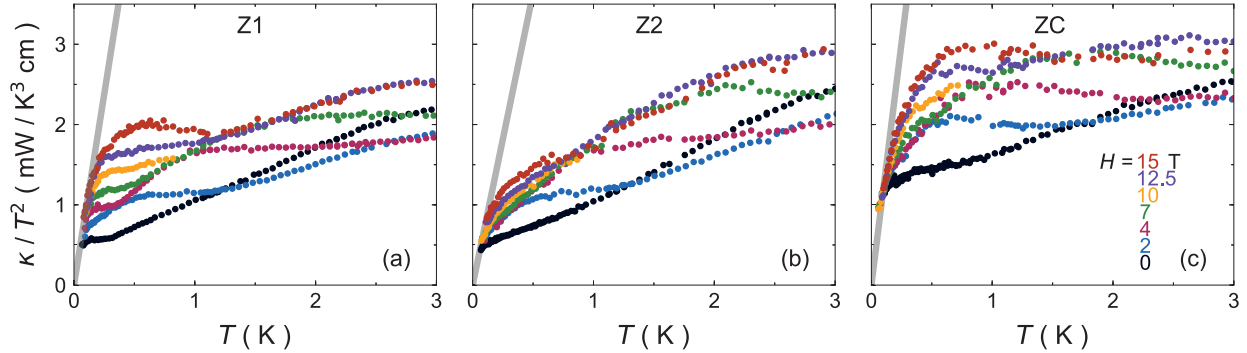


FIGURE 3.6 Conductivité thermique de SmB_6 tracée selon κ/T^2 en fonction de T jusqu'à 3 K, et ce, pour différents champs magnétiques. Le champ était appliqué perpendiculairement au courant de chaleur. La ligne grise montre l'estimation de la conductivité thermique phononique calculée à partir de l'équation 3.2 et des dimensions des échantillons.

Afin de valider cette interprétation, les dimensions de l'échantillon Z1 ont été déduites. Ainsi, si le libre parcours moyen des phonons est bel et bien limité par les dimensions de l'échantillon lorsqu'un champ magnétique est appliqué, diminuer les dimensions de l'échantillon devrait diminuer la conductivité thermique des phonons à 15 T.

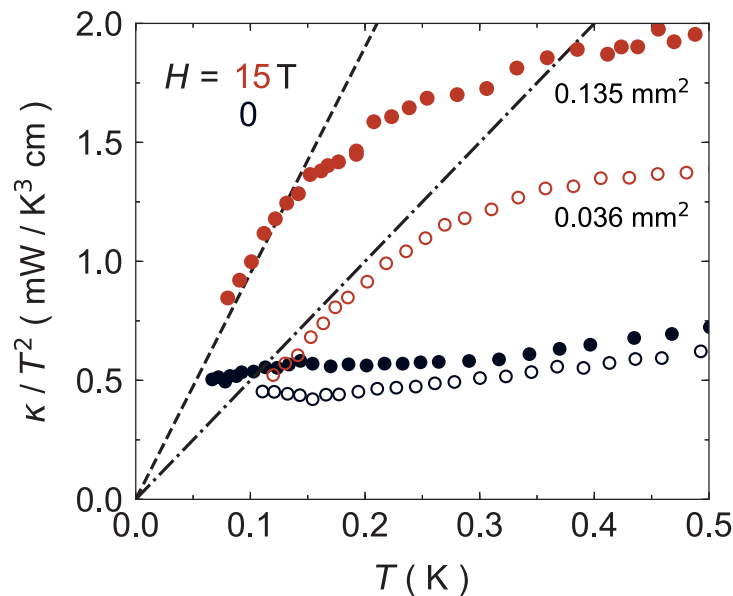


FIGURE 3.7 Conductivité thermique de Z1 en fonction des dimensions de l'échantillon. Les points fermés correspondent aux mêmes données $H = 0$ et $H = 15 \text{ T}$ qu'à la figure 3.5. Les points ouverts ont été obtenus après avoir poli l'échantillon réduisant la section d'un facteur 3.7. Les deux lignes pointillées ont été obtenues à partir de l'équation 3.2.

Les dimensions de l'échantillon Z1 ont été réduites d'un facteur 3.7 afin d'obtenir l'échantillon

Z1-poli. Le résultat est montré à la figure 3.7. L'épaisseur est passée de 300 à 115 μm et la largeur de 400 à 315 μm . Cela implique que la conductivité phononique prédite doit diminuer d'un facteur $\sqrt{3.7}$, tel qu'attendu par l'équation 3.2. Lorsqu'un champ magnétique de 15 T est appliqué, la conductivité thermique de Z1-poli augmente jusqu'à aller rejoindre la limite phononique prescrite par les dimensions de l'échantillon. Cela confirme notre hypothèse que la conductivité thermique à 15 T est limitée par les dimensions de l'échantillon.

On peut remarquer qu'à champ nul, la conductivité thermique de Z1-poli (symboles noirs ouverts) est sous la limite phononique décrite par la courbe lignée-pointillée et sous la conductivité thermique de l'échantillon Z1 (symboles noirs fermés). Ce résultat n'est pas surprenant et est en accord avec notre interprétation. En effet, à champ nul, les phonons sont diffusés par les dimensions de l'échantillon et les excitations magnétiques. C'est pourquoi, puisqu'il y a deux canaux de diffusion des phonons qui entrent en jeu, la conductivité thermique à champ nul de Z1-poli est plus faible que celle de Z1. Ainsi, cela confirme par le fait même notre interprétation que les phonons sont diffusés sur des impuretés magnétiques à champ nul, diminuant ainsi la conductivité thermique de ces derniers.

Comparaison avec $\text{Pr}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$

Finalement, il est possible de comparer notre interprétation avec une récente étude sur $\text{Pr}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$, un candidat aux liquides de spins [57]. À la figure 3.8b, la conductivité thermique de $\text{Pr}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ est tracée selon κ/T en fonction de T . Tel que vu dans nos données (figure 3.8 a), le champ a un effet important sur la conductivité thermique.

À haut champ, soit à 7 T et à 5 T, les données se chevauchent. Lors de la diminution du champ magnétique, les courbes se chevauchent à une température finie, nommée T_s avant de s'éloigner. C'est ce que nous observons dans Z1.

Il est à noter que, contrairement à SmB_6 , $\text{Pr}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ est un métal. L'analyse de cette étude a montré que la loi de WF est respectée, tel que montré par la ligne pointillée dans la figure. Donc, il n'y a pas de contribution supplémentaire provenant, par exemple, d'excitations fermioniques magnétiques à la conductivité thermique. De plus, puisque l'augmentation de la conductivité thermique en champ sature, il n'y a pas non plus de contribution magnétique d'origine bosonique. Leur interprétation est très semblable à la nôtre, soit que la conductivité thermique des phonons augmente sous champ dû à des excitations magnétique qui sont gappés. Dans le cas de $\text{Pr}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$, ces excitations seraient probablement des fluctuations de spins. Ainsi, tout comme dans nos données, à champ nul, la conductivité thermique des phonons est diffusée par des excitations magnétiques.

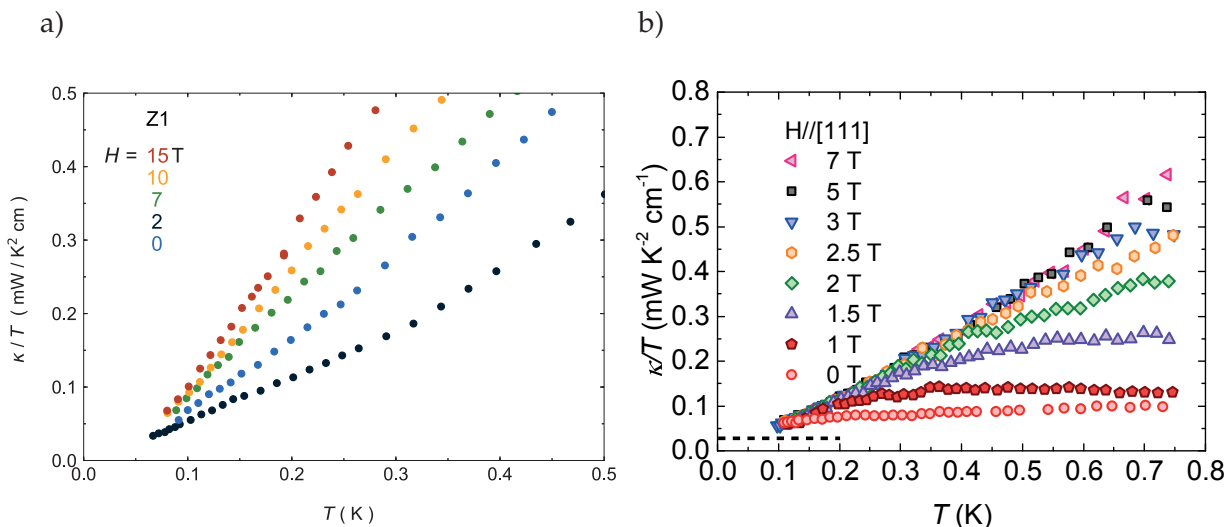


FIGURE 3.8 (a) Conductivité thermique de Z1 tracée selon κ/T en fonction de T pour différents champs magnétiques. (b) Conductivité thermique de $\text{Pr}_2\text{Ir}_2\text{O}_7$ tracée selon κ/T en fonction de T pour différents champs magnétiques [57]. À champ nul, la conductivité thermique est fortement réduite sous $T_s = 0.12$ K. La ligne pointillée montre la valeur de la conductivité thermique électronique attendue par la loi de WF.

3.2.2 Anisotropie en champ de la conductivité thermique

Jusqu'à présent, nous avons seulement considéré l'effet du champ lorsque celui-ci était dans la direction (001), soit perpendiculairement au courant de chaleur qui lui est dans le plan. Intéressons-nous maintenant à l'effet du champ lorsque celui-ci est orienté parallèlement et à 45° du courant de chaleur. La figure 3.9 montre le comportement en champ de la conductivité thermique des échantillons Z1, Z2, ZC ainsi que F1.

La conductivité thermique à basse température à $H = 15$ T est montrée pour différentes directions du champ par rapport aux axes de la structure cristalline. Aux températures les plus basses, l'effet d'un champ est isotrope. Cependant, au-dessus d'une certaine température (entre 0.2 et 0.4 K), une anisotropie se développe. L'anisotropie a été observée dans tous les échantillons crus en fusion de zone, mais seulement dans l'échantillon F1, crû en solution. Pour les échantillons en fusion de zone, dans tous les cas, la plus grande conductivité est atteinte lorsque le champ est aligné selon (110). Pour Z2 et ZC, cela se produit lorsque le champ est appliqué parallèlement au courant de chaleur, mais pour Z1, l'orientation (110) est à 45° par rapport au courant de chaleur, qui lui est dans le plan. Pour Z1 et Z2, la conductivité est la plus petite lorsque le champ est selon (100), quel que soit le sens du courant de chaleur. D'autre part, l'anisotropie de l'échantillon F1 est inversée, c'est-à-dire que la conductivité est la plus grande lorsque le champ est le long de (100), qui est également la

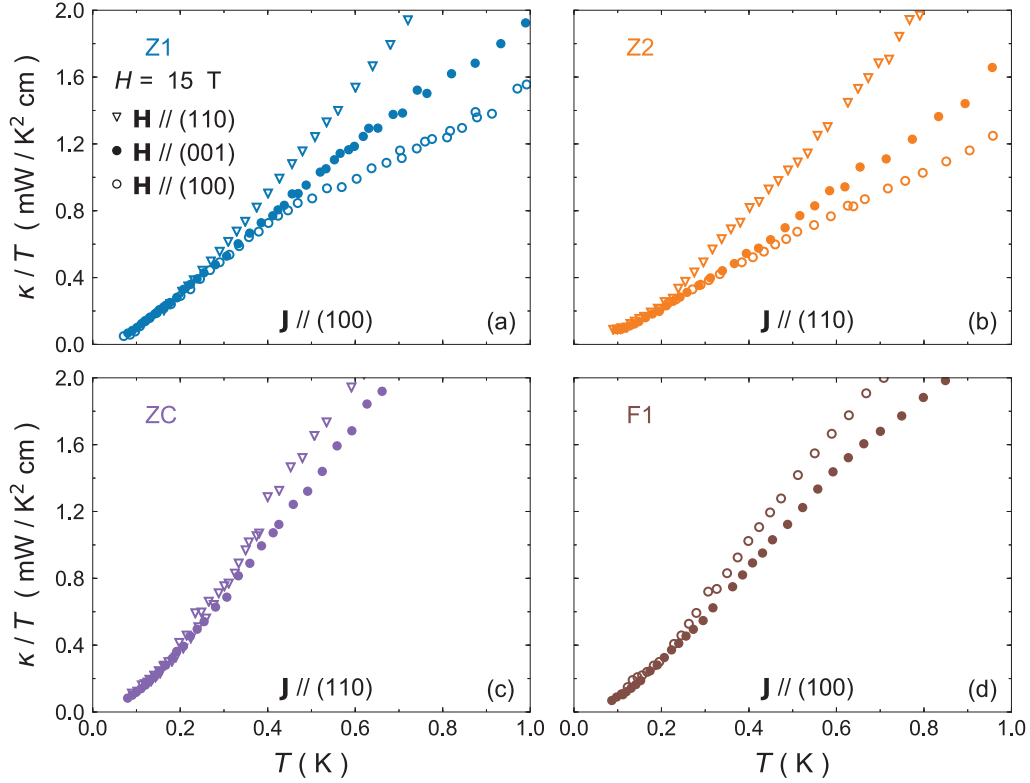


FIGURE 3.9 Anisotropie dans la conductivité thermique de SmB_6 à $H = 15$ T lorsque le champ est appliqué dans différentes directions, tel qu'indiqué sur la figure, par rapport aux axes cristallins. Les données sont isotropes à basse température, mais diffèrent à plus haute température. Aucune direction ne semble être privilégiée. Cependant, le comportement en champ est le même pour tous les échantillons en fusion de zone : κ est plus grand lorsque que le champ est selon l'orientation (110), peu importe la direction du courant (selon (100) ou selon (110)).

direction du courant de chaleur dans ce cas. Globalement, en considérant les quatre échantillons où une anisotropie est observée, il ne semble pas y avoir de tendance systématique. Cependant, parmi les échantillons en fusion de zone, le comportement est le même par rapport à la direction des axes cristallins et du courant de chaleur.

Il est difficile d'expliquer l'anisotropie étant donné le manque de tendance uniforme. Une possibilité est que la diffusion des phonons par les impuretés magnétiques change lorsque la direction du champ varie. Dans ce scénario, la variation de composition entre les échantillons crûs en fusion de zone et ceux en solution pourrait expliquer le comportement inverse de F1. Un modèle théorique est nécessaire pour comprendre nos observations. Notons cependant que l'anisotropie se développe au-delà d'une certaine température et que ceci est cohérent avec notre interprétation de diffusion des phonons sur des impuretés magnétiques. Une fois que le processus de diffusion magnétique se termine à basse température, le libre parcours moyen des phonons devient indépendant du champ,

car il est limité par les limites de l'échantillon, peu importe l'orientation du champ.

3.3 Conductivité thermique à haute température

Jusqu'à présent, nous nous sommes concentrés sur le comportement à basse température ($T < 0.8$ K) de la conductivité thermique de SmB_6 . À haute température, la conductivité thermique montre une dépendance forte et complexe en champ, tel que montré aux figures 3.6 et 3.10.

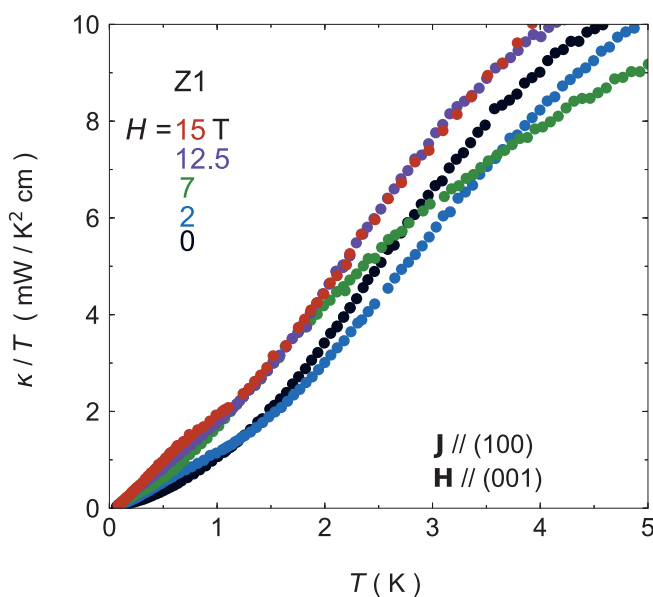


FIGURE 3.10 Conductivité thermique de SmB_6 tracée selon κ/T en fonction de T à haute température, soit $T < 5$ K. L'effet du champ n'est pas monotone.

Intéressons-nous ici toujours à l'échantillon Z1. Comme mentionné préalablement, l'effet du champ est non-monotone. Par exemple, la conductivité thermique à $H = 2$ T est plus grande qu'à $H = 0$ à $T < 1$ K, puis le comportement s'inverse. À $T > 1$ K, et ce jusqu'à 5 K, la conductivité thermique à $H = 2$ T est plus petite qu'à $H = 0$. Afin de comprendre cette dépendance en champ, ou du moins la caractériser, considérons l'effet de l'augmentation du champ en incrément de 1 T, en fonction de la température, et ce, jusqu'à 5 K. Ceci est représenté à la figure 3.11a.

Les excitations d'origine magnétique diffusent des phonons à toutes énergies. Autrement dit, les excitations d'énergie E diffusent des phonons à une telle énergie. À une température donnée, l'énergie des phonons qui dominent est $E \sim k_B T$. Si un champ magnétique H est appliqué tel que $\mu_B H = k_B T$, les excitations qui diffusaient les phonons à cette énergie sont gappées. Ainsi, ces phonons conduisent mieux et la conductivité thermique augmente. Une façon de voir cette

augmentation est de tracer la différence entre $\kappa(H)$ et $\kappa(H - 1)$. Ainsi, il est possible d'observer directement l'effet du champ sur la conductivité thermique. La différence qui révèle un pic de phonons à une température donnée. Lorsque le champ magnétique augmente, des excitations magnétiques de plus haute énergie sont gappées. Au fur et à mesure que le champ magnétique augmente, le pic se déplace jusqu'à une température de plus en plus élevée, permettant ainsi à des phonons de plus haute énergie de transporter la chaleur.

Sur la figure 3.11b, on remarque que la position du pic augmente avec le champ d'une manière à peu près linéaire. Les données sont tracées sur une échelle d'énergie où la pente est environ de 2, correspondant à un terme Zeeman. Notre interprétation est qu'on observe la présence d'un gap dans le spectre magnétique qui est proportionnel au champ. Ceci est encore cohérent avec un scénario de phonons qui sont diffusés par des impuretés magnétiques et gappés lors de l'application d'un champ magnétique. Notons, cependant, qu'il s'agit de phonons d'énergie beaucoup plus élevée que précédemment.

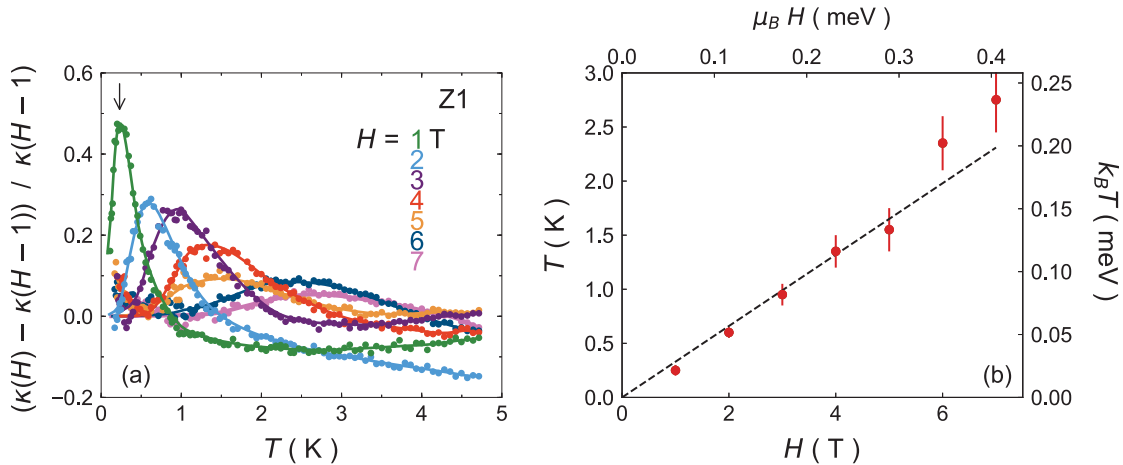


FIGURE 3.11 (a) Différence normalisée entre deux dépendances de température pour l'échantillon Z1 mesurée à deux champs magnétiques consécutifs, avec le champ appliqué perpendiculairement au courant thermique. Un maximum de la différence (par exemple une flèche verticale pour 1 T) est observé à une température qui varie avec le champ magnétique. (b) La température de ce maximum en fonction du champ magnétique. Toutes les lignes sont des guides pour les yeux.

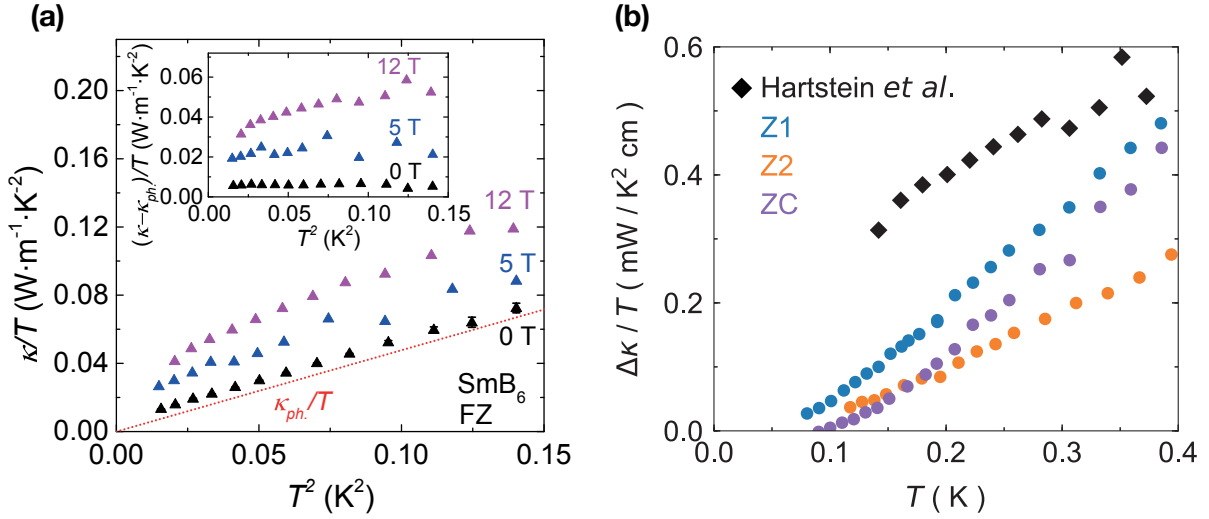


FIGURE 3.12 (a) La conductivité thermique κ/T vs T^2 mesurée par Hartstein *et al.* [34]. (b) L'effet du champ sur la conductivité thermique de SmB_6 crûs en fusion de zone tracée selon $\Delta\kappa/T = [\kappa(H_{\max}) - \kappa(0)/T]$ vs T où $H_{\max} = 15$ T pour Z1, Z2 et ZC et 12 T pour les données de Hartstein [34].

3.4 Comparaison avec des résultats publiés

Les résultats présentés ici suggèrent que la technique de croissance, soit par la méthode en solution ou la méthode en fusion de zone, a de fortes implications sur le comportement de la conductivité thermique, particulièrement sous 1 K. Il peut être intéressant de comparer les résultats présentés ici à la littérature.

Débutons par comparer nos résultats en fusion de zone avec ceux de Hartstein *et al.* [34]. Tel que montré à la figure 3.12, Hartstein *et al.* mentionnent une augmentation substantielle de $\kappa(T)$ induite par le champ qu'ils interprètent comme une preuve d'une surface de Fermi dans le volume résultant de nouvelles excitations itinérantes à basse énergie. C'est une interprétation très différente de celle proposée ici où nous attribuons l'augmentation de $\kappa(T)$ à une diminution de la diffusion des phonons. À champ nul, leurs données à basse température sont bien décrites par l'équation 3.2, c'est-à-dire que κ/T est en T^2 avec une valeur prédite par les dimensions de leur échantillon. L'application d'un champ augmente alors κ au-delà de la limite phononique prédite. Ils interprètent cela comme une contribution fermionique transportant la chaleur, mais pas la charge. Notons cependant que le fait que $\kappa(T)$ ait une forme purement phononique supérieure à la valeur prédite par l'eq 3.2 n'est pas impossible. En effet, la limite phononique s'applique lorsque les diffusions des phonons sur les surfaces sont diffusives. Si les réflexions sont spéculaires, le libre parcours moyen n'est pas limité par les dimensions de l'échantillon, ce qui rend l'exposant en température de κ inférieur à T^3 et son

amplitude plus grande que dans le cas diffusif [43].

En comparaison, nos données à champ nul étaient bien inférieures à la limite phononique. Malgré cela, l'effet du champ magnétique est comparable. Sur la figure 3.12b, nous traçons la différence entre $\kappa(T)/T$ à 15 T et à champ nul pour les trois échantillons en fusion de zone, avec la même différence pour leur échantillon (avec 12 T). L'augmentation en champ est comparable en ce sens qu'elle croît en fonction de la température. Puisque nos données vont à plus basse température que les leurs, il est clair que $\Delta\kappa/T$ extrapole à zéro dans la limite $T \rightarrow 0$, en accord avec notre conclusion qu'aucun terme linéaire résiduel n'est observé.

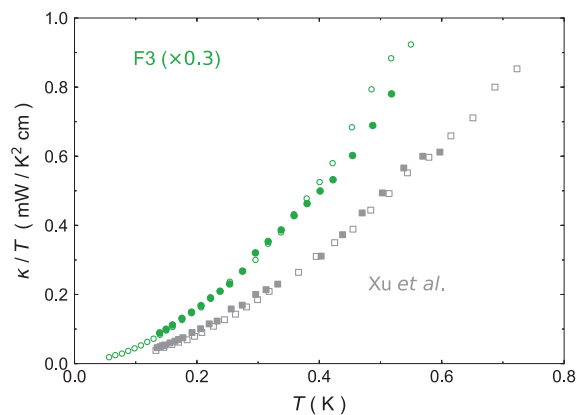


FIGURE 3.13 La conductivité thermique de F3 ($\times 0.3$) tracées selon κ/T vs T comparée à la conductivité thermique de Xu *et al.* [32].

Il est maintenant possible de comparer nos données de SmB_6 crû en solution avec celles de Xu *et al.* [32]. Tel qu'il est possible de le remarquer à la figure 3.13, le comportement de κ est très similaire. Ces deux échantillons ne présentent aucune dépendance en champ et l'extrapolation des données à $T = 0$ ne suggère la présence d'aucun terme résiduel linéaire. De plus, nos données sont en accord avec la limite phononique prescrite par les dimensions de l'échantillon.

Il y a cependant une grande variabilité dans les échantillons crus en fusion de zone. Le champ a un effet différent sur les échantillons F1 et F2. Cela suggérerait un plus grand niveau d'impureté dans l'échantillon F1 comparativement aux échantillons F2 et F3.

Conclusion

Jusqu'à ce jour, la présence de particules fermioniques sans charge, responsables des oscillations quantiques dans SmB_6 , était l'objet d'un débat. Une étude précédente avait prétendu avoir observé un terme résiduel non-nul en conductivité thermique confirmant ainsi leur existence, tandis qu'une autre suggérait le contraire. Cependant, ces deux études distinctes portaient sur deux types d'échantillons, l'un crû en fusion de zone et l'autre en solution, laissant suggérer que la méthode de croissance a un grand rôle à jouer dans le comportement intrinsèque de SmB_6 .

L'étude proposée dans ce mémoire vient se positionner sur ce débat de manière claire. Les mesures de conductivité thermique à basse température ont été effectuées sur les deux types de cristaux de SmB_6 . Le fait d'avoir atteint des températures plus basses que les études précédentes a permis de tirer des conclusions robustes.

La conclusion première de notre étude est qu'aucun terme résiduel dans la conductivité thermique n'a été observé, que ce soit avec ou sans l'application d'un champ magnétique externe dans tous les types de cristaux. Nos résultats permettent de conclure, à l'intérieur d'une incertitude expérimentale relativement petite, à l'absence de telles particules fermioniques dans SmB_6 .

La seconde conclusion porte sur la forte dépendance en champ de la conductivité thermique. L'interprétation présentée ici est que les phonons sont les seuls porteurs de chaleur, et que ceux-ci sont diffusés par des excitations d'origine magnétique. Le champ a comme effet de gapper les excitations magnétiques, permettant ainsi aux phonons de retrouver la conductivité thermique prescrite par les dimensions de l'échantillon. L'effet du champ n'est pas le même dans tous les échantillons, ce qui laisse penser que la méthode de croissance choisie a un effet sur le taux et le type d'impuretés.

Les résultats présentés ici excluent donc la possibilité d'une surface de Fermi tridimensionnelle provenant du volume isolant de SmB_6 . L'origine des grandes fréquences dans les oscillations quantiques de SmB_6 reste donc à expliquer. Nos résultats seront, je l'espère, utiles pour la discrimination de certains scénarios théoriques actuels et l'élaboration de scénarios futurs.

Les résultats présentés ici ont été publiés en juin 2018 dans la revue *Physical Review B* [1].

Annexe A

Découplage thermique des phonons

Notre capacité à mesurer la conductivité thermique de porteurs de chaleur dépend fondamentalement de la possibilité à les chauffer. Pour ce faire, la chaleur produite par la source de chaleur est transmise à l'échantillon via deux voies parallèles, les phonons et les électrons, par les contacts de l'échantillon. Les contacts transmettent ensuite la chaleur aux électrons et phonons (et magnons) du système via leurs couplages respectifs.

Si la résistance électrique des contacts est mauvaise, les excitations électroniques qui sont supposés parvenir à l'échantillon n'y arrivent pas et les électrons dans l'échantillon seront seulement en équilibre thermique avec le matériau grâce aux phonons. Or très basse énergie, le couplage électron-phonon diminue rapidement et devient nul à $T = 0$. La conductivité thermique linéaire, caractéristique des électrons, sera donc nulle et nous verrions apparaître une chute de la conductivité thermique. Cela a été étudié et modélisé par M.F Smith *et al.* [58]. Donc, sous une température donnée T_D , la dépendance en température de la conductivité thermique sera modifiée selon

$$\kappa = \alpha T \left(1 + \frac{r}{1 + r(T/T_D)^{n-1}} \right)^{-1} \quad (\text{A.1})$$

où α est le terme résiduel linéaire attendue de la contribution électronique et r une constante proportionnelle à la résistance des contacts. Ainsi, un terme linéaire résiduel dans la conductivité thermique, caractéristique d'une contribution fermionique, peut être masqué par une chute dans la conductivité thermique causée par le découplage des phonons à basse température, sous T_D . Cela est représenté par la ligne continue à la figure A.1.

Un exemple de ce phénomène a été trouvé, mais jamais publié, dans le cuprate Nd_2CuO_4 [59] qui est un isolant antiferromagnétique. À la figure A.1, nous montrons les données publiées, mais tracées ici en κ_{mag}/T^3 de manière à souligner la chute dans la conductivité thermique provoquée par

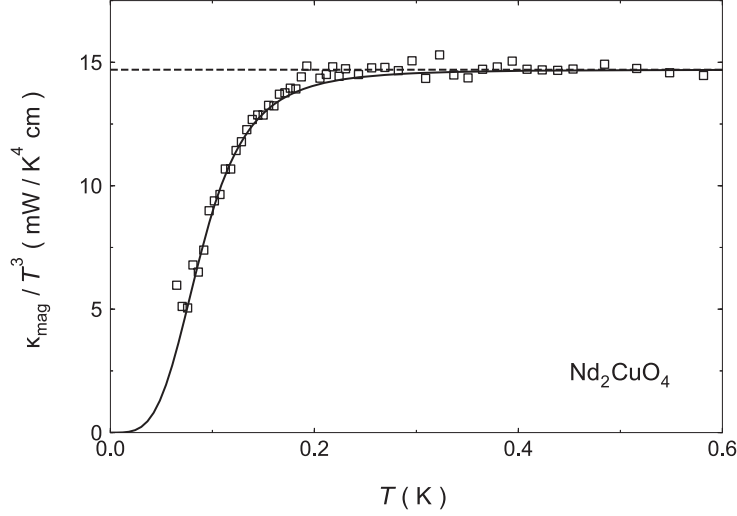


FIGURE A.1 La conductivité thermique des magnons dans l’isolant de Mott Nd_2CuO_4 tracée selon κ_{mag}/T^3 en fonction de T [55]. Le découplage magnons-phonons a lieu sous 0.2 K. Cette figure révèle la chute prononcée à basse température, loin de la dépendance balistique attendue en T^3 , provoquée par le découplage thermique phonons-magnons. La forme de la chute est bien représentée par l’équation A.1 et est indiquée par la ligne continue. La ligne pointillée horizontale marque la valeur de $\kappa_{\text{mag}} \propto T^3$ dans le régime balistique au-dessus de la chute.

le découplage thermique entre les magnons et les phonons sous 0.2 K.

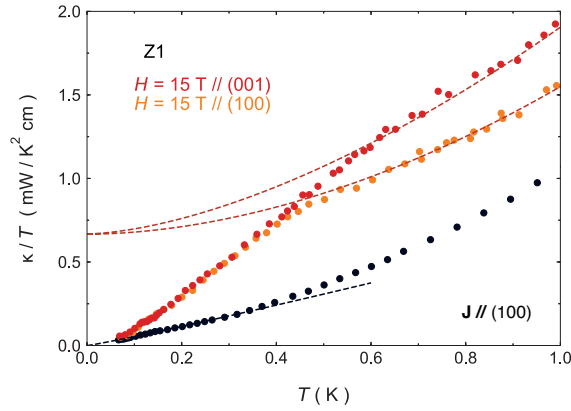


FIGURE A.2 La conductivité thermique de l’échantillon Z1 tracée selon κ/T en fonction de T pour 15 T. Les points en rouge sont pour le champ selon (001) et les points en oranges pour le champ selon (100). La ligne pointillée est un lissage des données à haute température en κ/T .

Dans un matériau comme SmB_6 , puisqu’il est isolant, seulement les phonons peuvent amener la chaleur à l’intérieur de l’échantillon. Ainsi, pour mesurer des excitations exotiques dans le matériau,

il faut qu'il existe un couplage thermique avec les phonons dans le système. Ce couplage doit nécessairement aller à zéro lorsque la température tend vers zéro.

Si des porteurs de chaleurs fermioniques sans charge étaient présents dans nos résultats, il y aurait une température en dessous de laquelle le couplage entre ces porteurs et les phonons disparaîtraient, ce qui provoquerait une baisse de $\kappa(T)/T$ et masquerait le terme résiduel linéaire κ_0/T . En regardant à nouveau les données de l'échantillon Z1, il nous est effectivement possible de tracer les données à haute température de façon à faire apparaître un terme résiduel linéaire.

En extrapolant les données des deux orientations du champ, nous obtenons le même $\kappa_0/T = 0.67$ mW/K²cm. À noter que cette valeur est 100 fois plus grande que la valeur de la conductivité thermique électronique prédite par la loi de WF avec la valeur de ρ à basse température. L'extrapolation des données à champ nul va toujours à 0.

Ainsi, il n'est pas totalement exclu que des porteurs de chaleur d'origine autre que phononique responsables d'un terme linéaire en conductivité thermique soient présents dans SmB₆. Il ne serait pas possible de les mesurer à très basse température, car ils se découpleraient thermiquement des phonons. Par contre, cela est très improbable, car cela impliquerait que le libre parcours moyen des particules fermioniques serait de l'ordre des dimensions des échantillons. Effectivement, tel que montré à la figure 3.7, la conductivité thermique à basse température dépend des dimensions de l'échantillon. Un tel comportement en conductivité thermique de particules fermioniques n'est pas habituel et peu probable.

Bibliographie

- [1] M-E. Boulanger, F. Laliberté, M. Dion, S. Badoux, N. Doiron-Leyraud, W. A. Phelan, S. M. Koohpayeh, W. T. Fuhrman, J. R. Chamorro, T. M. McQueen, X. F. Wang, Y. Nakajima, T. Metz, J. Paglione, et L. Taillefer. *Phys. Rev. B* **97**, 245141 (2018).
- [2] Charles Kane et Joel Moore. *Physics World* **24**(02), 32 (2011).
- [3] A. Menth, E. Buehler, et T. H. Geballe. *Phys. Rev. Lett.* **22**, 295–297 (1969).
- [4] B.S. Tan, Y.-T. Hsu, B. Zeng, M. Ciomaga Hatnean, N. Harrison, Z. Zhu, M. Hartstein, M. Kiourlappou, A. Srivastava, M. D. Johannes, T. P. Murphy, J.-H. Park, L. Balicas, G. G. Lonzarich, G. Balakrishnan, et Suchitra E. Sebastian. *Science* **349**, 287–290 (2015).
- [5] C. L. Kane et E. J. Mele. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 226801 (2005).
- [6] M. Z. Hasan et C. L. Kane. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3045–3067 (2010).
- [7] Yoichi Ando. *Journal of the Physical Society of Japan* **82**(10), 102001 (2013).
- [8] Joel E. Moore. *Nature* **464** (2010).
- [9] R. Shankar. *ArXiv e-prints* (2018).
- [10] K. v. Klitzing, G. Dorda, et M. Pepper. *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494–497 (1980).
- [11] David Carpentier et Laurent Lévy. *Dossier Pour la Science* **79** (2013).
- [12] Michel Fruchart et David Carpentier. *Comptes Rendus Physique* **14**(9), 779 – 815 (2013).
Topological insulators / Isolants topologiques.
- [13] W. A. Phelan, S. M. Koohpayeh, P. Cottingham, J. A. Tutmaher, J. C. Leiner, M. D. Lumsden, C. M. Lavelle, X. P. Wang, C. Hoffmann, M. A. Siegler, N. Haldolaarachchige, D. P. Young, et T. M. McQueen. *Scientific Reports* **6**, 20860 (2016).
- [14] J. C. Nickerson, R. M. White, K. N. Lee, R. Bachmann, T. H. Geballe, et G. W. Hull. *Phys. Rev. B* **3**, 2030–2042 (1971).
- [15] J. W. Allen, B. Batlogg, et P. Wachter. *Phys. Rev. B* **20**, 4807–4813 (1979).

- [16] Z Fisk, J.L Sarrao, S.L Cooper, P Nyhus, G.S Boebinger, A Passner, et P.C Canfield. *Physica B : Condensed Matter* **223-224**, 409 – 412 (1996). Proceedings of the International Conference on Strongly Correlated Electron Systems.
- [17] Maxim Dzero, Kai Sun, Victor Galitski, et Piers Coleman. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 106408 (2010).
- [18] Maxim Dzero, Jing Xia, Victor Galitski, et Piers Coleman. *Annual Review of Condensed Matter Physics* **7**(1), 249–280 (2016).
- [19] X. Zhang, N. P. Butch, P. Syers, S. Ziemak, R. L. Greene, et J. Paglione. *Phys. Rev. X* **3**, 011011 (2013).
- [20] S Nozawa, T Tsukamoto, K Kanai, T Haruna, S Shin, et S Kunii. *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **63**(6), 1223 – 1226 (2002). Proceedings of the 8th ISSP International Symposium.
- [21] Yi-feng Yang. *Phys. Rev. B* **79**, 241107 (2009).
- [22] S. Gabáni, K. Flachbart, V. Pavlík, M. Orendáč, E. Konovalova, Y. Paderno, et J. Šebek. *Czechoslovak Journal of Physics* **52**(2), 279–282 (2002).
- [23] Paul Syers, Dohun Kim, Michael S. Fuhrer, et Johnpierre Paglione. *Physical Review Letters* **114**(9) (2015).
- [24] D. J. Kim, S. Thomas, T. Grant, J. Botimer, Z. Fisk, et Jing Xia. *Scientific Reports* **3**, 3150 (2013).
- [25] D. J. Kim, J. Xia, et Z. Fisk. *Nature Materials* **13**, 466 EP (2014).
- [26] Y. L. Chen, J. G. Analytis, J.-H. Chu, Z. K. Liu, S.-K. Mo, X. L. Qi, H. J. Zhang, D. H. Lu, X. Dai, Z. Fang, S. C. Zhang, I. R. Fisher, Z. Hussain, et Z.-X. Shen. *Science* **325**(5937), 178–181 (2009).
- [27] Feng Lu, JianZhou Zhao, Hongming Weng, Zhong Fang, et Xi Dai. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 096401 (2013).
- [28] M. Neupane, N. Alidoust, S.-Y. Xu, T. Kondo, Y. Ishida, D. J. Kim, Chang Liu, I. Belopolski, Y. J. Jo, T.-R. Chang, H.-T. Jeng, T. Durakiewicz, L. Balicas, H. Lin, A. Bansil, S. Shin, Z. Fisk, et M. Z. Hasan. *Nature Communications* **4**, 2991 (2013).
- [29] L. Onsager. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **43**(344), 1006–1008 (1952).
- [30] G. Li, Z. Xiang, F. Yu, T. Asaba, B. Lawson, P. Cai, C. Tinsman, A. Berkley, S. Wolgast, Y. S. Eo, Dae-Jeong Kim, C. Kurdak, J. W. Allen, K. Sun, X. H. Chen, Y. Y. Wang, Z. Fisk, et Lu Li. *Science* **346**, 1208–1212 (2014).
- [31] Victor Alexandrov, Maxim Dzero, et Piers Coleman. *Phys. Rev. Lett.* **111**, 226403 (2013).
- [32] Y. Xu, S. Cui, J. K. Dong, D. Zhao, T. Wu, X. H. Chen, Kai Sun, Hong Yao, et S. Y. Li. *Phys. Rev. Lett.* **116**, 246403 (2016).

- [33] S. Gabáni, K. Flachbart, E. Konovalova, M. Orendáč, Y. Paderno, V. Pavlík, et J. Šebek. *Solid State Communications* **117**, 641–644 (2001).
- [34] M. Hartstein, W. Toews, Y.-T. Hsu, et *et al.* *Nature Physics* **14** (2017).
- [35] J. Knolle et N. R. Cooper. *Phys. Rev. Lett.* **115**, 146401 (2015).
- [36] Johannes Knolle et Nigel R. Cooper. *Phys. Rev. Lett.* **118**, 096604 (2017).
- [37] G. Baskaran. *ArXiv e-prints* (2015).
- [38] P. Coleman, E. Miranda, et A. Tsvelik. *Physica B : Condensed Matter* **186-188**, 362 – 364 (1993).
- [39] Neil W. Ashcroft et N. David Mermin. *Physique des solides*. EDP Sciences, Les Ulis (France), (2002).
- [40] J. M. Ziman. *Principles of the Theory of Solids*. Cambridge University Press, 2 edition, (1972).
- [41] F.Reif. *Fundamentals of Statistical and Thermal Physics*. Waveland Press, Inc., (2009).
- [42] Charles Kittel. *Physique de l'état solide*. Dunod, Paris, 8 édition edition, (2007).
- [43] S. Y. Li, J.-B. Bonnemaïson, A. Payeur, P. Fournier, C. H. Wang, X. H. Chen, et Louis Taillefer. *Phys. Rev. B* **77**, 134501 (2008).
- [44] R. O. Pohl et B. Stritzker. *Phys. Rev. B* **25**, 3608–3614 (1982).
- [45] Gaël Grissonnanche. *Une fable de phases en interaction dans les cuprates supraconducteurs contée par le transport thermique*. Thèse de Doctorat, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada (2016).
- [46] N. E. Sluchanko, A. A. Volkov, V. V. Glushkov, B. P. Gorshunov, S. V. Demishev, M. V. Kondrin, A. A. Pronin, N. A. Samarin, Y. Bruynseraede, V. V. Moshchalkov, et S. Kunii. *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **88**(3), 533–537 (1999).
- [47] W.A. Phelan, S. M. Koochpayeh, P. Cottingham, J.W. Freeland, J. C. Leiner, C. L. Broholm, et T. M. McQueen. *Phys. Rev. X* **4**, 031012 (2014).
- [48] W. T. Fuhrman, J. R. Chamorro, P. Alekseev, J.-M. Mignot, T. Keller, P. Nikolic, T. M. McQueen, et C. L. Broholm. *Nature Communications* **9**, 1539.
- [49] Samuel René de Cotret. Mémoire de Maîtrise, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada, (2013).
- [50] Jean-Philippe Reid. *Investigation de l'anisotropie du gap supraconducteur dans les composé Ba-FeCoAs, BaKFeAs, LiFeSe et FeTeSe*. Thèse de Doctorat, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada (2014).
- [51] William Henry Toews. *An investigation of low energy quasiparticle excitations via thermal transport measurements*. Thèse de Doctorat, University of Waterloo, Waterloo, Ontario, Canada, (2017).

- [52] Frank Pobell. *Matter and Methods at Low Temperature*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, (2007).
- [53] Steven Wolgast, Cagliyan Kurdak, Kai Sun, J. W. Allen, Dae-Jeong Kim, et Zachary Fisk. *Phys. Rev. B* **88**, 180405 (2013).
- [54] Slavomír Gabáni, Matúš Orendáč, Gabriel Pristáš, Emil Gažo, Pavel Diko, Samuel Piovarči, Vladimir Glushkov, Nikolay Sluchanko, Anna Levchenko, Natalya Shitsevalova, et Karol Flachbart. *Philosophical Magazine* **96**(31), 3274–3283 (2016).
- [55] S. Y. Li, J.-B. Bonnemaïson, A. Payeur, P. Fournier, C. H. Wang, X. H. Chen, et Louis Taillefer. *Phys. Rev. B* **77**, 134501 (2008).
- [56] S. Nakamura, T. Goto, M. Kasaya, et S. Kunii. *Journal of the Physical Society of Japan* **60**, 4311–4318 (1991).
- [57] J. M. Ni, Y. Y. Huang, E. J. Cheng, Y. J. Yu, B. L. Pan, Q. Li, L. M. Xu, Z. M. Tian, et S. Y. Li. *ArXiv e-prints* (2018).
- [58] M. F. Smith, J. Paglione, M. B. Walker, et L. Taillefer. *Phys. Rev. B* **71**, 014506 (2005).
- [59] S. Y. Li, L. Taillefer, C. H. Wang, et X. H. Chen. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 156603 (2005).