



Transport électronique quasi-balistique dans les nanofils d'InAs et d'InSb sous champ magnétique

Florian Vigneau

► To cite this version:

Florian Vigneau. Transport électronique quasi-balistique dans les nanofils d'InAs et d'InSb sous champ magnétique. Physique Quantique [quant-ph]. INSA de Toulouse, 2016. Français. NNT : 2016ISAT0021 . tel-01408276v2

HAL Id: tel-01408276

<https://theses.hal.science/tel-01408276v2>

Submitted on 8 Jun 2017

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse (INSA de Toulouse)

Présentée et soutenue le 25/10/2016 par :

FLORIAN VIGNEAU

**Transport électronique quasi-balistique dans les nanofils
d'InAs et d'InSb sous champ magnétique intense**

JURY

MARC SANQUER	Directeur de recherche	Rapporteur
ULF GENNSER	Directeur de recherche	Rapporteur
HENRI MARIETTE	Directeur de recherche	Président du jury
PIERRE RENUCCI	Professeur	Examineur
RENAUD LETURCQ	Chargé de Recherche	Examineur
MICHEL GOIRAN	Professeur	Directeur de thèse
ESCOFFIER WALTER	Maître de conférences	Invité
BERTRAND RAQUET	Professeur	Directeur de thèse

École doctorale et spécialité :

SDM : Nano-physique, nano-composants, nano-mesures - COP 00

Unité de Recherche :

Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (UPR 3228)

Directeur(s) de Thèse :

Michel GOIRAN et Bertrand RAQUET

Rapporteurs :

Marc SANQUER et Ulf GENNSER

Remerciements

Tout d'abord je remercie Michel et Bertrand pour m'avoir accompagné et inspiré lors de mon stage puis de ma thèse. Merci pour ces 3 ans et demi qui furent à la fois studieux et agréables ; ils ne seront, je l'espère, que le début d'une aventure

Je remercie tout autant les membres de l'équipe, Walter qui m'a toujours impressionné par sa patience et sa rigueur même quand j'ai cassé le dixième échantillon et démolì des cannes de mesure, Mathieu qui m'a enseigné l'art de la lithographie électronique, Bruno, Ming, Fabrice et Haoliang qui ont traversé avec moi ces années, partagé les difficultés et refait le monde dans des discussions scientifiques enflammées ; j'espère que nous aurons de nouveau l'occasion de travailler ensemble dans le futur.

Je remercie Marc Sanquer et Ulf Gennser pour avoir été les rapporteurs de ma thèse, Henri Mariette pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury et Pierre Renucci pour avoir été examinateur.

Je remercie particulièrement Renaud Leturcq pour tout son investissement dans la fabrication des échantillons de nanofils d'InAs, pour m'avoir accueilli à Lille et formé aux techniques de nano-fabrications, pour son aide précieuse sur le plan scientifique et enfin pour avoir participé au jury de thèse.

Je remercie également les membres et anciens membres de l'Institut d'Electronique, de Micro-électronique et de Nanotechnologie, en particulier Xavier Wallart et Philippe Caroff, pour la fabrication des échantillons de nanofils d'InAs .

Je remercie le groupe de Leo Kouwenhoven de l'Université technique de Delft et le groupe d'Erik P. A. M. Bakkers de l'Université technique d'Eindhoven, en particulier Önder Gül et Diana Car pour m'avoir fourni des dispositifs de nanofils d'InSb de grande qualité. Je remercie tout particulièrement Sébastien Plissard pour son aide et ses conseils sur ces échantillons et lui adresse tous mes voeux de réussite pour continuer à faire vivre la recherche sur les nanofils en France.

Je remercie aussi Yann-Michel Niquet ainsi que Ivan Duchemin qui ont réalisé les simulations de structure de bande et avec qui j'ai eu de nombreuses discussions très utiles tout au long de ma thèse.

Je remercie Junichiro Kono et Tim Noe pour m'avoir accueilli dans leur équipe à Rice University pendant deux mois et pour m'avoir fait découvrir l'optique. J'ai

aussi une pensée pour Fumiya et Yoichi et pour les heures passées ensemble dans la salle d'expérience ou à déguster des Ramens japonais ; je leur souhaite bonne chance dans la suite de leur thèse.

Un grand merci à Oriane et Ian pour m'avoir si généreusement accueilli à Houston, puis recueilli à l'occasion de malchanceux événements.

Je salue surtout les doctorants et postdoctorants du LNCMI, Alice, Anatol, Armelle, Bruno, Fabrice, Haoliang, Michael, Ming, Miyata, Siham, Stefano, Wojciech et Zhuo pour tous les moments de complicité. Je me rappellerai toujours des raclettes au labo, des sorties dans Toulouse, des weekends de manips... et je ne manquerai pas, à l'occasion, de venir mettre des images sur vos portes .

Je remercie aussi l'ensemble du personnel du LNCMI, les chercheurs, ingénieurs, techniciens, secrétaires et l'équipe de direction qui contribuent tous les jours à l'efficacité du laboratoire et sans qui cette thèse n'aurait pas été possible.

Un grand merci à l'INSA, à tout le personnel, aux doctorants, aux étudiants et anciens étudiants et aux professeurs qui m'ont offert un cadre d'épanouissement privilégié durant mes 8 années d'études. Longue vie à IDRA et une spéciale dédicace à la CATIN, (j'entends bien sûr le club de théâtre). J'ai aussi une pensée envers l'association des doctorants de la science de la matière. Toutes ces activités ont grandement marqué ma vie d'étudiant et de thésard

Je remercie aussi mes colocataires successifs, Mathieu, Xavier, Juliette, Sevan, Flora, Coraline et Jonathan pour tous les moments partagés

Enfin un grand merci à toute ma famille, en particulier à mes parents et à ma sœur qui m'ont toujours encouragé.

Table des matières

Remerciments	3
Table des matières	5
Introduction	9
1 Propriétés électroniques des systèmes 1D	11
1 Structure de bande	11
1.1 Confinement dans un parallélépipède	11
1.2 Confinement parabolique dans un cylindre	12
2 Transport électronique	13
2.1 Régime diffusif	14
2.2 Régime balistique	15
2.3 Régime quasi-balistique	17
2.4 Transport cohérent	19
2.5 Transmission aux contacts	22
3 Transport électronique sous champ magnétique	23
3.1 Gaz d'électron dans un champ magnétique perpendiculaire . .	23
3.2 Confinement 1D sous champ magnétique parallèle	27
2 Techniques expérimentales	31
1 Fabrication des échantillons	31
1.1 Croissance des nanofils	31
1.2 Fabrication des contacts par lithographie électronique	33
2 Techniques de champs magnétiques intenses	35
2.1 Génération de champs magnétiques intenses	35
2.2 Cryogénie sous champs magnétiques intenses	36
3 Mesures de transport électronique	36
3.1 Préparation des échantillons	36
3.2 Mesures de conductance	39
3.3 Mesures de photoconductivité sous champ magnétique	42
4 Algorithmes de calcul de la conductance	44
4.1 Calcul de la fonction de transfert	44
4.2 Calcul de la magnéto-conductance	45
3 Transport électronique en régime quasi-balistique	47
1 Caractéristique de transfert	47
1.1 Evolution du régime de transport avec la température	48

1.2	Evolution du régime de transport avec la tension de polarisation	49
2	Spectroscopie de bandes	50
2.1	Simulation de la structure de bande	50
2.2	Niveaux d'énergie des nanofils d'InAs	51
2.3	Niveaux d'énergie des nanofils d'InSb	52
3	Caractéristique de transfert en régime quasi-balistique	54
3.1	Estimation de la capacité de grille	56
3.2	Estimation de la mobilité de champ	57
4	Transport cohérent	59
4.1	Fluctuations universelles de conductance	59
4.2	Oscillations de Fabry-Pérot	63
5	Caractérisation des contacts	66
6	Conclusion	68
4	Magnéto-transport en configuration perpendiculaire	69
1	Caractéristiques générales de la magnéto-conductance	69
1.1	Dépeuplement magnétique	69
1.2	Réduction de la rétrodiffusion	71
1.3	Transition 1D/2D	73
1.4	Chute de conductance sous fort champ magnétique	74
2	Evolution de la structure de bande	76
2.1	Simulation de structure de bande	76
2.2	Calcul de l'évolution du niveau de Fermi	77
2.3	Simulation de la magnéto-conductance	78
2.4	Structure de bande des nanofils d'InAs	80
2.5	Structure de bande des nanofils d'InSb	83
3	Conclusion	84
5	Magnéto-transport en configuration longitudinale	85
1	Simulation de la magnéto-conductance	85
1.1	Simulation de la structure de bande	85
1.2	Calcul de l'évolution du niveau de Fermi	87
1.3	Conductance en fonction du champ magnétique	87
2	Mesures de magnéto-transport	89
2.1	Evolution de la structure de bande	90
2.2	Formation des niveaux de Landau	94
3	Conclusion	96
6	Transport sous excitation infrarouge	97
1	Photo-génération de porteurs	98
1.1	Caractéristique des échantillons sans illumination	98
1.2	Photoconductivité sous excitation haute énergie	99
1.3	Photo-courant sous excitation proche du gap	100
1.4	Dépendance du photo-courant avec la tension de grille	102
2	Dépendance avec la direction de polarisation linéaire	103
3	Conclusion	105

A	Contexte scientifique et technologique	109
1	Electronique haute performance	109
2	Panneaux solaires et photo-détecteurs	110
3	Spintronique	111
4	Information quantique	111
5	Fermions de Majorana	112
B	Propriétés électriques et structurales d’InAs et InSb massifs	115
C	Suppléments théoriques	117
1	Couplage spin-orbite	117
2	Interférences quantiques	118
D	Liste des échantillons	123
E	Résultats additionels	125
1	Prise en compte du champ électrique dans les simulations	125
2	Spectroscopie de biais sur les échantillons InAs4 et InAs7	127
3	Mesures de magnéto-transport sur l’échantillon InAs1	127
4	Mesures de magnéto-transport sur l’échantillon InSb2	128
F	Liste des contributions	131
1	Articles	131
2	Presentations orales	131
3	Presentations posters	132
	Bibliographie	133

Introduction

Les nanofils semi-conducteurs à faible bande interdite comme InAs et InSb sont des constituants clefs pour de nombreux développements technologiques et dans plusieurs domaines de recherche. Ils tirent avantage de leur structure de bande, de leur grande mobilité électronique et du fort couplage spin orbite. Cependant le confinement des électrons dans des fils de diamètres nanométriques altère les propriétés électroniques intrinsèques des matériaux massifs. En particulier la structure de bande est transformée en sous-bandes électriques. Son étude par les techniques classiques de spectroscopie optique (absorption, luminescence...) est difficile à réaliser en raison de la faible valeur de la bande interdite de ces semi-conducteurs. Les structures de bande de ces systèmes souffrent donc d'un manque de caractérisation expérimentale.

Le transport électronique en régime balistique offre la possibilité de réaliser une exploration des niveaux d'énergie en utilisant la quantification de la conductance. Le régime balistique est atteint lorsque les porteurs ne subissent aucune collision en parcourant les dispositifs. Les électrons parcourent les dispositifs de façon cohérente. Les nanofils d'InAs et d'InSb constituent une plateforme pour étudier le transport balistique d'un gaz électronique confiné dans un fil (dit confinement 1D). Le champ magnétique apporte un degré de liberté supplémentaire aux expériences de transport électronique. Il modifie la structure de bande notamment en levant les dégénérescences orbitales et de spin et en induisant la formation de niveaux de Landau.

Dans cette thèse les conditions expérimentales particulières disponibles au LNCMI sont utilisées pour mesurer le transport électronique dans des nanofils d'InAs et d'InSb en régime quasi-balistique et sous champ magnétique intense (jusque à 55T). Les résultats obtenus sont comparés à des simulations de structure de bande et révèlent les principales propriétés du transport électronique dans ces systèmes. Ce manuscrit est organisé ainsi :

- Dans le chapitre 1 sont présentés les principales propriétés électroniques des systèmes 1D et les caractéristiques du transport électronique en régime quasi-balistique et sous champ magnétique.
- Dans le chapitre 2 sont décrites les techniques de fabrications des échantillons ainsi que la génération de champs magnétiques intenses. Les méthodes de mesure de transport électronique dans différentes conditions et les algorithmes nécessaires à l'analyse des résultats sont présentés.
- Les propriétés électroniques des nanofils d'InAs et d'InSb à champ magné-

tique nul sont exposées au chapitre 3. La conductance est mesurée en fonction de la densité de porteurs et de la température. Le régime balistique est mis en évidence et une exploration des niveaux d'énergies est effectuée. Les effets de la conservation de la cohérence électronique sont également étudiés.

- Dans le chapitre 4 l'effet d'un champ magnétique orienté perpendiculairement à l'axe des nanofils est étudié. Le transport électronique est mesuré en régime quasi-balistique permettant d'étudier l'évolution de la structure de bande en fonction du champ magnétique.
- Dans le chapitre 5 l'effet d'un champ magnétique orienté parallèlement à l'axe des nanofils est étudié. D'une manière similaire au chapitre 4 l'évolution de la structure de bande est mise en évidence par les mesures de transport en régime quasi-balistique.
- Dans le chapitre 6 la conductance des échantillons est mesurée sous excitation infrarouge. Le photo-courant est étudié pour deux longueurs d'ondes d'excitation et en fonction de la direction de polarisation.

Chapitre 1

Propriétés électroniques des systèmes 1D

1 Structure de bande

La structure de bande d'un système est fortement affectée par le confinement. Dans un conducteurs 1D elle est divisée en sous bandes électriques. La structure de bande de nanofils peut être approximée par les modèles du confinement abrupt dans un parallélépipède ou du confinement parabolique dans un cylindrique.

1.1 Confinement dans un parallélépipède

Une approche simple pour estimer les énergies des états électroniques dans un nanofil consiste à considérer un parallélépipède de volume $V = L_x L_y L_z$ pour lequel les électrons ont une énergie potentielle finie à l'intérieur, et infinie à l'extérieur. Les états électroniques, d'énergies E , accessibles dans le système sont associés aux fonctions d'ondes Ψ_k , solutions de l'équation de Schrödinger :

$$\mathcal{H}\Psi_k(\vec{r}) = \frac{-\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Psi_k(\vec{r}) = E\Psi_k(\vec{r}) \quad (1.1)$$

$\hbar$ est la constante réduite de Planck et m^* la masse effective. La solution générale du système est une fonction d'onde de la forme :

$$\Psi_k(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{k}\vec{r}} \quad (1.2)$$

Les solutions doivent satisfaire les conditions aux limites :

$$k(x=0) = 0 ; k(x=L_x) = 0 \quad (1.3)$$

$$k(y=0) = 0 ; k(y=L_y) = 0 \quad (1.4)$$

$$k(z=0) = 0 ; k(z=L_z) = 0 \quad (1.5)$$

$$(1.6)$$

Il en résulte que les solutions du système ne peuvent prendre que certaines valeurs discrètes dont les vecteurs d'onde s'expriment comme :

$$k_x = n_x \frac{\pi}{L_x} ; k_y = n_y \frac{\pi}{L_y} ; k_z = n_z \frac{\pi}{L_z} \quad (1.7)$$

Où n_x , n_y et n_z sont des entiers naturels. Les énergies correspondant à ces solutions sont données par la relation :

$$E(k) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad (1.8)$$

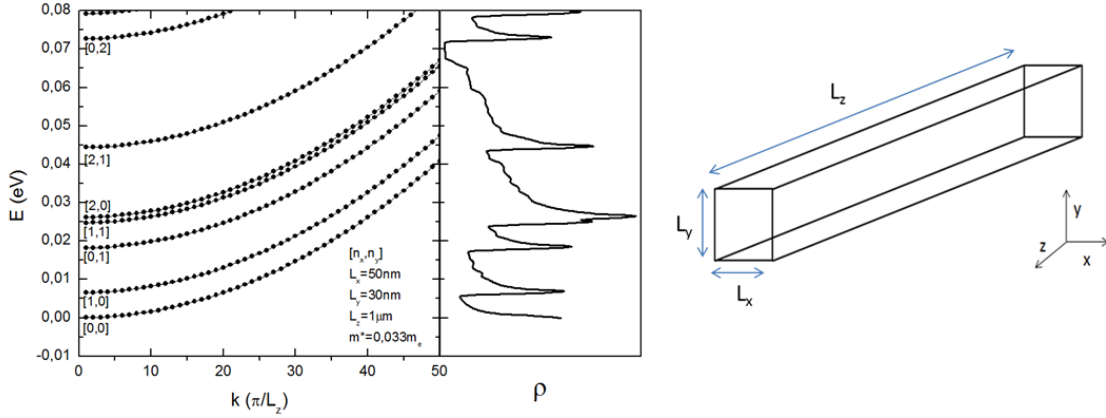


FIGURE 1.1 – Relations de dispersion et densité d'états $\rho(E)$ des premières sous-bandes (figure de gauche) pour des porteurs confinés dans un parallélépipède (schématisé figure de droite) calculées à partir de l'équation 1.8. Les indices, n_x et n_y de chaque bande sont notés entre crochets. Les points correspondent aux multiples entiers de π/L_z . La masse effective de conduction d'InAs est utilisée.

La séparation entre les vecteurs d'ondes permis augmente avec la réduction de L_x , L_y et L_z . Dans les systèmes 1D, les longueurs L_x et L_y sont réduites au point que seul un petit nombre d'états k_x et k_y sont accessibles pour des énergies inférieures à l'énergie de Fermi. L'écart en énergie entre ces niveaux peut atteindre plusieurs dizaines de meV. La composante k_z reste très peu quantifiée du fait de la grande dimension de L_z . Il en résulte que la structure de bande prend la forme de sous-bandes ; chacune correspondant à un état $[n_x, n_y]$ abritant des états quasi-continus selon k_z [figure 1.1]. La densité d'états $\rho(E)$ présente un maximum en bas de chaque sous-bande appelé singularité de van Hove.

1.2 Confinement parabolique dans un cylindre

Un modèle plus réaliste consiste à considérer un gaz électronique confiné dans un potentiel parabolique de symétrie cylindrique. Dans un repère cylindrique (r, φ, z) , le potentiel V s'exprime en fonction du paramètre de confinement ω_0 : $V(r) = m^* \omega_0 r^2 / 2$. La fonction d'onde ψ solution de l'équation de Schrödinger a la forme analytique suivante [1] :

$$\psi_{n,l,k_z}(r, \varphi) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} R_{n,l}(r) e^{il\varphi} e^{ik_z z} \quad (1.9)$$

Avec $n = 0, 1, 2, \dots$ un entier naturel représentant le nombre radial et $l = \pm 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ un entier relatif représentant le moment angulaire. La composante radiale $R_{n,l}$ s'exprime ainsi :

$$R_{n,l}(r) = \frac{1}{a_0^{1+|l|} |l|!} \cdot \left[\frac{(|l| + n)!}{2^{|l|} n!} \right]^{1/2} \cdot e^{-r^2/4a_0^2} \cdot r^{|l|} \cdot F \left[-n, |l| + 1, \frac{r^2}{2a_0^2} \right] \quad (1.10)$$

F est la fonction hypergéométrique confluyente ($F(a, b, c) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(a)_n}{(b)_n} \frac{c^n}{n!}$ avec $(a)_n$ la factorielle croissante $a_n = a(a+1)(a+2)\dots(a+n-1)$) et $a_0 = (\hbar/2m^*\omega_0)^{1/2}$. Les valeurs propres des énergies associées s'expriment en fonction du vecteur d'onde dans la direction axiale du cylindre (k_z) :

$$E_{n,l,k_z} = \hbar\omega_0(2n + |l| + 1) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} \quad (1.11)$$

Le spectre des valeurs propres $E_{n,l}(k_z)$ qui constituent la structure de bande du système est représenté figure 1.2. La structure de bande est divisée en sous-bandes avec des énergies différentes en fonction des nombres n et l . Le niveau correspondant à $n = 0, l = 0$ est le niveau fondamental. Les énergies des niveaux supérieurs augmentent régulièrement tous les $\hbar\omega_0$. Les sous-bandes avec un nombre quantique angulaire $|l| > 0$ sont deux fois dégénérées car $E_{n,l} = E_{n,-l}$. C'est une dégénérescence dite « orbitale ». Toutes les sous-bandes sont en outre dégénérées deux fois en raison des deux polarisations de spin. De plus, dans ce modèle les niveaux d'énergie de nombres radiaux différents se superposent si ils ont les mêmes valeurs de $N = 2n + |l|$.

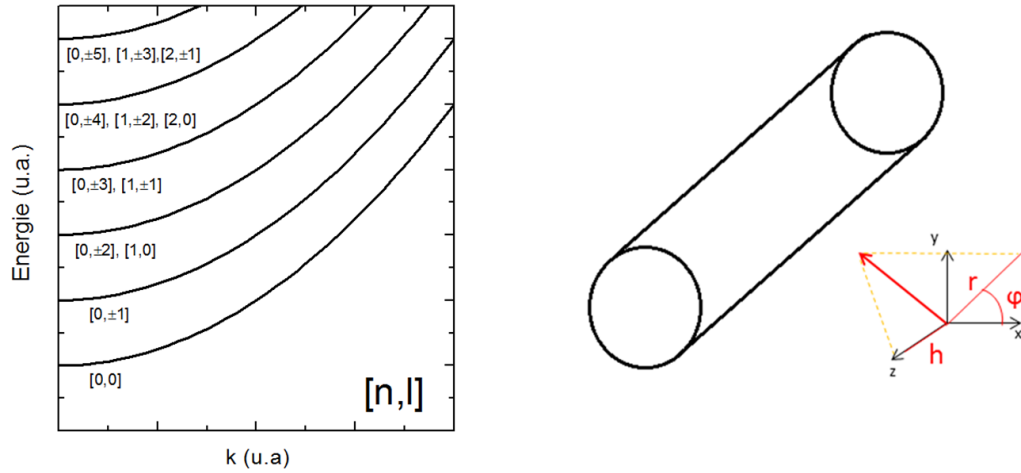


FIGURE 1.2 – Gauche : structure de bande du système calculée selon le modèle du confinement parabolique en symétrie cylindrique (figure de droite) avec l'équation (1.11). Entre crochets apparaissent la valeurs des nombres radiaux $[n, l]$ de chaque sous-bande.

2 Transport électronique

Dans un conducteur, les porteurs de charge sont mis en mouvement par un champ électrique avec une certaine énergie cinétique et une certaine vitesse v ; ils

subissent des collisions avec des impuretés, les bords du conducteur, les phonons, ou le gaz électronique. On appelle libre parcours moyen l la distance moyenne parcourue entre deux collisions, et temps de relaxation τ , le temps moyen entre deux collisions ($l = v\tau$). Les propriétés de transport électronique dépendent directement du rapport entre le libre parcours moyen et les dimensions du conducteur : L (longueurs) et W (largeur) pour un système bidimensionnel. Plusieurs régimes de transport distincts peuvent être définis :

- Si $(L, W) \gg l$ le transport est dit diffusif. Il s'agit du mode de transport le plus courant dans des matériaux massifs. Les porteurs ont un mouvement de dérive dans la direction de la différence de potentiel appliqué.
- Si $l \gg (L, W)$ le transport est dit balistique. Les électrons traversent le dispositif sans collision.
- Si $L \approx l > W$ le transport est dit quasi-balistique. Ce régime de conduction est intermédiaire entre le régime balistique et le régime diffusif. Les porteurs ont une faible probabilité de subir des collisions. Dans certaines conditions, la cohérence de phase des porteurs est conservée sur des distances suffisamment grandes pour que des effets d'interférences quantiques interviennent ; le transport est alors dit "cohérent".

2.1 Régime diffusif

Modèle de Drude

La conduction en régime diffusif est décrite de façon classique par le modèle de Drude. En présence d'un champ électrique E , un porteur de charge q et de vitesse initiale v_0 subit une force qE . Il est donc accéléré uniformément dans la direction de circulation du courant de qE/m^* avec m^* la masse effective du porteur, jusqu'à subir une collision après un temps t . Au moment du choc, il a atteint la vitesse $v = v_0 + qtE/m$. Il cède alors une partie de son énergie cinétique puis est accéléré à nouveau. On définit la vitesse de dérive v_{drift} comme la vitesse moyenne des électrons résultant de l'application d'un champ électrique :

$$v_{drift} = \mu E ; \mu = \frac{q\tau}{m^*} \quad (1.12)$$

On définit la mobilité électronique μ caractéristique des matériaux conducteurs. La conductance G dépend de la conductivité et des dimensions du conducteur.

$$\sigma = qn\mu ; G = \sigma \frac{W}{L} \quad (1.13)$$

Mobilité électronique

La mobilité dépend de la masse effective et du taux de collisions dans le matériau. Comme les trous et les électrons n'ont en général pas la même masse effective, la conductivité s'exprime :

$$\sigma = e(n\mu_e + p\mu_h) \quad (1.14)$$

n et p sont respectivement la densité d'électrons et de trous et μ_e et μ_h leurs mobilités respectives. Les collisions diminuent la durée de vie moyenne τ et par

conséquent la mobilité. Différents types de collisions peuvent avoir lieu avec des durées de vie distinctes ; en particulier les collisions avec les phonons τ_{ph} , avec les impuretés ionisées τ_{ion} , avec les défauts et les reconstructions de surface τ_{srf} . La durée de vie moyenne est estimée en sommant chaque contribution de sorte que la durée de vie la plus faible domine le comportement du système.

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{ph}} + \frac{1}{\tau_{ion}} + \frac{1}{\tau_{srf}} \dots \quad (1.15)$$

Ces collisions ont des dépendances différentes avec la température [2, 3, 4]. Pour un système 3D, la mobilité liée aux collisions avec les impuretés ionisées augmente avec la température $\mu_{ion} \propto T^{3/2}$. Celle liée aux collisions avec les phonons diminue en $\mu_{ph} \propto T^{-3/2}$. Il est généralement admis que la mobilité liée aux collisions avec la surface μ_{srf} est indépendante de la température.

Dans les dispositifs en configuration transistor la concentration électronique est contrôlée par un champ électrique généré par une tension de grille et dépend du couplage capacitif C entre le canal et la grille. La mobilité sert le plus souvent à comparer les performances d'un dispositif à l'autre. La mobilité se calcule à partir de la pente de la conductance en fonction de la tension de grille appliquée dans la région linéaire de la caractéristique de transfert :

$$\mu = \frac{L^2}{C} \frac{\partial G}{\partial V_g} \quad (1.16)$$

2.2 Régime balistique

En régime balistique la conductance est décrite par le formalisme de Landauer-Büttiker [5, 6, 7]. Un conducteur balistique est connecté de part et d'autre par deux contacts métalliques [figure 1.3]. La phase des fonctions d'ondes électroniques des porteurs issus des contacts est aléatoire. L'occupation des états est décrite par la distribution de Fermi $f(E) = 1/(1 + \exp(\frac{E-E_F}{k_B T}))$ où E_F est l'énergie de Fermi, T la température et k_B la constante de Boltzmann. Les porteurs occupent tous les états d'énergies inférieurs à l'énergie de Fermi E_F . Les porteurs circulant du contact de gauche vers le contact de droite occupent les états $k+$, et les porteurs circulant dans l'autre sens occupent les états $k-$. S'il n'y a pas de différence de potentiel entre les contacts, la symétrie de la relation de dispersion assure que le courant généré par les porteurs des états $k+$ compense exactement celui généré par les porteurs des états $k-$, et le courant total est nul.

L'application d'une différence de potentiel, V_{bias} entre les contacts, crée un déséquilibre d'où résulte un courant non nul. Les énergies de Fermi de chaque contact sont modifiées de l'énergie de biais $\pm eV_{bias}/2$. On définit un quasi niveau de Fermi pour chaque contact : E_F^+ et E_F^- qui sont séparés de eV_{bias} . Le courant est porté par les porteurs situés dans une fenêtre d'énergie comprise entre les deux quas niveaux de Fermi. A température non nulle, les fluctuations thermiques peuvent élargir cette fenêtre. On définit les pseudos fonctions de Fermi à chaque contact f^+ et f^- à partir de la fonction de Fermi f .

$$f^\pm(E, E_F) = f(E, E_F \pm \frac{eV}{2}) \quad (1.17)$$

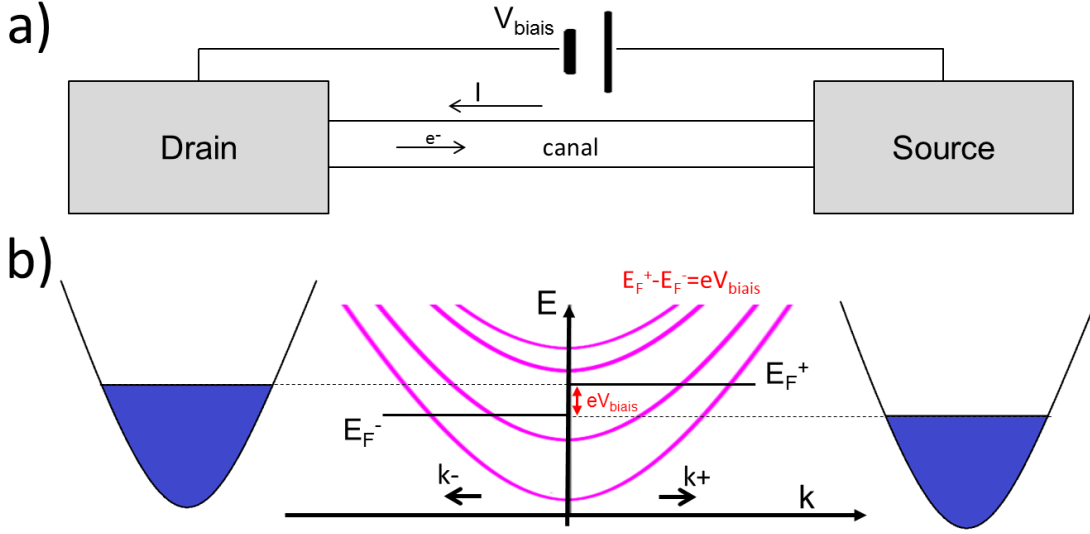


FIGURE 1.3 – a) Schéma d'un conducteur balistique entre deux contacts. b) Structure de bande des contacts et du canal 1D. Les quasi niveaux de Fermi des deux contacts sont décalés de l'énergie de biais $E_F^+ - E_F^- = eV_{\text{biais}}$.

Dans un système 1D, le courant s'exprime comme $I = evn$, avec e la charge de élémentaire, v la moyenne de la vitesse et n la concentration linéique de porteurs. On définit I^+ comme le courant généré par les électrons circulant depuis le contact de drain vers le contact de source (k^+), et I^- le courant généré par les électrons circulant dans le sens inverse (k^-). Les courants $I^\pm$ se calculent comme l'intégrale de la contribution de chaque état électronique. Pour un mode de conduction (une sous-bande électrique) le courant est alors :

$$I^\pm(E_F) = \frac{e}{L_z} \int_0^{+\infty} v(E) \rho(E) f^\pm(E, E_F) dE \quad (1.18)$$

La densité d'états en énergie $\rho(E)$ se calcule à partir de la densité d'états dans l'espace réciproque $\rho(k) = L_z/2\pi$ multipliée par $\partial k/\partial E$. On considère les conditions aux limites de Born-von Karman suivant k_z car la longueur du canal L_z est importante. La vitesse des électrons est, quant à elle, proportionnelle à $\partial E/\partial k$:

$$v(E) = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k} ; \rho(E) = \rho(k) \frac{\partial k}{\partial E} = \frac{L_z}{2\pi} \frac{\partial k}{\partial E} \quad (1.19)$$

L'équation se simplifie en :

$$I^\pm(E_F^\pm) = \frac{e}{h} \int_0^{+\infty} f^\pm(E, E_F^\pm) dE \quad (1.20)$$

Si l'énergie de biais n'est pas trop élevée, on effectue un développement limité de $f^\pm$ autour de f :

$$f^\pm = f \pm \frac{eV_{\text{biais}}}{2} \frac{\partial f}{\partial E} \quad (1.21)$$

La fonction $\partial f/\partial E$ tend à 0 K vers une fonction de Dirac. Le courant total s'écrit alors :

$$I(E, E_F) = I^+ - I^- = \frac{e}{h} \int_0^{+\infty} e V_{bias} \frac{\partial f}{\partial E}(E) dE = \frac{e^2 V_{bias}}{h} \quad (1.22)$$

La conductance d'un mode s'exprime alors comme :

$$G = \frac{I}{V_{bias}} = \frac{e^2}{h} \quad (1.23)$$

Une grandeur fondamentale est introduite : le quantum de conductance G_0 qui est la conductance apportée par un mode dégénéré en spin :

$$G_0 = \frac{2e^2}{h} = 77,48 \mu S \quad (1.24)$$

La conductance est alors égale au nombre N de modes impliqués dans le transport, multiplié par le quantum de conductance.

$$G = G_0 \cdot N \quad (1.25)$$

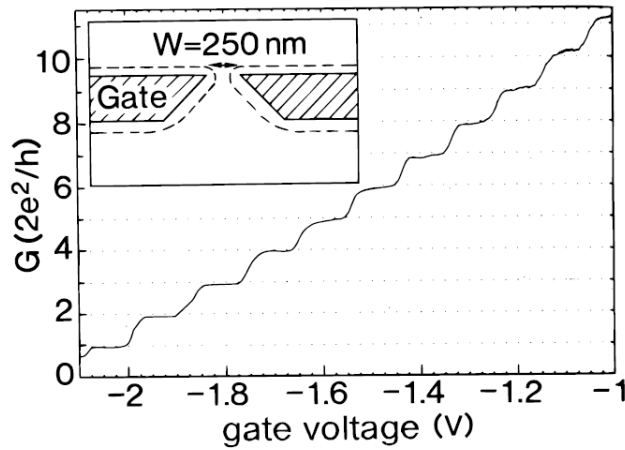


FIGURE 1.4 – Conductance d'un point de contact quantique à $T = 0,6 \text{ K}$ quantifié en unités de $2e^2/h$ après suppression d'une résistance de contact. Le point de contact quantique est défini par une hétérostructure 2DEG de GaAs-AlGaAs déplétée avec des grilles locales, comme schématisé dans l'encadré [8].

La quantification de la conductance a été notamment mise en évidence par Van Wees *et al.* [8] et Wharam *et al.* [9] dans les points de contacts quantiques [figure 1.4].

2.3 Régime quasi-balistique

En régime quasi-balistique, les porteurs subissent un faible nombre de collisions. Le formalisme de Landauer-Büttiker décrivant le transport balistique reste valide en tenant compte de certaines corrections.

Longueurs caractéristiques

On distingue deux types de collisions : les collisions élastiques et les collisions inélastiques. Les collisions élastiques perturbent uniquement la direction de propagation de l'onde électronique, c'est à dire la direction du vecteur d'onde $\vec{k}$, sans changer son module, ni la phase de la fonction d'onde de l'électron. On appelle temps de relaxation élastique τ_e , le temps moyen entre deux collisions élastiques, et libre parcours moyen élastique l_e , la distance moyenne parcourue par le porteur pendant le temps τ_e .

Les collisions inélastiques entraînent une modification de la phase et donc de l'énergie associée à l'état du porteur. On appelle temps de relaxation inélastique τ_φ le temps moyen entre deux collisions inélastiques, et longueur de cohérence de phase l_φ , la distance moyenne parcourue pendant le temps τ_φ .

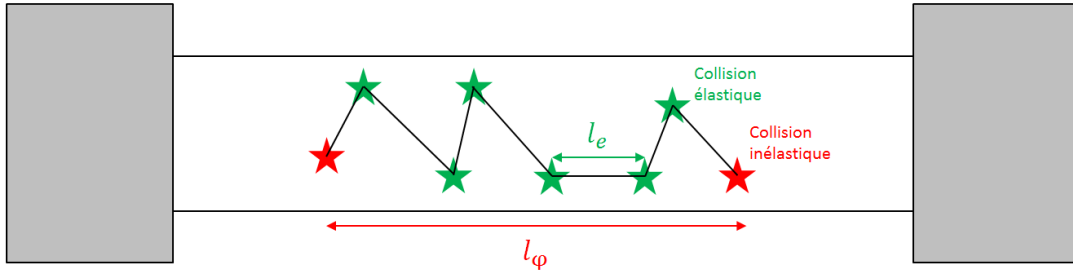


FIGURE 1.5 – Trajectoire d'un porteur dans le régime quasi balistique avec $l_\varphi > l_e$

Dans la plupart des systèmes, le taux de collisions élastiques est plus élevé que le taux de collisions inélastiques (situation figure 1.5) ($\tau_e < \tau_\varphi$ et $l_e < l_\varphi$). Le libre parcours moyen est confondu avec le libre parcours moyen élastique ($l = l_e$). Dans ces conditions, le libre parcours moyen élastique est le produit de la vitesse de l'électron par τ_e . Etant donné que la circulation d'un courant électrique met en jeu les électrons qui sont proches du niveau de Fermi, la vitesse des porteurs est la vitesse de Fermi. On peut donc estimer l_e .

$$l_e = \tau_e v_F \quad (1.26)$$

La longueur de cohérence de phase se calcule à partir de la constante de diffusion d'Einstein D ($D = v_F^2 \tau / 2$ pour un conducteur 2D)[6] :

$$l_\varphi^2 = D \tau_\varphi \text{ si } \tau_\varphi \gg \tau_e \quad (1.27)$$

$$l_\varphi = \tau_\varphi \cdot v_F \text{ si } \tau_\varphi \approx \tau_e \quad (1.28)$$

Si $l_\varphi \approx L > l_e$ alors la cohérence de phase est maintenue, cette configuration est à l'origine de plusieurs effets d'interférences décrits dans la section 2.4.

Transmission imparfaite

En régime quasi-balistique le conducteur 1D peut être vu comme une succession de sections balistiques. La longueur de ces sections correspond au libre parcours

moyen. Entre chaque section un porteur de charge a une certaine probabilité Tr d'être transmis au passage de la portion suivante. Dans le cas contraire, il est rétro-diffusé avec une probabilité $R = 1 - Tr$. Pour deux sections avec des transmissions Tr_1 et Tr_2 , le coefficient de transmission totale Tr_{12} se calcule comme [10, 6] :

$$Tr_{12} = Tr_1 Tr_2 + Tr_1 Tr_2 R_1 R_2 + Tr_1 Tr_2 R_1^2 R_2^2 + \dots = \frac{Tr_1 Tr_2}{1 - R_1 R_2} \quad (1.29)$$

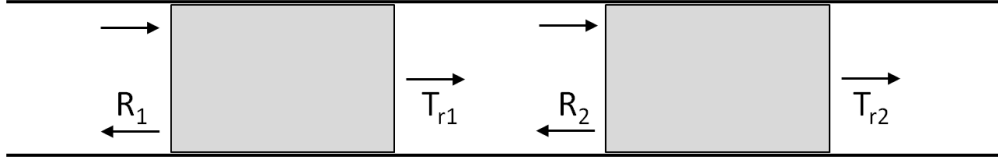


FIGURE 1.6 – a) Schéma d'un canal quasi-balistique défini comme une succession de sections balistiques entre lesquelles les porteurs ont une probabilité Tr d'être transmis, ou R d'être réfléchis.

On peut réécrire le produit $(1 - Tr_{12}/Tr_{12})$ de façon additive :

$$\frac{1 - Tr_{12}}{Tr_{12}} = \frac{1 - Tr_1}{Tr_1} + \frac{1 - Tr_2}{Tr_2} \quad (1.30)$$

Cela permet d'écrire de manière générale la transmission $Tr(N)$ de N sections de transmission Tr :

$$Tr(N) = \frac{Tr}{N(1 - Tr) + Tr} \quad (1.31)$$

On peut prouver alors que Tr_i s'exprime en fonction du libre parcours moyen l_i pour chaque bande i et de la longueur du canal L [11] :

$$Tr_i = \frac{l_i}{l_i + L} \quad (1.32)$$

Dans le régime balistique on a : $l \gg L$ et $Tr = 1$, dans le régime quasi-balistique : $1 > Tr > 0$. La conductance en régime quasi-balistique s'exprime en fonction des coefficients de transmission Tr_i comme :

$$G = \sum_i G_0 \cdot Tr_i \quad (1.33)$$

2.4 Transport cohérent

En régime quasi-balistique, si $L \approx l_\phi$, la cohérence de phase de la fonction d'onde des porteurs est conservée donnant lieu à des phénomènes d'interférences quantiques qui modifient la transmission. Si la transmission des contacts n'est pas parfaite, des réflexions multiples ont lieu aux contacts et une cavité de Fabry-Pérot électronique est réalisée. Dans le cas où plusieurs chemins sont possibles pour les porteurs,

les trajectoires interfèrent, donnant lieu à différents effets comme des oscillations d’Aharonov-Bohm, des fluctuations universelles de conductance, ou le phénomène de localisation faible. Cette section traite de l’effet Fabry-Pérot et des fluctuations universelles de conductance. Un complément sur les oscillations d’Aharonov-Bohm, et la localisation faible est présenté en annexe C 2.

Résonance de Fabry-Pérot électronique

A basse température certains échantillons montrent des fluctuations de conductance qui évoluent de façon périodique avec la concentration électronique [figure 1.7 (a)] [12, 13, 14, 15, 16]. La transmission est maximale dans les conditions de résonance qui s’écrivent en fonction de k_F , le vecteur d’onde au niveau de Fermi : $k_F 2L = 2\pi n$. La densité d’états dans l’espace des vecteurs d’ondes est $2\frac{\pi}{L}$ dans un conducteur borné ; le facteur 2 provient de la dégénérescence de spin à champ magnétique nul.

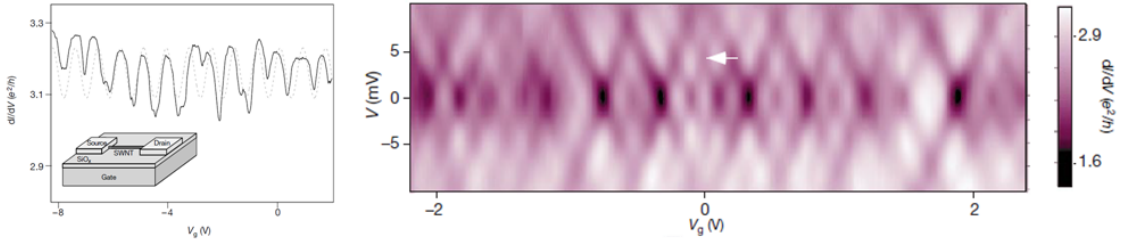


FIGURE 1.7 – Gauche : oscillations de conductance mesurées dans un nanotube de carbone dans le régime de Fabry-Pérot. Droite : conductance $\partial I/\partial V$ mesurée en fonction de la tension de grille V_g et de la tension de polarisation V . [14]

Dans les dispositifs de type transistors à effet de champ, la concentration électronique est contrôlée par une tension de grille V_g et dépend du couplage capacitif C entre le canal et la grille. Deux états résonnants adjacents correspondent à une différence de 2 porteurs. La transmission oscille en fonction de la tension de grille avec une période dépendant du couplage capacitif :

$$\Delta V_g = \frac{2e}{C} \quad (1.34)$$

L’application d’une importante différence de potentiel modifie les quasi-niveaux de Fermi des deux contacts, la position des pics de transmission en fonction de la tension de grille se décale. En traçant la conductance en fonction de la tension de biais et de la tension de grille, les maxima forment une structure en damier [14].

Fluctuations universelles de conductance

Si le conducteur présente un faible désordre, de manière à ce que $l_e < L$ mais $l_\varphi \approx L$, des fluctuations aléatoires de la conductance apparaissent en fonction de différents paramètres physiques. Puisque $l_e < l_\varphi$, les porteurs peuvent emprunter plusieurs chemins tout en conservant leur phase pour traverser le canal. Cela induit des interférences complexes entre les chemins affectant la transmission des porteurs.

Le désordre étant variable d'un échantillon à l'autre, la correction à la conductance liée à ces interférences change de manière imprévisible. De plus, le changement de potentiel chimique affecte les collisions et modifie les interférences. Enfin tous ces chemins forment une multitude de boucles de tailles diverses. Dans un champ magnétique ces boucles emprisonnent un flux qui affectent la phase $\Delta\varphi = \frac{e}{h} \int A \cdot dl$ ou A est le potentiel vecteur (annexe C 2), qui modifie les interférences. En résumé, les variations d'échantillons ou de paramètres physiques (comme le potentiel chimique ou le champ magnétique) entraînent des fluctuations apériodiques de conductance [figure 1.8] [17]. L'amplitude de ces oscillations tend vers une valeur universelle de e^2/h [17, 18]. C'est pourquoi elles sont appelées fluctuations universelles de conductance (UCF).

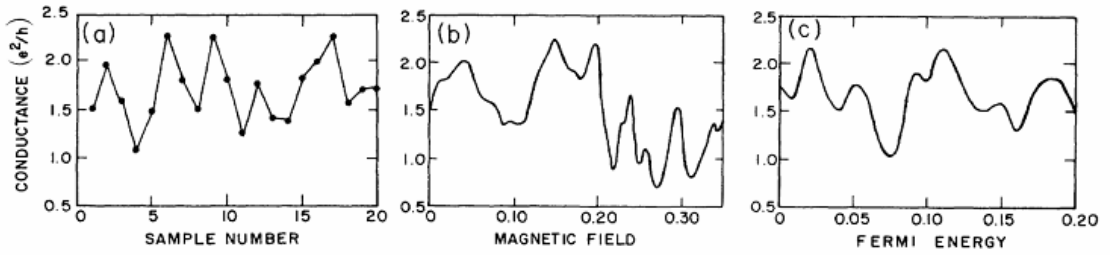


FIGURE 1.8 – Comparaison de fluctuations universelles de conductances en modifiant la configuration de l'impureté (a), le champ magnétique (b) et le potentiel chimique (c) calculée pour un conducteur désordonné [17].

D'après le formalisme de Landauer-Büttiker, la conductance s'exprime à partir de la somme des transmissions Tr_i des modes i (ou de leur réflexion $R_i = (1 - Tr_i)$) et du nombre N de modes occupés.

$$G = \frac{e^2}{h} \sum_i Tr_i = \frac{e^2}{h} [N - \sum_i R_i] \quad (1.35)$$

Les interférences quantiques affectent aléatoirement la transmission de chaque mode. Par conséquent la variance des fluctuations s'exprime comme :

$$var(G) = \left(\frac{e^2}{h}\right)^2 var\left(\sum_i^N Tr_i\right) = \left(\frac{e^2}{h}\right)^2 N^2 var(R_i) \quad (1.36)$$

Avec une approximation au premier ordre [7, 10] $var(R_i) = 2 \langle R_i \rangle^2 = (2/N)^2$, on obtient :

$$var(G) \approx \left(\frac{e^2}{h}\right)^2 N^2 \frac{2}{N^2} \approx 2 \left(\frac{e^2}{h}\right)^2 \quad (1.37)$$

L'amplitude des oscillations est donc de l'ordre de e^2/h quel que soit le nombre de modes occupés. La résolution détaillée du problème [17] donne un pré-facteur α plus complexe dépendant du régime de transport et du nombre de dégénérescence [19, 10, 7] :

$$sd_G = [var(G)]^{1/2} = \alpha \frac{e^2}{h} ; \alpha = \frac{g_s \cdot g_v}{2} \frac{C}{\sqrt{\beta}} \quad (1.38)$$

β est un coefficient égal à 1 si les symétries par renversement du temps et retournement du spin sont conservées. β est égal à 2 lorsque la symétrie par renversement du temps est brisée (par exemple par l'application d'un champ magnétique) et à 4 si la symétrie par retournement de spin est brisée et que la symétrie par renversement du temps est conservée (par exemple sous l'effet de fort couplage spin-orbite) [20]. g_s et g_v représentent respectivement le nombre de dégénérescence de spin et de dégénérescence orbitale. C est une constante dépendant des longueurs caractéristiques du système [21, 10, 7]. $C = \sqrt{12}$ si ($W \ll L$) et ($l_\varphi < L, l_T$) [10]. Si le champ magnétique lève la dégénérescence de spin ou orbitale, alors les modes non dégénérés ont des contributions statistiquement indépendantes dont les variances s'ajoutent. Les termes g_s et g_v sont remplacés par $g_s^{1/2}$ et $g_v^{1/2}$ [10]. Ce formalisme décrit un gaz 2D confiné dans un canal étroit. Il est néanmoins utilisé pour décrire les fluctuations de conductance dans un canal 1D décrit par des nanofils [22, 23, 24, 25, 26, 27].

Lorsque la longueur de cohérence de phase est comparable à la longueur du dispositif ou à la longueur thermique, l'amplitude des oscillations diminue et s'exprime par [21] :

$$sd_G = \alpha \frac{e^2}{h} \left(\frac{l_\varphi}{L} \right)^{3/2} \left[1 + \frac{9}{2\pi} \left(\frac{l_\varphi}{l_T} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (1.39)$$

La longueur thermique est obtenue par la relation ci-dessous en fonction de la constante de diffusion d'Einstein D :

$$l_T = (\hbar D / k_b T)^{1/2} \quad (1.40)$$

De nombreuses études sur des conducteurs 1D se fondent sur la fonction d'autocorrélation de la conductance en fonction de l'énergie de Fermi ou du champ magnétique pour estimer l_φ [10, 27, 23, 26, 24, 25]. L'énergie de corrélation est l'énergie pour laquelle la fonction d'autocorrélation $F(\Delta E) = \langle \partial G(E + \Delta E) \partial G(E) \rangle$ est égale à la moitié de sa valeur initiale : $F(E_c) = F(0)/2$. De la même manière un champ magnétique de corrélation B_c peut être défini. La relation entre l_φ et l'écart type des fluctuations $rms(G)$ est donnée par la relation [10, 28] :

$$E_c = \frac{\hbar D}{l_\varphi^2} ; B_c = \gamma \frac{\phi_0}{W \cdot l_\varphi} \quad (1.41)$$

Avec $\gamma = 0,95$ si $l_t \ll l_\varphi$ ou $\gamma = 0,42$ si $l_t \gg l_\varphi$ [10]. Φ_0 est le quantum de Flux de valeur $\Phi_0 = h/e$.

2.5 Transmission aux contacts

Les contacts métalliques nécessaires pour mesurer le transport électronique dans un échantillon peuvent introduire des barrières Schottky qui affectent l'énergie des bandes et les résistances de contact.

Une barrière Schottky se forme à l'interface entre un métal et un semi-conducteur lorsque il y a une différence importante entre le travail de sortie du métal $q\Phi_M$ et du semi-conducteur $q\Phi_{SC}$ [figure 1.9 (a)]. A l'équilibre thermodynamique, le niveau de Fermi est constant dans la structure métal/semiconducteur, l'énergie potentielle du vide au niveau des deux matériaux se décale. Par continuité, l'énergie potentielle

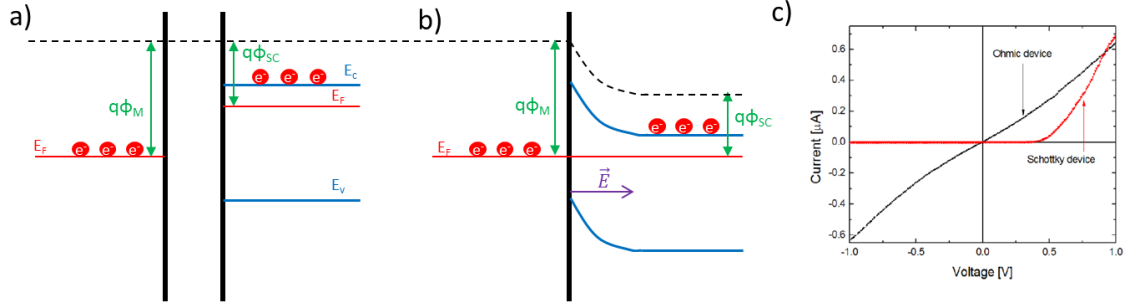


FIGURE 1.9 – Schéma des niveaux d'énergie dans un métal et un semiconducteur dopé n isolé (a) et en contact (b) formant une barrière Schottky. c) Caractéristique $I(V)$ d'un nanotube de carbone avec des contacts métalliques formant des barrières Schottky [29].

du vide au niveau de la jonction se courbe, entraînant avec elle l'énergie de la bande de valence et de la bande de conduction [figure 1.9 (b)]. La différence de potentiel entraîne l'apparition d'un champ électrique qui s'oppose à la circulation des porteurs dans un des sens de propagation.

Les barrières Schottky ont une caractéristique $I(V)$ non linéaire. Lorsque la différence de potentiel s'oppose à la barrière, le courant augmente peu avec l'énergie de biais jusqu'à un seuil où la différence de potentiel surpasse le potentiel de la barrière Schottky [figure 1.9 (c)]. Au-dessus du seuil, la caractéristique $I(V)$ a une dépendance en $\exp(\frac{eV}{k_B T})$. En dessous, un faible courant peut circuler à travers la jonction par effet tunnel ou par les porteurs thermo activés. L'application d'une tension de grille fait monter le niveau de Fermi au-dessus de la barrière et supprime sa contribution.

3 Transport électronique sous champ magnétique

Le champ magnétique est un outil puissant pour étudier les propriétés électroniques d'un système. Il lève les dégénérescences de spin et orbitales et fait évoluer la structure de bande de façon complexe en fonction de son orientation notamment dans les systèmes de basse dimension.

3.1 Gaz d'électron dans un champ magnétique perpendiculaire

En régime balistique et diffusif, les effets d'un champ magnétique orienté perpendiculairement à la direction du transport ont été particulièrement étudiés dans les gaz d'électrons bidimensionnel.

Confinement 2D sous champ magnétique perpendiculaire

L'Hamiltonien d'une particule chargée confinée dans un plan et plongée dans un champ magnétique perpendiculaire (B dans la direction z), s'écrit en fonction du potentiel vecteur A et de l'opérateur quantité de mouvement p [6] :

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2m^*}(p + eA)^2 \quad (1.42)$$

$$\left[\frac{p_y^2}{2m^*} + \frac{(p_x + eBy)^2}{2m^*} \right] \psi_{n,k}(x, y) = E \psi_{n,k}(x, y) \quad (1.43)$$

Le potentiel vecteur A s'écrit dans la jauge de Landau : $A_x = -By$ et $A_y = 0$. L'équation correspond au problème de l'oscillateur harmonique. Les fonctions d'ondes solutions $\psi_{n,k}(x, y)$ s'écrivent sous la forme :

$$\psi_{n,k}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ikx} F_{n,k}(y) \quad (1.44)$$

Le terme $F_{n,k}(y)$ satisfait donc l'équation :

$$\left[\frac{p_y^2}{2m^*} + \frac{1}{2} m^* \omega_c (y - y_c)^2 \right] F_{n,k}(y) = E F_{n,k}(y) \quad (1.45)$$

$y_c = \frac{\hbar k_x}{eB} = kl_B^2$ est le centre de l'oscillateur harmonique et $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$ la pulsation cyclotron. Les énergies solutions propres du système s'écrivent alors en fonction d'un entier naturel n sous la forme :

$$E_n(k) = (n + 1/2) \hbar \omega_c \quad (1.46)$$

Chaque niveau d'énergie est caractérisé par un nombre quantique n , et ils sont appelés « niveaux de Landau » [figure 1.10 (haut)]. Les porteurs occupent à champ magnétique nul un continuum d'états. Ils sont redistribués sur les niveaux de Landau sous l'effet d'un champ magnétique perpendiculaire. La densité d'états pour un conducteur 2D se calcule ainsi :

$$N^{2D} = \frac{g_s \pi k_F^2}{(2\pi)^2} = \frac{g_s m^* E}{2\pi \hbar^2} \quad (1.47)$$

La densité d'états en énergie s'exprime alors comme :

$$\rho(E) = \frac{\partial N^{2D}}{\partial E} = \frac{g_s m^*}{2\pi \hbar^2} \quad (1.48)$$

Le nombre d'états par niveaux de Landau correspond au nombre d'états 2D contenus dans la fenêtre d'énergie $\hbar \omega_c$:

$$g_L = \rho_E \hbar \omega_c = \frac{|q| B g_s}{h} \quad (1.49)$$

Par conséquent, le facteur de remplissage ν_L des niveaux de Landau est donnée par la relation [30] :

$$\nu_L = \frac{N^{2D}}{g_L} = \frac{h}{q B g_s} N^{2D} \quad (1.50)$$

Le nombre de niveaux de Landau occupés varie en $1/B$. La densité d'états au niveau de Fermi $\rho(E_F)$ augmente considérablement à chaque fois que le niveau de Fermi est aligné à un niveau de Landau. La magnéto-résistance augmente car le taux de collision τ^{-1} est proportionnel à $\rho(E_F)$ [10]. Cela génère des oscillations

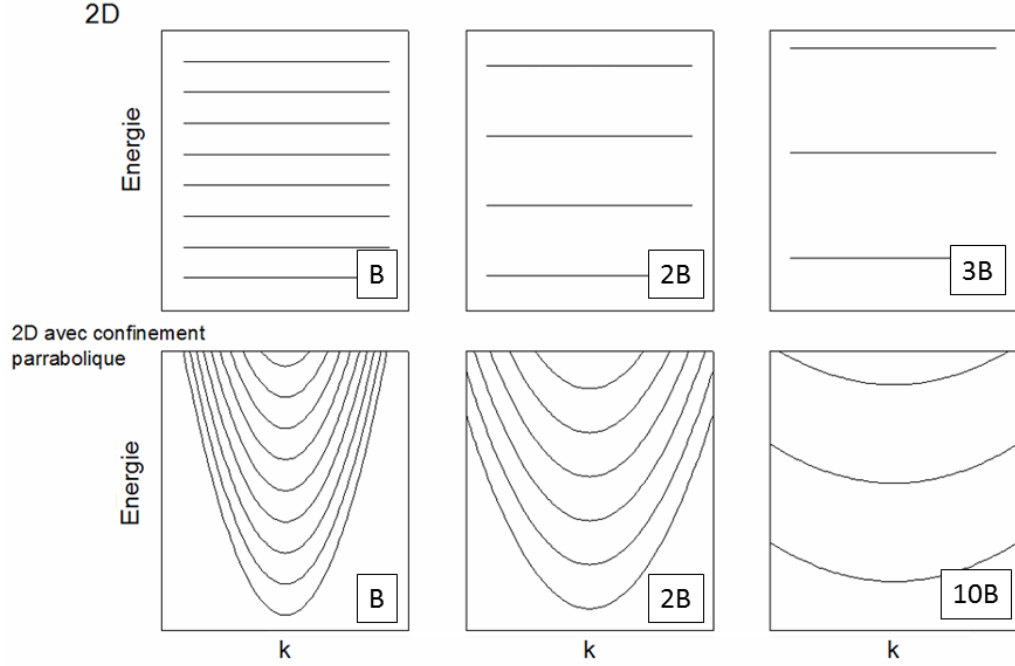


FIGURE 1.10 – Niveaux d'énergie d'un gaz 2D (haut) et d'un gaz 2D avec confinement parabolique (bas) pour différentes valeurs de champ magnétique.

de la magnétorésistance périodique en fonction de $1/B$ appelées «oscillations de Schubnikov-de Haas» [31].

Gaz d'électron 2D avec confinement parabolique additionnel

Un gaz d'électron 2D dans un potentiel de confinement parabolique $V(y) = \frac{1}{2}m^*\omega_0 y^2$ est une bonne approximation des systèmes 1D [6]. L'équation 1.45 s'écrit alors :

$$\left[\frac{p_y^2}{2m^*} + \frac{1}{2}m^*\omega_c(y - y_c)^2 + \frac{1}{2}m^*\omega_0 y^2 \right] F_{n,k}(y) = E F_{n,k}(y) \quad (1.51)$$

Cette équation peut se réécrire sous la forme :

$$\left[\frac{p_y^2}{2m^*} + \frac{1}{2}m^*\frac{\omega_0^2\omega_c^2}{\omega_{c0}^2}y_c^2 + \frac{1}{2}m^*\omega_c^2 \left[y + \frac{\omega_c^2}{\omega_{c0}^2}y_c \right]^2 \right] F_{n,k}(y) = E F_{n,k}(y) \quad (1.52)$$

Avec $\omega_{c0}^2 = \omega_c^2 + \omega_0^2$. Les énergies propres solutions du système s'écrivent en fonction d'un entier naturel n :

$$E_n(k) = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_{c0} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \frac{\omega_0^2}{\omega_{c0}^2} \quad (1.53)$$

Cette nouvelle relation transforme le spectre en sous-bandes magnéto-électriques. On remarque que le facteur $\frac{\omega_0^2}{\omega_{c0}^2} = \frac{\omega_0^2}{\omega_c^2 + \omega_0^2}$ modifie la relation de dispersion conduisant à un aplatissement des bandes similaire à une augmentation de la masse effective

$m^* \rightarrow m^*(1 + \omega_0^2/\omega_{c0}^2)$. Le paramètre $\frac{\omega_0^2}{\omega_c^2 + \omega_0^2}$ détermine fortement le spectre d'énergie. Si $\omega_0 > \omega_c$ les états sont dominés par le confinement électronique et le système est 1D. Par contre si $\omega_c \gg \omega_0$, le système tend vers la solution du système 2D.

Transition 1D/2D induite par le champ magnétique

Avec l'augmentation du champ magnétique, la longueur magnétique ($l_B = \sqrt{\hbar/eB}$) devient inférieure au diamètre du conducteur 1D et des niveaux de Landau se forment. Le diamètre cyclotron du $n^{\text{ième}}$ niveau de Landau s'exprime comme [30, 32] :

$$d_c = 2\sqrt{\frac{\hbar(2n+1)}{m^*\omega_c}} \quad (1.54)$$

Lorsque les diamètres cyclotrons de tous les niveaux de Landau occupés deviennent inférieurs à la largeur du canal, le système transite vers un régime d'Effet Hall Quantique 2D. Cette transition a été observée sur des points de contact quantiques à travers les oscillations de Shubnikov-de Haas [30, 33, 34]. A champ magnétique suffisamment fort, le nombre d'états occupés est périodique en fonction de $1/B$, caractéristique du régime 2D. Avec la diminution du champ magnétique, une déviation de la périodicité montre que le confinement 1D surpasse le confinement 2D.

Etats de bord

L'énergie des niveau de Landau d'un gaz 2D ne dépend pas de k (équation 1.46), ce qui signifie que les états ne sont pas dispersifs. La vitesse des porteurs $v = (1/\hbar)\partial E/\partial k$ est alors nulle dans la direction du transport. Sur les bords, la variation abrupte de potentiel génère un champ électrique $\pm E\vec{e}_y$. Couplé avec le champ magnétique il crée un mouvement dans la direction du transport électronique. Ces porteurs se déplacent sur des orbites de saut (« skipping orbits ») conduisant le courant par les bords [figure 1.11 (b)]. Une des conséquences est la séparation spatiale des deux directions de propagation du courant de part et d'autre du conducteur [35] entraînant la réduction de la rétrodiffusion comme illustré sur la figure 1.11 (c) [10, 36, 37]

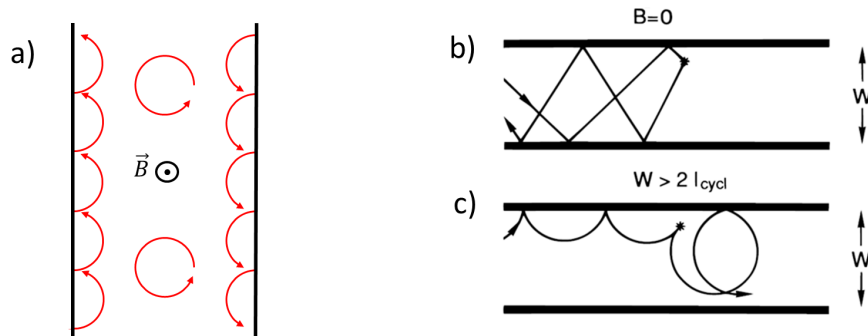


FIGURE 1.11 – a) Représentation schématique des trajectoires cyclotron. Illustration des trajectoires d'un électron après une collision en l'absence de champ magnétique (b) et sous fort champ magnétique (c) [10].

La relation de dispersion est équivalente dans l'espace des phases et dans l'espace réel car $k = -xeB/\hbar$. Cette relation provient de l'expression de la quantité de mouvement $\hbar k = p = mv - eA$. Par conséquent [10] :

$$\hbar k = mv_y - eA_y = mv_y - eBx = -eBx \quad (1.55)$$

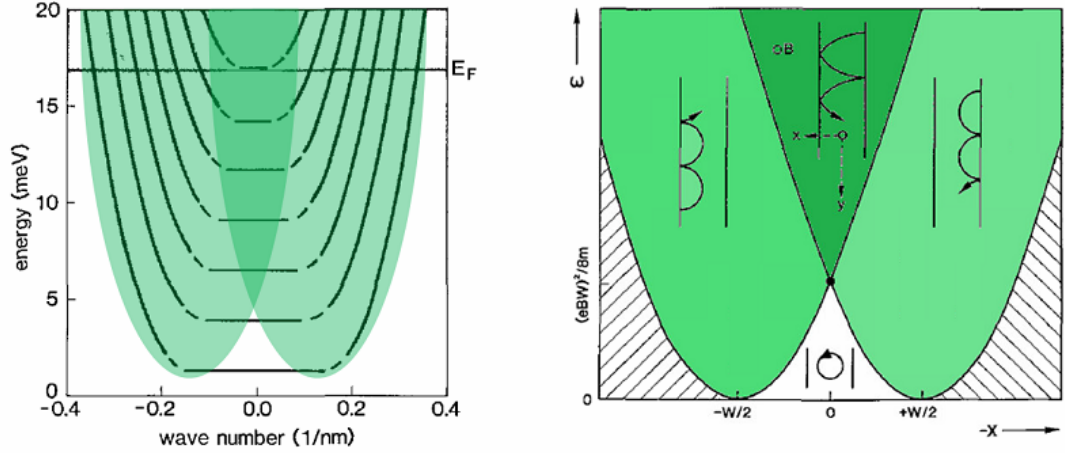


FIGURE 1.12 – Gauche diagramme de dispersion d'un conducteur 1D sous fort champ magnétique. Droite : trajectoires classiques des porteurs sous fort champ magnétique en fonction de leur énergie et leur position dans l'axe transverse. Les zones vert-clair représentent les états de bord et la zone vert-foncé représente les états transverses. La zone blanche correspond aux trajectoires circulaires avec une dispersion plate (Images inspirées de [38]).

Les états avec un faible k forment des orbites de Landau au centre qui ne sont pas dispersifs et des états avec un grand k forment les états de bord qui conduisent le courant avec une dispersion non nulle. Pour B fixé, les diamètres des orbites cyclotrons des états de hautes énergies restent supérieurs à la largeur du canal. Ils forment des états transverses interagissant avec les deux bords du canal [figure 1.12] [10, 38].

3.2 Confinement 1D sous champ magnétique parallèle

L'évolution de la structure de bande sous un champ magnétique orienté parallèlement à l'axe du nanofil est notablement différente de la configuration perpendiculaire. Si les électrons sont confinés dans le fil alors le système peut être approximé comme un gaz d'électron dans un confinement parabolique le long du diamètre. Dans certains nanofils semi-conducteurs, la courbure de bande le long du diamètre forme une couche d'accumulation à la surface [39] [figure 1.13 (droite)]. Le système est alors décrit par un conducteur tubulaire.

Confinement 1D parabolique

Considérons un gaz d'électrons dans un confinement parabolique de paramètre ω_0 : $V(r) = m^*\omega_0^2 r^2/2$. L'application d'un champ magnétique parallèle à l'axe z donne des solutions analytiques de la forme [1] :

$$\psi_{n,l,k_z}(r, \varphi) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} R_{n,l}(r) e^{il\varphi} e^{ik_z z} \quad (1.56)$$

Avec n le nombre radial, et l le nombre angulaire, la fonction radiale $R_{n,l}$ s'exprime ainsi :

$$R_{n,l}(r) = \frac{1}{a^{1+|l||l|!}} \cdot \left[\frac{(|l|+n)!}{2^{|l|}n!} \right]^{1/2} \cdot e^{-r^2/4a^2} \cdot r^{|l|} \cdot F \left[-n, |l|+1, \frac{r^2}{2a^2} \right] \quad (1.57)$$

F est la fonction hypergéométrique confluyente. Le terme a est modifié par rapport aux solutions à champ magnétique nul (equation 1.10) : $1/a^4 = 1/a_0^4 + 1/a_c^4$; $a_0 = (\hbar/2m^*\omega_0)^{1/2}$; $a_c = \sqrt{\hbar/eB}$. Les valeurs propres des énergies associées s'expriment en fonction du vecteur d'onde dans la direction axiale du cylindre (k_z) :

$$E_{n,l,k_z} = \hbar\omega_{c0}(2n + |l| + 1) + l\hbar\omega_c + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} \quad (1.58)$$

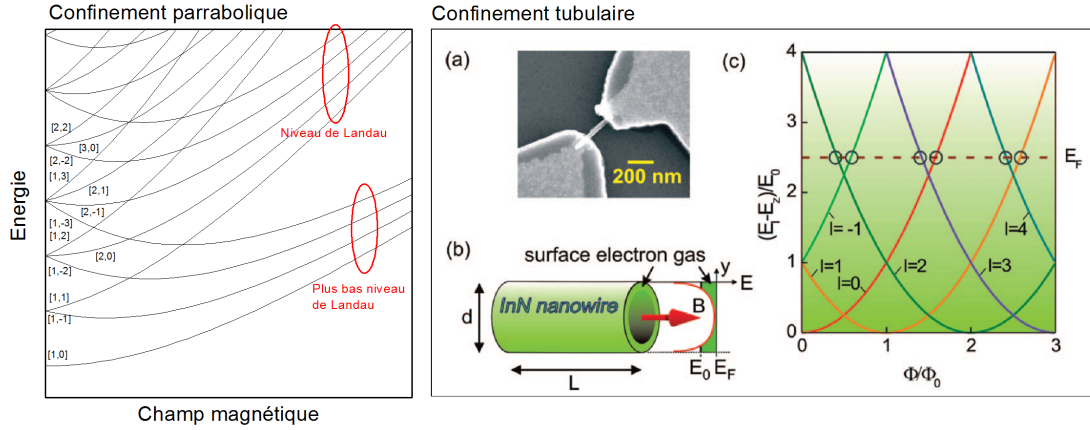


FIGURE 1.13 – Gauche : Calcul de l'énergie à $k = 0$ des sous-bandes en fonction du champ magnétique pour un gaz d'électron confiné paraboliquement. Droite a) image MEB d'un nanofil d'InN et ses contacts [39]. b) Schéma de la courbure de bande à la surface d'un nanofil d'InN entraînant un confinement tubulaire [39]. c) Calcul de l'énergie à $k = 0$ des sous-bandes du système.

Le spin de l'électron et l'effet Zeeman ne sont pas pris en compte dans ce modèle. Un calcul des énergies à $k = 0$ des sous-bandes en fonction du champ magnétique est représenté sur la figure 1.13 (gauche). Les dégénérescences liées au moment angulaire sont levées par le champ magnétique parallèle. En fonction du signe de l , l'énergie de certaines bandes augmente et l'énergie des autres diminue ; cela entraîne de nombreux croisements de bandes. A fort champ magnétique des niveaux de Landau se forment dans la direction perpendiculaire au champ, les bandes convergent vers ces niveaux de Landau.

Confinement tubulaire

Dans un conducteur tubulaire l'Hamiltonien (en négligeant la contribution du spin) s'exprime comme [39] :

$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{1}{2m^*r_0^2} \left(\hat{L}_z - \frac{1}{2}eB_zr_0^2 \right) - \frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (1.59)$$

r_0 est le rayon du tube où les porteurs sont confinés. Les énergies propres solutions du système deviennent :

$$E_l = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2}{2m^*r_0^2} \left(l - \frac{\phi}{\phi_0} \right)^2 \quad (1.60)$$

L'énergie du système dépend fortement du moment angulaire l . En fonction du signe de l , l'énergie de la fonction d'onde augmente ou diminue avec le champ magnétique. Le spectre du système en fonction du champ magnétique forme une structure en damier de période ϕ_0 [figure 1.13 (droite)].

La mesure de magnéto-transport sous champ magnétique parallèle un gaz électronique confiné dans un tube fait apparaître des oscillations périodiques en ϕ_0 [figure 1.14 (a), (b)] [39, 40, 41, 42]. Ces oscillations sont en apparence similaires à celles observées avec l'effet Aharonov-Bohm et sont parfois appelées sous ce nom. Leur origine n'est cependant pas attribuée aux interférences quantiques, mais aux variations périodiques du nombre de bandes occupées [figure 1.13 (c)].

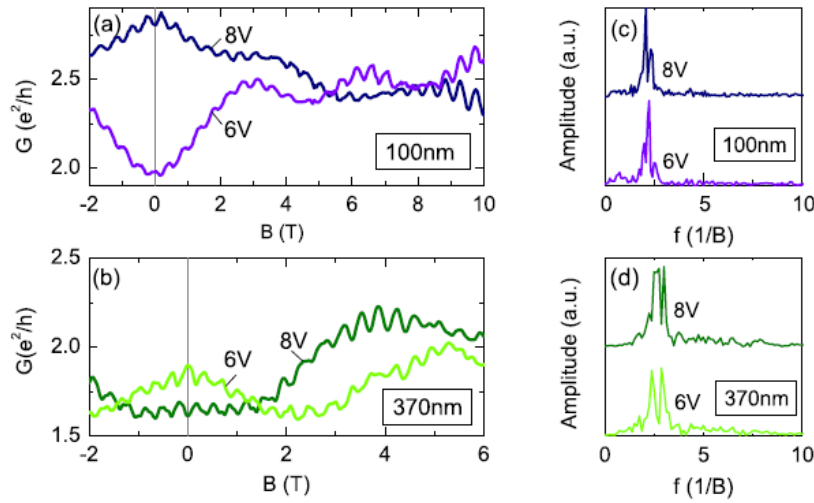


FIGURE 1.14 – Oscillations de magnéto-conductance périodiques en ϕ_0 (a,b) mesurées sur des nanofils cœur-coquille de GaAs/InAs [41]. A droite (c,d) sont affichées les transformées de Fourier des courbes après que la composante monotone soit supprimée.

En régime balistique et quasi-balistique, la conductance est définie par le nombre de modes de conduction. A chaque fois que le niveau de Fermi croise un niveau dont l'énergie augmente avec B (décroît avec B) [figure 1.13 (c)], le nombre de modes de conduction diminue (augmente) et la conductance chute (augmente) de $G_0.Tr$ [43]. Ces croisements sont périodiques avec le flux du champ magnétique, la conductance oscille avec une période de ϕ_0 . Si deux courbes de magnéto-conductance ont leurs niveaux de Fermi à $B = 0$ T séparés d'un nombre impair de sous-bandes dégénérées, alors les oscillations seront décalées d'une demi-période.

Si l'effet Zeeman n'est pas négligeable, la séparation des bandes de spin perturbe la périodicité de l'évolution de la structure de bande et donc supprime la périodicité des oscillations de la magnéto-conductance [44]. L'évolution des sous-bandes d'un système avec confinement parabolique peut ressembler au cas tubulaire, mais elle n'est pas parfaitement périodique, ce qui complique la magnéto-conductance.

Chapitre 2

Techniques expérimentales

Ce chapitre décrit les différentes techniques utilisées pour l'étude des propriétés de transport et de magnéto-transport ainsi que les expériences de photoconductivité sous excitation infrarouge. L'élaboration des nanofils et la fabrication des dispositifs sont des points cruciaux pour la réalisation de ces expériences, c'est pourquoi la première partie de ce chapitre décrit la méthode de croissance des nanofils d'InAs et d'InSb (section 1). La mesure des échantillons est réalisée dans des conditions extrêmes, avec des températures de l'ordre de 4,2 K et des champs magnétiques intenses (section 2). La caractérisation électrique des échantillons nécessite des techniques spécifiques afin de limiter le bruit de mesure et de les protéger des perturbations électrostatiques (section 3). D'autre part, des expériences de photoconductivité ont été réalisées en modifiant un système de mesure optique qui est présenté. Enfin l'analyse des résultats n'est pas directe, elle nécessite des calculs de conductance et de l'énergie de Fermi basés sur les simulations de structure de bande réalisées par Y.M. Niquet et I. Duchemin (section 4).

1 Fabrication des échantillons

Les dispositifs de type transistors à effet de champ basés sur des nanofils d'InAs et d'InSb sont fabriqués de façon « bottom-up » ; cela permet d'obtenir de très grandes puretés cristallines qui sont essentielles pour des expériences de transport balistique. Les nanofils sont synthétisés par épitaxie en utilisant le principe vapeur-liquide-solide (VLS) sur un substrat de croissance. Ils sont ensuite déposés sur un nouveau substrat composé de Si dopé recouvert d'une couche isolante de SiO_2 . Les nanofils sont alors connectés à des macro-électrodes métalliques par des sondes fabriquées par les techniques classiques de lithographie électronique.

1.1 Croissance des nanofils

Les nanofils d'InAs et d'InSb sont synthétisés par croissance vapeur-liquide-solide assistée par des nanoparticules d'or. La croissance des nanofils d'InAs est réalisée à l'IEMN par R. Leturq, X. Wallart et P. Caroff [45]. La croissance des nanofils d'InSb est effectuée à l'université technique d'Eindhoven par D. Car, E. P. A. M. Bakkers et S. Plissard [46].

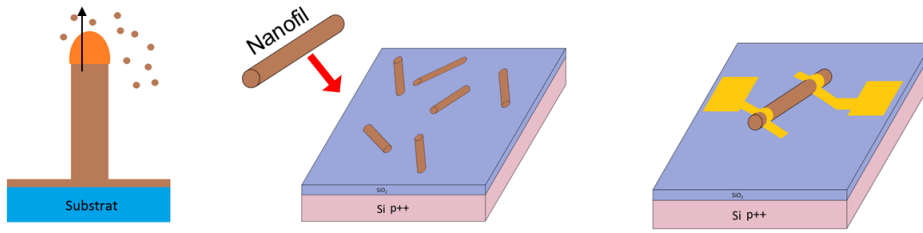


FIGURE 2.1 – Processus de fabrication de dispositifs transistors à effet de champ. De gauche à droite : croissance des nanofils, dépôt et élaboration des contacts par lithographie électronique.

Croissance vapeur-liquide-solide

Le procédé de croissance est basé sur le mécanisme vapeur-liquide-solide (VLS) [47]. Un catalyseur formé de nanoparticules est disposé sur la surface d'un substrat. Les précurseurs sont amenés sous forme de vapeur en surconcentration. Le substrat est chauffé au-dessus de la température du point eutectique du mélange catalyseur + précurseurs. Il se crée alors une goutte liquide du mélange catalyseur + précurseurs. Si la température du point eutectique des précurseurs et du substrat est supérieure à la température du substrat, alors les précurseurs se déposent en phase solide entre le catalyseur et le substrat. La saturation de la phase vapeur entraîne un dépôt continu d'éléments sur la phase solide alimentant la croissance du nanofil. Des processus de migration des atomes en phase solide peuvent aussi contribuer à la croissance.

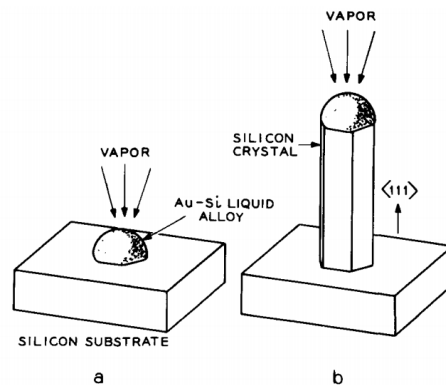


FIGURE 2.2 – Schéma de croissance par VLS. a) Etat initial d'un catalyseur sur substrat avec un flux d'atomes en phase vapeur. b) Croissance du cristal avec une goutte liquide au-dessus. [47]

Croissance des nanofils d'InAs

La croissance des nanofils d'InAs est effectuée par épitaxie par jet moléculaire (MBE) sur un substrat d'InP(111)B préalablement recouvert de nanoparticules d'or dispersées sur le substrat [45]. Le substrat est chauffé à $410 \pm 10^\circ\text{C}$ et plongé dans des vapeurs d'In et P pendant 15 min. La croissance du segment d'InP est activée

par VLS avec les nanoparticules d'or comme catalyseur. Un ratio de concentration V/III de 2 est maintenu pour favoriser la croissance verticale [48]. Le flux de P est remplacé par de l' As_2 pendant 5 min pour initier la croissance d'un segment d'InAs non dopé. Enfin un flux de Si est ajouté pendant 55 min pour faire croître des nanofils d'InAs dopés en Si [figure 2.3 (a), (b)].

Croissance des nanofils d'InSb

La croissance des nanofils d'InSb s'effectue par épitaxie d'organométalliques en phase vapeur sur un substrat d'InP(111)B [46]. Des îlots d'or sont dessinés par lithographie électronique. Ils sont chauffés à $660^\circ C$ et exposés à une vapeur de phosphine pendant 10 min pour former des gouttes de mélange Au-In. Le substrat est ensuite maintenu à une température de $420^\circ C$, et la croissance d'un segment d'InP, puis d'InAs, est activée [figure 2.3 (c), (d)]. Le segment d'InAs facilite la nucléation et réduit le désaccord de maille du segment sur lequel le nanofil d'InSb croît. Le substrat est ensuite chauffé à la température de $470^\circ C$ pendant 20 min et exposé à des vapeurs : triméthylindium (TMI) et de triméthylantimoine (TMSb) comme sources d'indium et d'antimoine. Des nanofils verticaux d'InSb sont formés aux emplacements préalables des îlots d'or avec un diamètre d'environ 100 nm et une longueur d'environ $3,5 \mu m$.

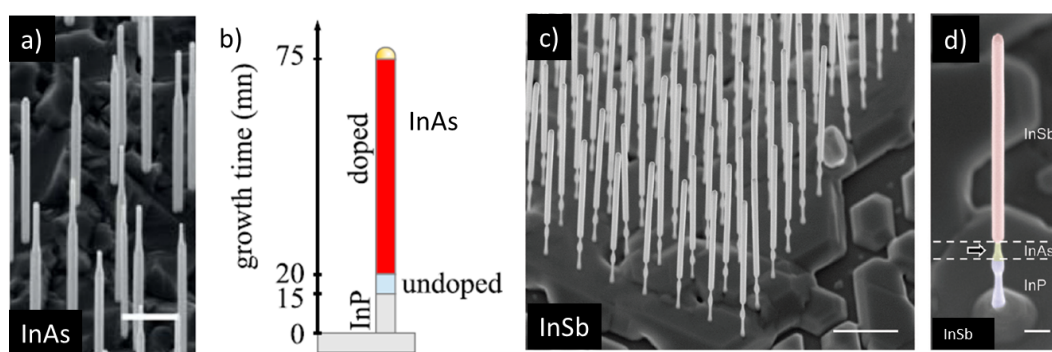


FIGURE 2.3 – a) Image MEB de nanofils d'InAs sur leur substrat de croissance [45]. b) Schéma de la composition des segments lors de la croissance de nanofils d'InAs. c) image MEB de nanofils d'InSb sur leur substrat de croissance. d) Image MEB d'un nanofil d'InSb unique. Les couleurs identifient les sections d'InP, d'InAs et d'InSb. [46]

1.2 Fabrication des contacts par lithographie électronique

Les nanofils d'InAs sont déposés aléatoirement sur le substrat de silicium et ceux d'InSb par micromanipulateur [49] [figure 2.4 (a)]. Le micromanipulateur permet de contrôler la position et l'orientation des nanofils sur le substrat. Leur position est repérée par microscopie électronique pour dessiner par CAO les contacts métalliques qui sont ensuite élaborés par lithographie électronique.

Le substrat est recouvert de résine [figure 2.4 (b)]. Les zones où le métal doit être déposé sont ensuite insolées par un faisceau d'électrons [figure 2.4 (c)]. La résine est composée de polymères qui se transforment sous insolation du faisceau électronique.

Le substrat est alors plongé dans une solution révélatrice qui dissout la résine aux endroits où elle a été insolée [figure 2.4 (d)]. Une couche de métal est ensuite déposée sur le substrat par évaporation dans un bâti de métallisation [figure 2.4 (e)]. La résine encore présente est dissoute dans un solvant emportant le surplus de métal. Il ne reste alors du métal qu'aux endroits où les contacts ont été dessinés [figure 2.4 (f)].

L'étape de métallisation est particulièrement sensible pour des expériences de transport électronique. Entre la révélation et la métallisation, le nanofil est exposé à l'air, ce qui peut oxyder sa surface et/ou favoriser le dépôt de particules. Ces défauts peuvent être à l'origine d'une résistance de contact élevée qui se rajoute en série avec la résistance du nanofil. Le substrat peut être exposé à un plasma ou à une attaque chimique pour supprimer ces défauts. Dans certains cas, la surface est recouverte d'un élément chimique pour la « passiver ». La passivation permet d'éviter les reconstructions de surface qui dégradent la conductance et la mobilité des dispositifs.

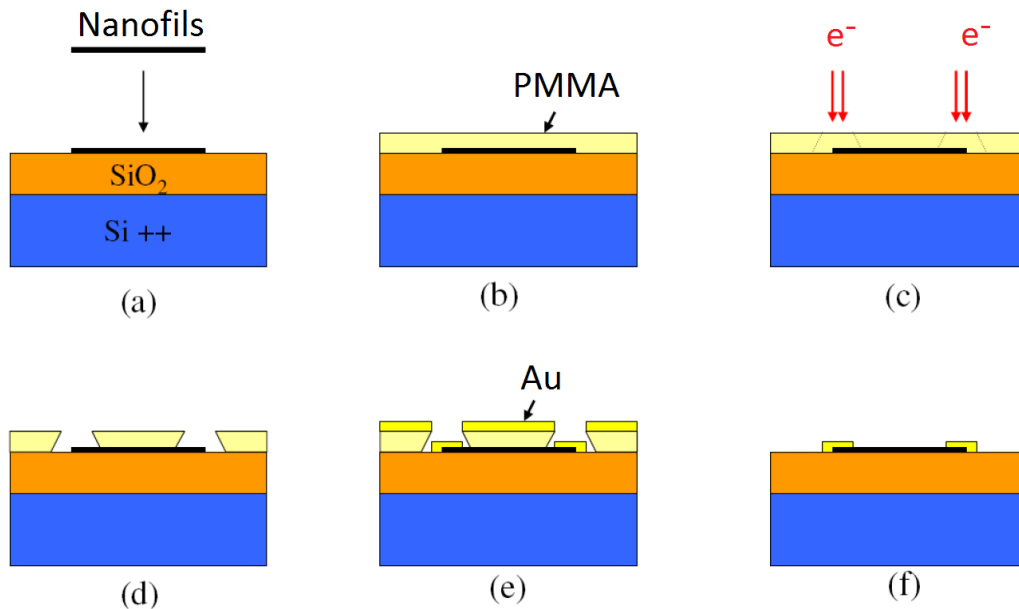


FIGURE 2.4 – Etapes d'un « lift-off » de a) à f) : Déposition des échantillons, déposition de la résine, insolation, révélation, métallisation, retrait de la résine [50].

La fabrication des contacts des dispositifs d'InAs s'effectue à l'IEMN. Le substrat est constitué de Si avec une couche de SiO₂ de 225 nm et les contacts d'un dépôt de 10 nm de Ti et 150 nm d'Au. Le Ti sert à améliorer l'adhérence de l'Au sur le nanofil. Avant la métallisation, l'échantillon est exposé à un plasma d'O₂, puis plongé dans une solution de soufre et dans un bain d'acide fluorhydrique.

La fabrication des contacts des dispositifs d'InSb est effectuée à T.U. Delft par Ö. Gül dans l'équipe de L. Kouwenhoven. Le substrat est constitué de Si avec une couche de 280 nm de SiO₂ et les contacts sont réalisés avec 5 nm de Ti et 145 nm d'Au. Avant la métallisation, le dispositif est exposé à un plasma d'argon.

2 Techniques de champs magnétiques intenses

Une partie des expériences réalisées dans le cadre de cette thèse nécessitent l'application de champs magnétiques intenses jusqu'à 55 T.

2.1 Génération de champs magnétiques intenses

Les deux limitations principales de l'intensité du champ sont la force de Laplace appliquée dans la direction radiale sur le conducteur constituant la bobine et l'échauffement dû à l'effet joule. La première nécessite de renforcer mécaniquement les bobines et la seconde justifie l'utilisation d'impulsions de courte durée. Les bobines sont fabriquées au sein du Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (LNCMI) [figure 2.5 (d), (e)] avec des conducteurs étudiés pour avoir la plus forte résistance mécanique et la plus faible résistance électrique possibles.

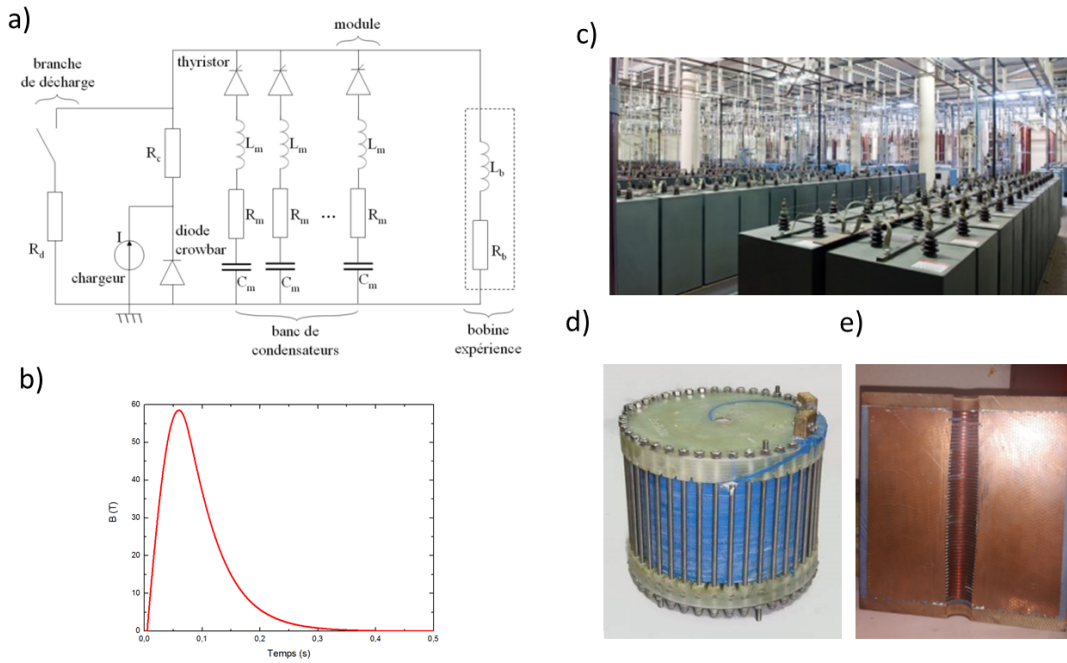


FIGURE 2.5 – a) Schéma électrique de génération d'un champ pulsé. b) allure du champ magnétique pulsé jusqu'à 55 T. c) Banc de condensateur. d) Bobine de champ magnétique pulsé. e) Vue en coupe d'une bobine de champ magnétique pulsé laissant apparaître les spires.

Pour réaliser une impulsion de champ magnétique, un banc de condensateur est chargé [figure 2.5 (c)] puis déchargé rapidement dans la bobine en produisant un champ magnétique transitoire. Le LNCMI est équipé de bancs de condensateurs pouvant emmagasiner des énergies de plusieurs mégajoules. La décharge est initiée par des thyristors optiques. Une diode « crowbar » empêche le retour du courant dans les condensateurs. C'est pourquoi l'évolution dans le temps du champ magnétique ascendant est un quart de la période d'une fonction sinus, alors que l'évolution du champ magnétique descendant est une fonction exponentielle [figure 2.5 (b)].

L'énergie de charge peut atteindre plusieurs mégajoules et la puissance au niveau du pic, 1 GW. La durée d'une impulsion de 55 T est d'environ 0,3 s. Le schéma électrique du système est reproduit sur la figure 2.5 (a). Les bobines sont immergées dans l'azote liquide pour être refroidies à 77 K pendant les expériences. A chaque impulsion de champ magnétique, la bobine s'échauffe ; il est nécessaire d'attendre jusqu'à plusieurs heures pour que la bobine refroidisse. Un système de circulation de l'azote liquide à l'intérieur de la bobine permet d'accélérer le temps de refroidissement [51].

2.2 Cryogénie sous champs magnétiques intenses

Des développements cryogéniques spéciaux sont réalisés au LNCMI pour rendre compatibles les équipements avec l'utilisation des champs magnétiques intenses. Dans le cryostat d'azote liquide contenant la bobine, il y a un cryostat hélium qui permet de fixer la température de l'échantillon entre 300 K et 1,2 K. [figure 2.6]. Ce cryostat comporte un réservoir d'hélium dans sa partie supérieure et une queue dans sa partie inférieure ajustée au diamètre intérieur de la bobine. Les échantillons sont montés sur une canne insérée au fond du cryostat, au centre de la bobine. Un système de pompage permet de diminuer la pression dans chacun des cryostats conduisant à une baisse de la température afin notamment de refroidir la bobine plus rapidement.

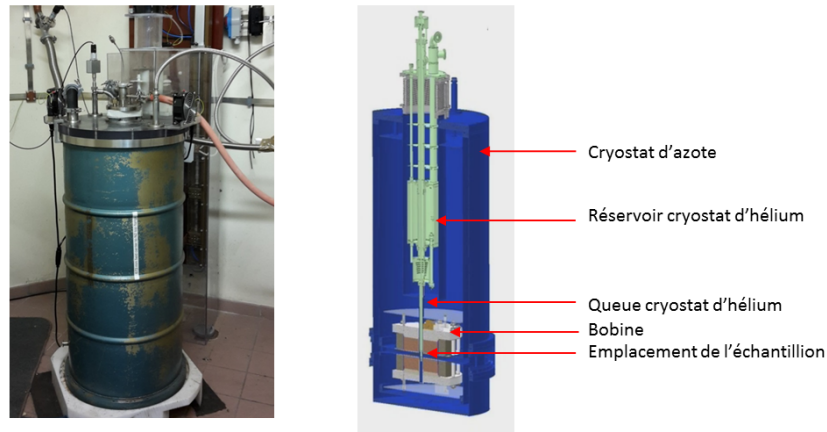


FIGURE 2.6 – Gauche : Cryostat azote avec au centre le cryostat hélium. Droite : reproduction en 3D du cryostat azote, du cryostat hélium et de la bobine.

3 Mesures de transport électronique

3.1 Préparation des échantillons

Connexion des échantillons au système expérimental

Les puces contenant les échantillons sont collées sur une céramique, recouverte d'or sérigraphié, à l'aide de laque à l'argent [figure 2.7 (b)]. Les macro-contacts de la puce sont connectés aux plots d'or par des fils d'or ainsi qu'à la céramique

avec une machine « wedge-bonding » [figure 2.7 (a)]. Ces céramiques sont collées à l'aide de vernis « General Electric » sur un connecteur (nom commercial « TOS ») [figure 2.7 (c)]. Les plots d'or de la céramique sont reliés aux pattes du TOS par des fils d'or qui sont collés à la main avec de la laque à l'argent. Un anneau en fibre de verre est collé au vernis General Electric autour de l'échantillon pour protéger l'échantillon lorsque le TOS est déplacé. Ce montage permet de connecter et de déplacer facilement l'échantillon d'un système expérimental à un autre.

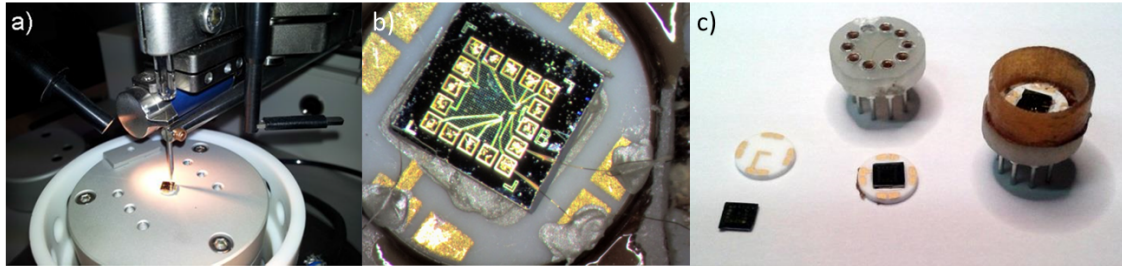


FIGURE 2.7 – a) Machine « Wedge-bonding ». b) Échantillon sur céramique connecté aux plots d'or sérigraphiés. c) de gauche à droite : échantillon et céramique, échantillon sur céramique et TOS, échantillon sur TOS avec protection.

Les échantillons sur TOS sont fixés à l'extrémité d'une canne porte échantillon avant d'être insérés dans le cryostat du système expérimental. Des câbles électriques parcourent la canne depuis l'emplacement de l'échantillon jusqu'à la tête de canne [figure 2.8]. Grâce à ces câbles, il est possible de connecter les appareils de mesure à l'échantillon. La partie inférieure de la canne est équipée d'un thermomètre et d'une bobine captrice (« pick-up ») permettant de mesurer le champ magnétique. L'échantillon peut être inséré sur un plateau rotatif afin de changer son orientation par rapport au champ magnétique. D'autres équipements spécifiques peuvent être installés sur la canne.

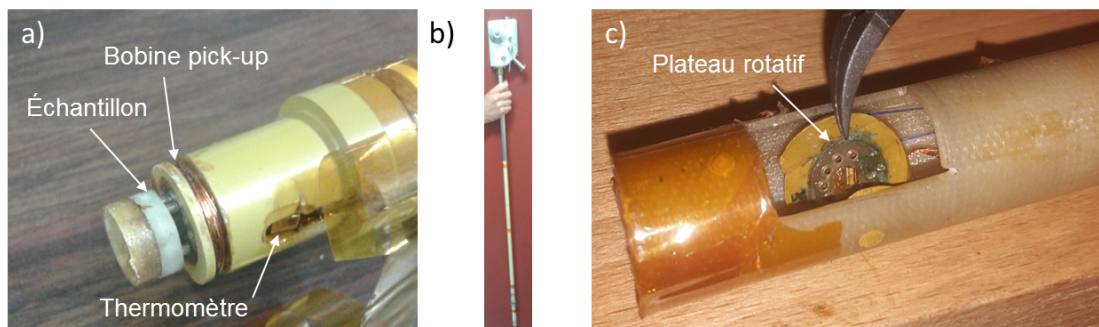


FIGURE 2.8 – a) Échantillon fixé sur le bout d'une canne. b) Canne. c) Bout de canne équipé d'un plateau rotatif.

Traitements

Le rapport surface sur volume d'un nanofil est très important, c'est pourquoi ses propriétés dépendent beaucoup de l'environnement. L'adsorption à la surface de molécules réduit la conductance et la mobilité. En plaçant les échantillons sous vide, une

augmentation de conductance et de la mobilité électronique sont généralement observées [52, 13]. C'est pourquoi la canne sur laquelle est fixé l'échantillon est entourée d'une enveloppe. Le volume intérieur est maintenu sous un vide secondaire pendant environ 48 h durant lesquelles la mobilité électronique et la conductance augmentent [figure 2.9]. Dans certains cas, un recuit à environ 50°C pendant plusieurs heures est effectué, conduisant à une légère augmentation de la mobilité électronique.

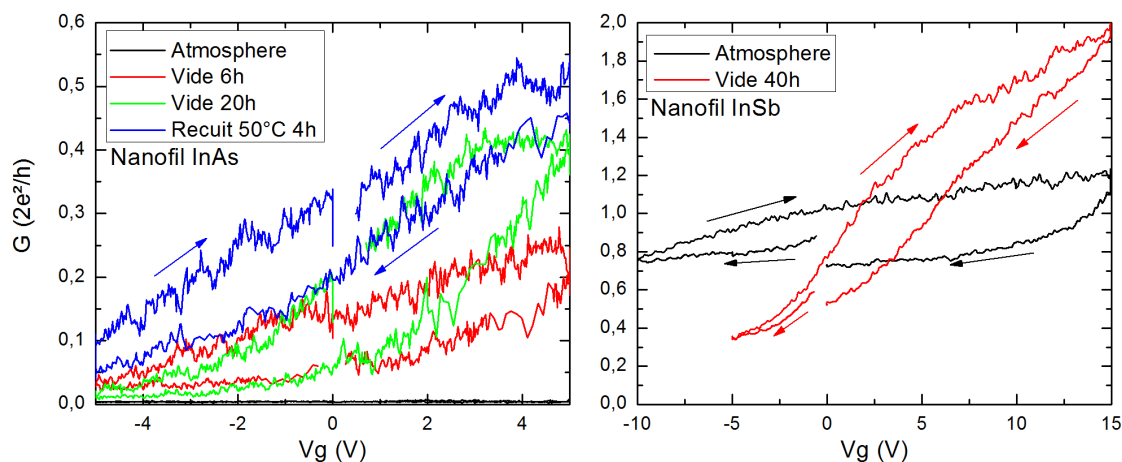


FIGURE 2.9 – Conductance en fonction de la tension de grille d'un nanofil d'InAs (gauche) et d'InSb (droite) à différentes étapes de la préparation. Les mesures sont réalisées à température ambiante. Les flèches représentent le sens de balayage de la tension de grille.

La conductance est croissante en fonction de la tension de grille et forme un hystérésis lorsque la tension de grille est balayée dans un sens puis dans l'autre. L'amplitude de l'hystérésis dépend fortement de la vitesse de balayage; elle est due au piégeage et dépiégeage de charges sur des états de surface [53]. Après être maintenue sous vide pendant plusieurs heures, un petit volume d'hélium gazeux est introduit dans l'enveloppe, il fait office de gaz d'échange afin d'améliorer la conductivité thermique.

Protection électrostatique des échantillons

Les nano-objets individuels sont très sensibles à l'environnement électrostatique. Une densité trop importante de courant, résultat d'une forte différence de potentiel, détruit le nano-objet. Une variation brutale de la différence de potentiel entre les bornes du nano-objet peut générer un fort courant instantané. Les perturbations électrostatiques peuvent survenir lorsqu'un objet se connecte à une borne du nano-objet. Les perturbations engendrées par les différents appareils de mesure électriques peuvent aussi endommager l'échantillon.

C'est pourquoi toutes les connexions de l'échantillon sont systématiquement court-circuitées et connectées à la masse de mesure par des interrupteurs, via des résistances de $1\text{ M}\Omega$. La résistance de $1\text{ M}\Omega$ atténue le courant en cas de variations brutales de potentiel. Les boîtes spécialement conçues et les cannes sont équipées de connexions à la masse pour protéger les échantillons pendant leur préparation et leur transport vers le dispositif de mesure sous champ pulsé. Tout objet conducteur

est préalablement connecté à la masse avant d'être mis en contact avec l'échantillon. Enfin l'application d'une différence de potentiel ou d'un courant se fait via un potentiomètre pour faire varier de façon continue l'excitation.

3.2 Mesures de conductance

La conductance des nano-objets est mesurée en configuration deux pointes en appliquant une tension de polarisation ou de biais V_{biais} . Une tension de grille V_g permet de modifier le nombre de porteurs. La fonction de transfert du système est obtenue en mesurant la conductance tout en balayant la tension de grille. Il est possible de réaliser une spectroscopie de biais en balayant simultanément la tension de biais et la tension de grille. La mesure de la magnéto-conductance s'obtient avec une tension de grille constante en appliquant un champ magnétique.

Conductance en fonction de la tension de grille

Le schéma de la mesure de conductance en fonction de la tension de grille est représenté figure 2.10. La tension d'excitation peut être soit DC ($\approx 2\text{ mV}$) et le courant est mesuré avec un préamplificateur de courant, soit AC ($\approx 2\text{ mV}_{rms}$) et le courant est mesuré par avec un amplificateur à détection synchrone qui démodule le signal. La fréquence d'excitation est de l'ordre de 20 Hz. L'utilisation d'une excitation AC permet de supprimer une partie importante du bruit de mesure. Pendant que la tension de grille est balayée, la carte d'acquisition (DAQ) numérise les signaux provenant de l'amplificateur de courant et du générateur de tension.

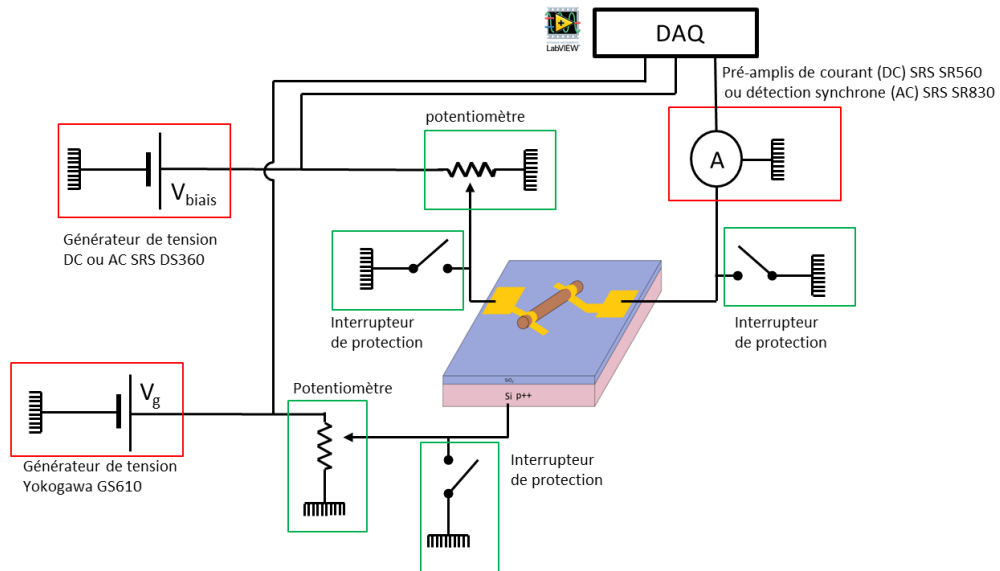


FIGURE 2.10 – Schéma de mesure de conductance 2 pointes en fonction de la tension de grille.

Spectroscopie de biais

La spectroscopie de biais permet de sonder expérimentalement l'écart entre les niveaux d'énergie d'un conducteur 1D. En régime balistique, l'augmentation de la tension de biais pour des valeurs comparables à la différence d'énergie entre les sous-bandes conduit à la disparition de plateaux de conductance, puis à la formation de nouveaux "quasi-plateaux" à des valeurs intermédiaires de conductance [54, 55, 56, 57, 58]. Réaliser une spectroscopie de biais consiste à mesurer la conductance en fonction de la tension de biais en augmentant progressivement la tension de grille. Les courbes $G(V_{\text{biais}})$ convergent vers les valeurs de conductance correspondant, à V_{biais} fixé aux plateaux de conductance [figure 2.11 (a)]. La représentation de la transconductance $\partial G/\partial V_g$ en fonction de V_g et de V_{biais} [figure 2.11 (b)] montre des maxima entre les plateaux de conductance. En fonction des tensions de grille et de biais, les maxima de transconductance forment une structure en diamant. Aux points où ces maxima se croisent, l'énergie de biais est égale à la différence d'énergie entre les sous-bandes $e\Delta V_{\text{biais}} = \Delta E$ [figure 2.11 (d)] [56].

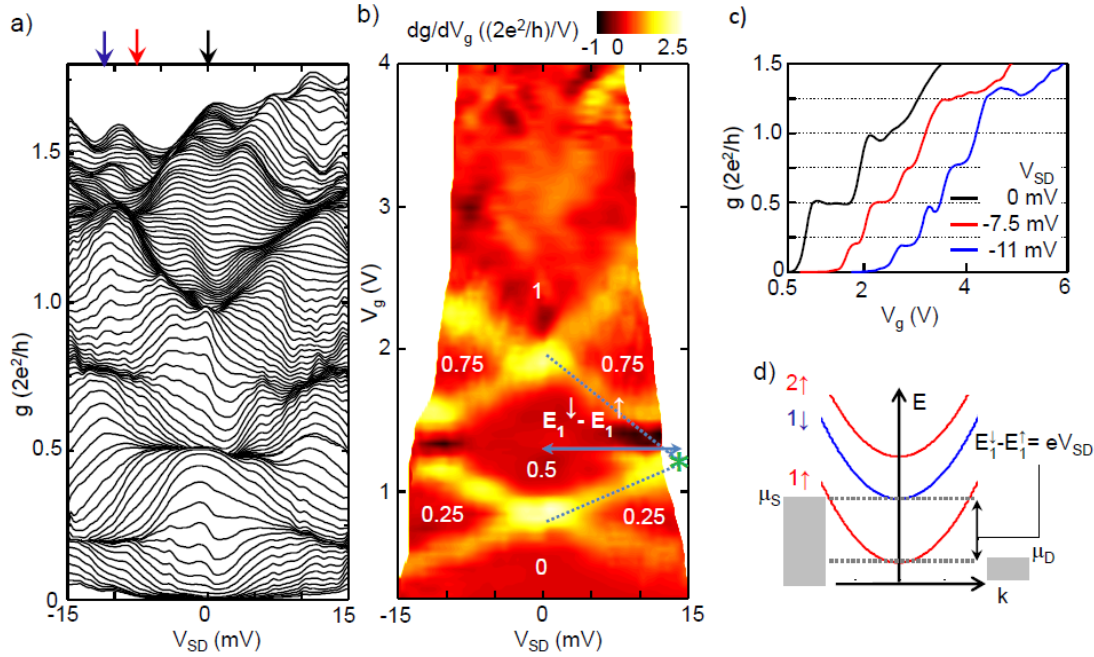


FIGURE 2.11 – Spectroscopie de biais réalisée sur un nanofil d'InSb en régime balistique réalisé par Van Weperen *et al.* [56]. Un champ magnétique statique de 4 T est appliqué conduisant à la levée de dégénérescence de spin de sorte que la contribution à la conductance de chaque sous-bande est $0,5 G_0$. a) Conductance en fonction de la tension de grille et de biais V_{SD} pour différentes valeurs de tension de grille. b) Transconductance $\partial G/\partial V_g$ dérivée de la figure (a). c) Caractéristiques de transferts pour différentes tensions de biais correspondant aux flèches noires, bleues et rouges figure (a). d) représentation de la structure de bande et des potentiels à l'intersection entre deux maxima (noté * figure (b)).

La spectroscopie de biais est effectuée en balayant à la fois la tension de grille et la tension de biais DC. Afin de pouvoir bénéficier de la diminution du bruit par la technique de détection synchrone, une excitation AC de faible amplitude ($\approx 0,5$ mV

à ≈ 23 Hz) est superposée à la tension de biais DC : $V_{\text{biais}} = V_{AC} + V_{DC}$.

Mesures de conductance sous champ magnétique pulsé

La mesure de la conductance sous champ magnétique pulsé pose certaines difficultés. Les câbles électriques qui relient les contacts de l'échantillon au système de mesure forment, de manière pratiquement inévitable, une boucle qui définit une surface et donc un certain flux de champ magnétique. La variation du flux avec le temps ajoute une tension induite U_{induit} aux bornes de l'échantillon :

$$U_{\text{induit}} = -\alpha(R) \frac{\partial B}{\partial t} \quad (2.1)$$

α est un coefficient d'induit dépendant de la résistance de l'échantillon et de la surface décrite par la boucle des câbles électriques. Cette tension s'ajoute à la mesure de tension, ou crée un courant additionnel dans le cas d'une mesure de courant. Lors d'une impulsion, le champ magnétique croît jusqu'à son maximum, puis revient à 0 T. Le signe de la tension induite change entre la partie « ascendante » et la partie « descendante ». On peut voir la différence entre les deux mesures de conductance (montée-descente) sur la figure 2.12 (gauche).

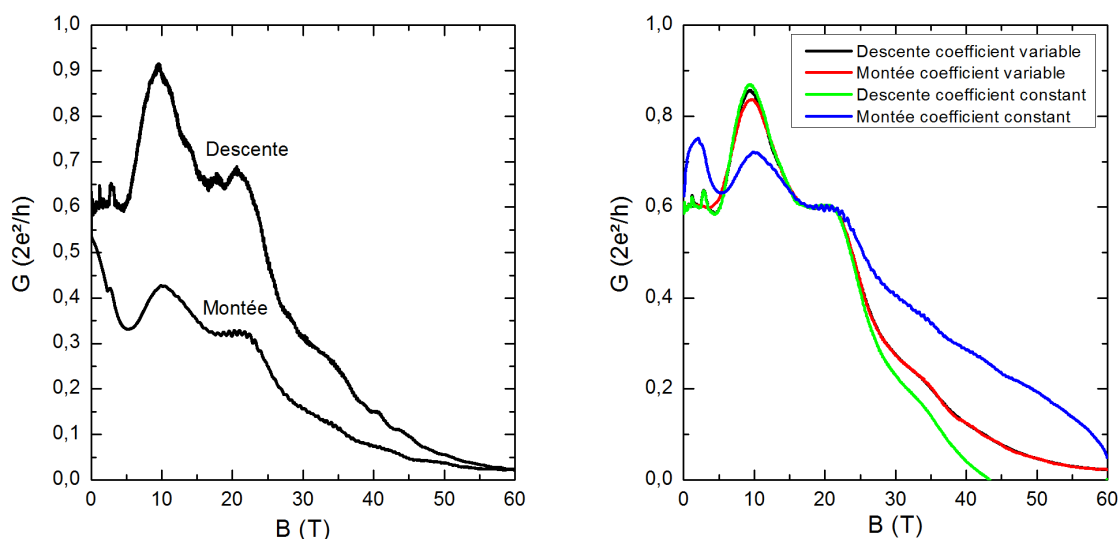


FIGURE 2.12 – Gauche : mesure brute de conductance en fonction du champ magnétique. Droite : mesure avec le signal d'induit soustrait numériquement.

Une soustraction du signal induit est possible numériquement à l'aide de l'expression 2.1 et en ajustant le coefficient d'induit jusqu'à ce que les deux courbes se superposent [figure 2.12 (droite)]. Cependant le coefficient d'induit dépend de la résistance de l'échantillon qui varie en fonction du champ magnétique. Ce coefficient n'est donc pas constant, c'est pourquoi il n'est pas possible de trouver une solution avec α constant. Une méthode plus efficace consiste à assimiler α à un polynôme en fonction de B et à ajuster les coefficients jusqu'à ce que les courbes se superposent. Cette méthode peut cependant générer des artéfacts dans la mesure.

Une autre solution consiste à effectuer une mesure AC. Pour des fréquences suffisamment élevées, elle n'est pas sensible à l'induit dans la mesure où le signal

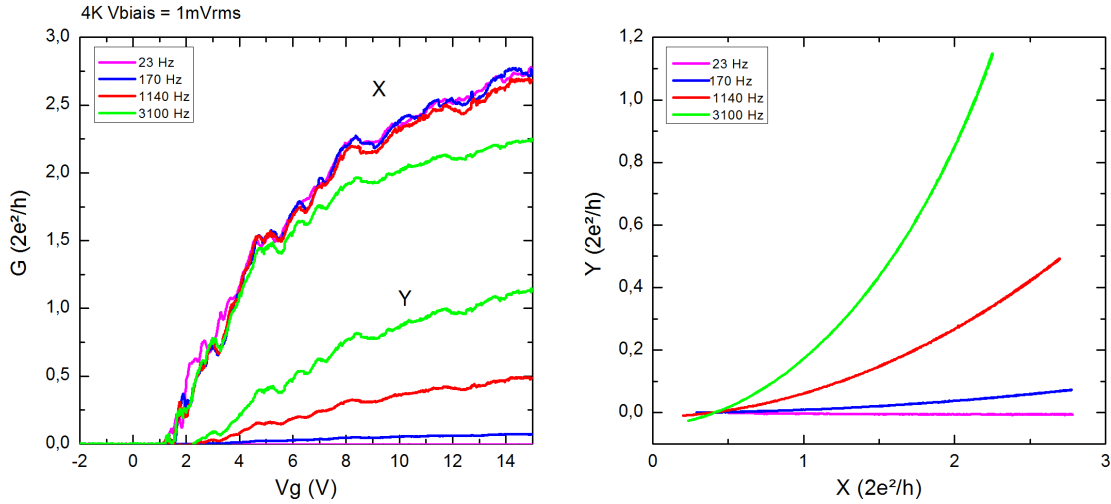


FIGURE 2.13 – Gauche : signal en phase (X) et hors phase (Y) de la mesure de la conductance en fonction de la tension de grille pour différentes fréquences d’excitation. Droite : diagramme de Nyquist des courbes de gauche.

d’induit varie lentement par rapport au temps d’intégration. L’impulsion de champ magnétique est courte (0,3s), ce qui oblige à utiliser une fréquence d’excitation de 1 kHz minimum. Utiliser de hautes fréquences d’excitation fait apparaître dans certains cas des effets de capacité parasite qui atténuent la partie réelle du signal, en particulier lorsque la conductance est élevée [figure 2.13]. La fréquence d’excitation doit donc être choisie dans une fenêtre très étroite.

3.3 Mesures de photoconductivité sous champ magnétique

Mesures de photoconductivité

Les mesures de photoconductivité sont réalisées à Rice University, Texas, USA, dans l’équipe de Junichiro Kono. La mesure de photo-courant s’effectue comme une mesure de conductance « 2 pointes » et en soumettant l’échantillon à un flux de photons [figure 2.14]. Ici les sources utilisés sont soit une diode LASER rouge (DL : $\lambda = 780 \text{ nm}$), soit un LASER à cascade quantique (QCL : $\lambda = [4500 \text{ nm}-4700 \text{ nm}]$). Le faisceau incident du LASER a une surface d’environ $0,1 \text{ mm}^2$. Il est dirigé sur l’échantillon avec des miroirs. Pour les orienter correctement, la conductance de l’échantillon est mesurée tout en balayant le faisceau avec les miroirs. Lorsque le faisceau irradie l’échantillon, une augmentation de la conductance est observée.

La lumière du LASER peut être polarisée. Pour être polarisé circulairement, le faisceau traverse un polariseur linéaire, puis une lame quart d’onde ($\lambda/4$) dont les axes neutres sont orientés à 45° par rapport à l’axe du polariseur linéaire. Il est possible de changer le sens de la polarisation circulaire en effectuant une rotation de 90° de la lame quart d’onde. Enfin en insérant à la suite un deuxième polariseur linéaire, on obtient un faisceau polarisé linéairement dont il est possible de faire varier la direction de l’axe.

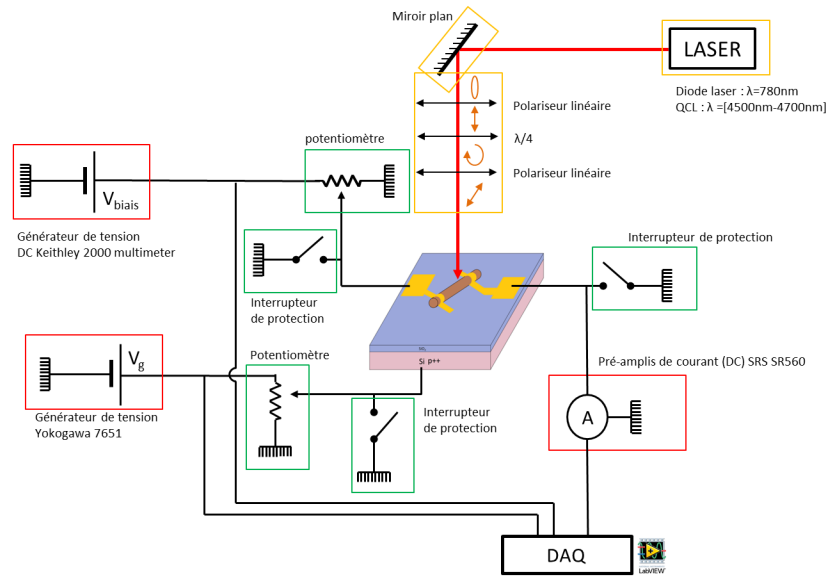


FIGURE 2.14 – Schéma de principe d'une mesure de photoconductivité

Système RAMBO

Le système RAMBO (Rice Advanced Magnet with Broadband Optics) développé dans l'équipe de Junichiro Kono à Rice University est un système de champ pulsé « miniature » pouvant atteindre un champ magnétique de 30 T avec une durée d'impulsion de 10 ms [59, 60]. Sa petite taille permet de l'intégrer sur un banc d'optique.

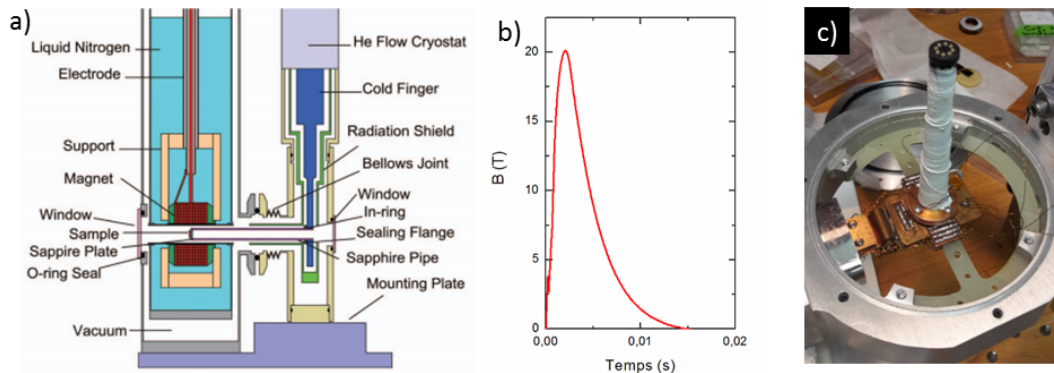


FIGURE 2.15 – a) Schéma du cryostat du système RAMBO. b) Champ magnétique en fonction du temps. c) Modification du doigt froid pour la mesure du transport électronique. [59]

Le système est composé de deux cryostats, l'un pour la bobine et l'autre pour l'échantillon. La bobine d'un diamètre intérieur de 14 mm et d'un diamètre extérieur de 43 mm est maintenue dans un bain d'azote liquide. Après une impulsion de 30 T, le temps de refroidissement est d'environ 10 min. Le cryostat de l'échantillon peut être maintenu à basse température par un flux d'hélium. A sa base est fixé un doigt froid au bout duquel est inséré l'échantillon pour être placé au centre de la bobine. L'échantillon peut être refroidi jusqu'à 10 K. La bobine est alimentée par un

banc de condensateur pouvant stocker une énergie de 9 kJ. L'impulsion de champ magnétique a une durée totale d'environ 10 ms. Des fenêtres, de part et d'autre des cryostats, permettent de faire passer des faisceaux lumineux pour des expériences de photoluminescence, d'absorption ou de réflexion.

Le cryostat a été modifié pour réaliser des expériences de photoconductivité avec et sans champ magnétique. Un TOS est fixé au bout du doigt froid dont les pattes sont reliées à la partie supérieure du cryostat par des câbles passant à l'intérieur du doigt froid. L'échantillon collé sur un deuxième TOS est inséré sur le TOS du doigt froid.

4 Algorithmes de calcul de la conductance

Le transport électronique dépend de nombreux paramètres comme la structure de bande et le niveau de Fermi, tous deux présentant une évolution complexe avec le champ magnétique. L'interprétation des expériences de transport électronique nécessite de calculer l'influence de chacun de ces paramètres sur la conductance.

4.1 Calcul de la fonction de transfert

Un calcul simple de conductance en régime quasi-balistique en fonction de la tension de grille peut s'effectuer avec l'algorithme présenté sur la figure 2.16 en ajustant le couplage capacitif linéique C_g et les coefficients de transmission Tr_n de chaque bande n . A partir de la structure de bande théorique, les énergies de bas de bandes ($E_n(k=0)$) sont extraites. La conductance est alors calculée avec le formalisme de Landauer-Büttiker en fonction du niveau Fermi. La distribution de Fermi $f(E, E_F, T) = 1/(1 + \exp(\frac{E-E_F}{k_b T}))$ permet de tenir compte de la température.

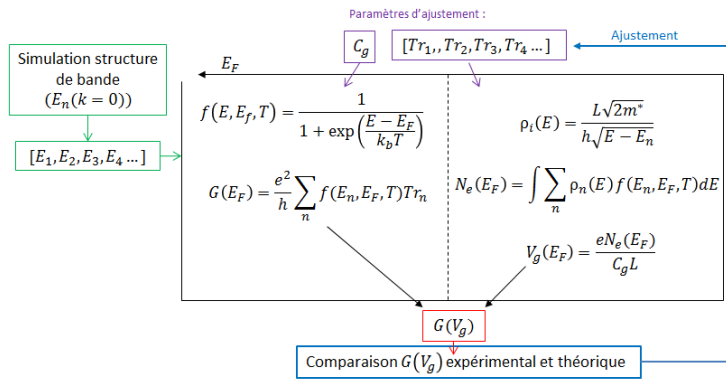


FIGURE 2.16 – Algorithme d'ajustement de fonction de transfert.

Le niveau de Fermi dépend du nombre de porteurs (N_e). La tension de grille correspondant à chaque niveau de Fermi est calculée à partir du nombre de porteurs. La relation entre le nombre de porteurs et le niveau de Fermi passe par la densité électronique ρ . En calculant $V_g(E_F)$ et $G(E_F)$ pour plusieurs valeurs de E_F , il est alors possible de reconstituer la fonction de transfert $G(V_g)$ par bijection. En modifiant les paramètres Tr et C_g on peut ajuster la courbe théorique pour reproduire les courbes expérimentales.

4.2 Calcul de la magnéto-conductance

Un calcul plus poussé de la conductance prenant en compte la température, la tension de biais, et le champ magnétique, peut être effectué avec la méthode suivante : calcul des coordonnées (E, k) des états propres, puis calcul de la conductance ainsi que de la tension de grille et du nombre d'électrons en fonction du niveau de Fermi et du champ magnétique B .

Calcul des états électroniques

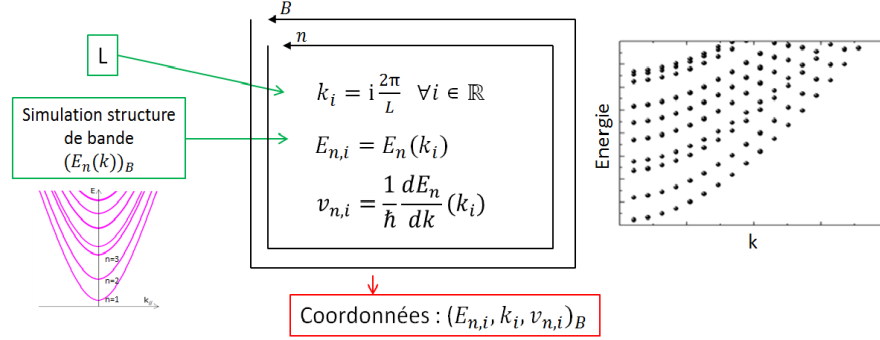


FIGURE 2.17 – Algorithme de calcul des coordonnées des états électroniques. Figure de droite : exemple de coordonnées d'états électroniques pour un conducteur 1D.

Les coordonnées (E, k) de chaque état du spectre électronique sont calculées avec l'algorithme présenté sur la figure 2.17 pour chaque bande n et champ magnétique B . En outre, la vitesse de chaque état est calculée en dérivant la relation de dispersion.

Calcul de la conductance et du niveau de Fermi

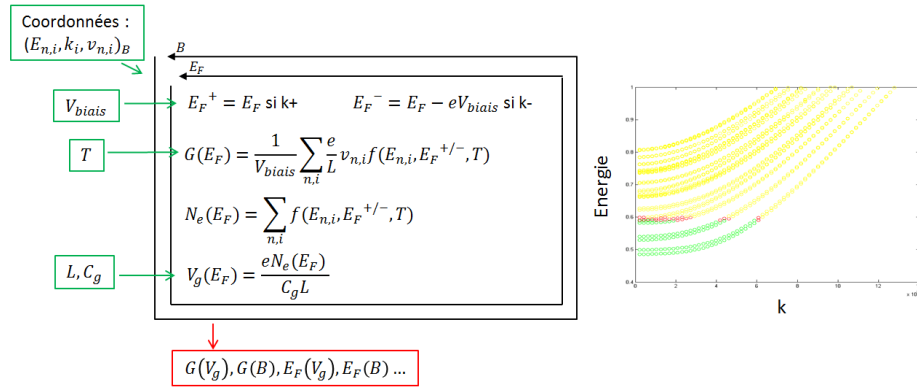


FIGURE 2.18 – Algorithme de calcul de la conductance, du nombre d'électrons, et de la tension de grille en fonction du niveau de Fermi et du champ magnétique. Figure de droite : coordonnées des états électroniques du système colorées en jaune (états au-dessus du niveau de Fermi), en vert (états en dessous du niveau de Fermi) ou en rouge (états entre les deux quasi-niveaux de Fermi E_F^+ et E_F^-).

En régime balistique, la conductance G , le nombre de porteurs N_e , et la tension de grille V_g sont calculés avec l'algorithme présenté sur la figure 2.18. Pour prendre en

compte la tension de biais, deux quasi-niveaux de Fermi E_F^+ et E_F^- sont considérés entre chaque contact décalés de la tension de biais. En répétant les calculs pour différents E_F et B il est possible de reconstituer $G(E_F)$, $G(V_g)$, $E_F(B)$...

Diagramme V_g, B de la structure de bande

Pour analyser les courbes de magnéto-conductance, il peut être utile de connaître la tension de grille pour laquelle le minimum d'énergie d'une bande est aligné avec le niveau de Fermi en fonction du champ magnétique. Ce calcul est effectué avec l'algorithme présenté sur la figure 2.19. Le principal paramètre dont dépend le calcul est alors C_g .

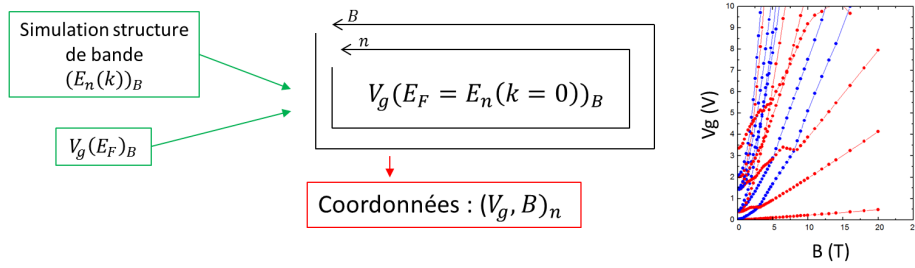


FIGURE 2.19 – Algorithme de calcul des tensions de grille en fonction du champ magnétique pour lesquelles le niveau de Fermi est aligné avec le bas des sous-bandes magnéto-électriques. Figure de droite : exemple avec un nanofil d'InSb.

Chapitre 3

Transport électronique en régime quasi-balistique

L'étude des propriétés de transport d'un système nécessite en premier lieu de mesurer la caractéristique de transfert, c'est-à-dire la conductance en fonction de la tension de grille $G(V_g)$. Le substrat de Si, fortement dopé p et le nanofil forment les deux armatures d'un condensateur séparées par une couche d'oxyde de silicium isolante, réalisant ainsi un transistor à effet de champ. La polarisation du substrat par la tension de grille V_g permet de moduler le nombre de porteurs n dans le canal en accord avec la relation $n = C_g LV_g / q$, avec C_g le couplage capacitif linéique entre la grille et le nanofil, L la longueur entre les contacts et q la charge élémentaire d'un porteur. La concentration électronique détermine la position niveau de Fermi E_F . La mesure de la conductance en fonction de la tension de grille est donc, indirectement, une exploration de la structure de bande du système.

La conductance des dispositifs à base de nanofil d'InAs et d'InSb est mesurée en régime quasi-balistique. La quantification de la conductance interprétée dans le modèle de Landauer-Büttiker permet de sonder les niveaux d'énergie. Ces informations permettent de choisir les conditions idéales pour l'étude des propriétés électroniques (section 1). Des spectroscopies de biais sont effectuées pour mesurer l'écart entre les niveaux d'énergie. Ces résultats sont comparés à des simulations de structure de bande (section 2). L'analyse approfondie des fonctions de transfert soutenue par des simulations numériques révèle certains paramètres du système comme le couplage capacitif, le libre parcours moyen et la mobilité de champ (section 3). L'étude des phénomènes d'interférences quantiques permet de déterminer les longueurs de cohérence électronique dans le système (section 4). Enfin, l'influence des contacts est étudiée (section 5). L'analyse des mesures de transport à basse température et sous champ magnétique nul donne des informations sur lesquelles s'appuient les analyses des résultats des chapitres suivants.

1 Caractéristique de transfert

L'observation de la caractéristique de transfert d'un dispositif en configuration transistor permet en particulier de déduire le régime de transport mis en jeu dans le dispositif. La conductance « deux pointes » est obtenue en polarisant l'échantillon avec une tension de biais, V_{biais} , de quelques mV , AC ou DC, selon le montage

présenté dans la section 3.2 chapitre 2. La caractéristique de transfert est obtenue en mesurant la conductance en fonction de la tension de grille.

1.1 Evolution du régime de transport avec la température

Sur la figure 3.1 sont représentées les caractéristiques d'un nanofil d'InAs (InAs1, 27 nm de diamètre, 225 nm de longueur), pour différentes températures de 200 K à 4,2 K, et d'un nanofil d'InSb (InSb1, 100 nm de diamètre, 600 nm de longueur) de 70 K à 4,2 K. A basse tension de grille, la conductance est très faible, en dehors des capacités de mesure, ce qui signifie que le niveau de Fermi est situé dans la bande interdite. L'augmentation de la tension de grille entraîne l'augmentation de l'énergie de Fermi. A partir d'une tension seuil, la conductance augmente de façon plus ou moins abrupte suivant la température. Le niveau de Fermi rentre dans une bande dispersive (le niveau de Fermi croise la 1^{ère} singularité de Van Hove). L'évolution de la caractéristique de transfert avec la température met ici en évidence trois régimes de transport distincts.

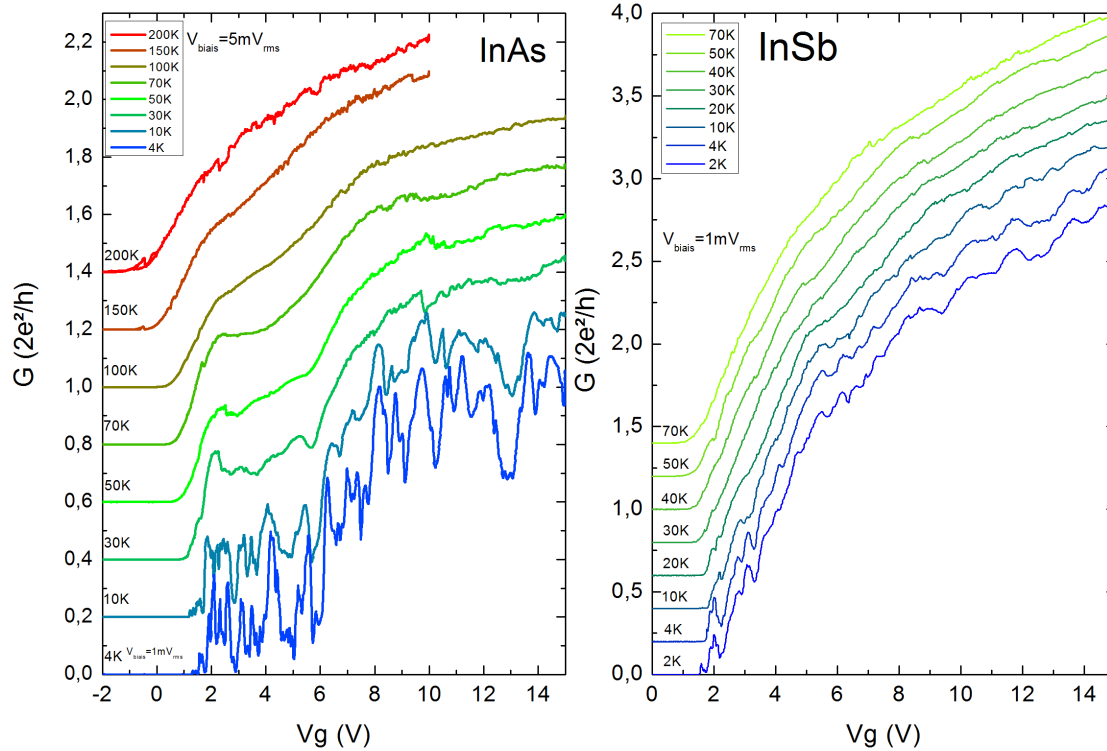


FIGURE 3.1 – Caractéristiques de transfert en fonction de la température de l'échantillon InAs1 de 27 nm de diamètre et 225 nm de longueur entre contacts (gauche) et l'échantillon InSb1 de 100 nm de diamètre et 600 nm de longueur entre contact (droite). Un offset sur la conductance est rajouté afin de distinguer les courbes.

Pour une température supérieure à 100 K (20 K) pour InAs (InSb) figure 3.1, la conductance augmente régulièrement avec la tension de grille jusqu'à saturation à haute tension de grille. Le système est dans le régime diffusif. L'augmentation de la conductance provient de l'augmentation de la concentration électronique et peut être décrite grâce au modèle de Drude.

A mesure que la température diminue de 100 K à 30 K (20 K-10 K) pour InAs (InSb), figure 3.1, le dispositif entre dans le régime quasi-balistique. Des altérations de conductance, de plus en plus marquées évoluant éventuellement vers des plateaux, apparaissent dans la fonction de transfert. La conductance tend vers la fonction décrite par le formalisme de Landauer-Büttiker [61]. Pour l'échantillon InAs1, deux plateaux sont visibles à $V_g = [2 \text{ V} - 6 \text{ V}]$ et $V_g = [9 \text{ V} - 15 \text{ V}]$ qui disparaissent à haute température. Pour l'échantillon InSb1, de nombreuses inflexions de conductance témoignent de la formation des plateaux. Le lissage des plateaux de conductance avec la température a aussi été observé sur des systèmes similaires par S. Chuang *et al.* et A. C. Ford *et al.* [61, 62]. L'élargissement thermique rapproche le système du régime diffusif. Pour les deux échantillons, la conductance des plateaux n'est pas égale à des multiples entiers du quantum de conductance. La différence provient des transmissions imparfaites du canal et des contacts.

A plus basse température ($T < 30 \text{ K}$), des fluctuations de conductance apparaissent sur les caractéristiques de transfert $G(V_g)$ de la plupart des dispositifs. Le libre parcours moyen élastique est alors inférieur à la longueur de cohérence électronique l_φ . Cela génère des interférences et des phénomènes de localisation des fonctions d'ondes électroniques [10] décrits dans la section 2.4 chapitre 1. Les fluctuations de conductance en fonction de la tension de grille peuvent être attribuées soit à des UCFs soit à des oscillations de Fabry-Pérot. Plus la température est basse, plus les oscillations sont marquées. On remarque aussi qu'elles sont moins visibles pour l'échantillon InSb1 qui présente un diamètre et une longueur entre contacts plus importants que pour l'échantillon InAs1. Ce régime est discuté plus en détail dans la section 4.

1.2 Evolution du régime de transport avec la tension de polarisation

Le régime de transport électronique dépend de la température mais aussi de la tension de polarisation. Sur la figure 3.2, sont représentées les caractéristiques de transfert d'un nanofil d'InAs (InAs4 42 nm de diamètre, 225 nm de longueur), à différentes températures et tensions de biais. La comparaison des deux graphiques montre que la dépendance en température et la dépendance en tension de biais sont similaires. En effet, des plateaux de conductance sont visibles pour des températures proches de 20 K et des tensions de biais proches de 12 mV. Ils sont lissés à plus haute température (plus grande tension de biais) et dominés par des fluctuations de conductance à plus basse température (plus petites tension de biais).

Les effets de la température et de la tension drain-source ont beaucoup été étudiés sur des points de contact quantiques [34, 63, 64]. Ils ont, tous deux, pour effet d'élargir la distribution électronique proche de l'énergie de Fermi. L'élargissement thermique définit une fenêtre d'énergie en fonction de la température T : $\Delta E \approx 4k_B T$, de même que la tension de biais V_{bias} : $\Delta E = eV_{bias}$ [34, 63]. Les courbes, figure 3.2, s'accordent avec ces prédictions. A titre d'exemple, la fenêtre d'énergie de la courbe mesurée à $T = 40 \text{ K}$, ($4k_B T = 13,7 \text{ meV}$), présente les mêmes caractéristiques que la courbe mesurée avec $V_{bias} = 15 \text{ mV}$: un accroissement régulier de la conductance avec la tension de grille. De même, la courbe mesurée à $T = 20 \text{ K}$, ($k_B T = 7 \text{ meV}$) est comparable à celle mesurée avec $V_{bias} = 8 \text{ mV}$: des plateaux de conductance

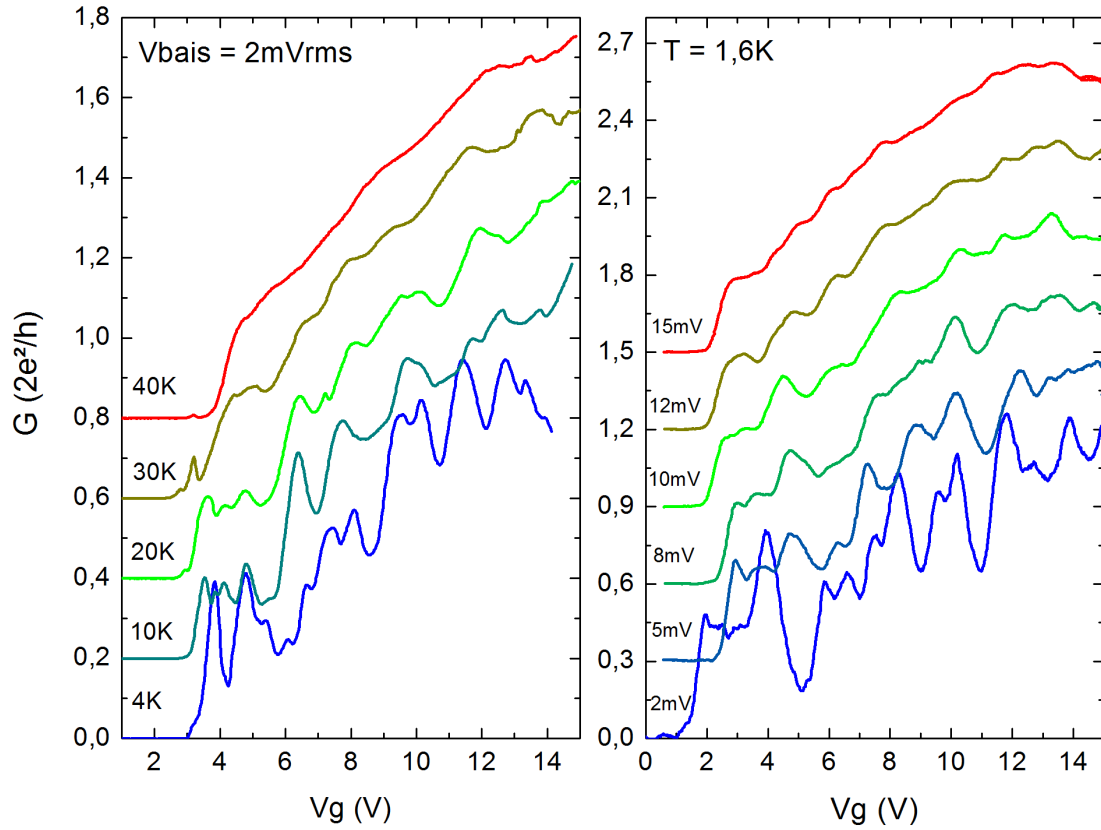


FIGURE 3.2 – Caractéristique de transfert de l'échantillon InAs4 à différentes températures (gauche) et tensions de biais (droite).

superposés à de faibles fluctuations de conductance. Un choix judicieux de la température et de la tension de biais est donc nécessaire pour que les systèmes étudiés soient dans le régime souhaité afin d'observer les effets physiques recherchés.

2 Spectroscopie de bandes

La structure de bande du système peut être sondée en régime quasi-balistique à travers la quantification de la conductance de Landauer-Buttiker.

2.1 Simulation de la structure de bande

Le calcul de la structure de bande d'un conducteur cylindrique avec un confinement parabolique est présenté au chapitre 1. Ce modèle ne prend pas en compte le réseau cristallin et les détails de la structure de bande du matériau parent. La structure de bande de nanofils d'InAs et d'InSb est calculée par Y.M. Niquet et I. Duchemin suivant la méthode des liaisons fortes $sp^3d^5s^*$ [65, 66]. Sur la figure 3.3, sont représentées les relations de dispersion $E(k)$, suivant l'axe du nanofil.

On constate dans ce modèle que les sous-bandes de nombres radiaux (n) différents ne se superposent pas à l'inverse du modèle de confinement parabolique dans un cylindre (chapitre 1). L'écart entre les niveaux d'énergie de même nombre ra-

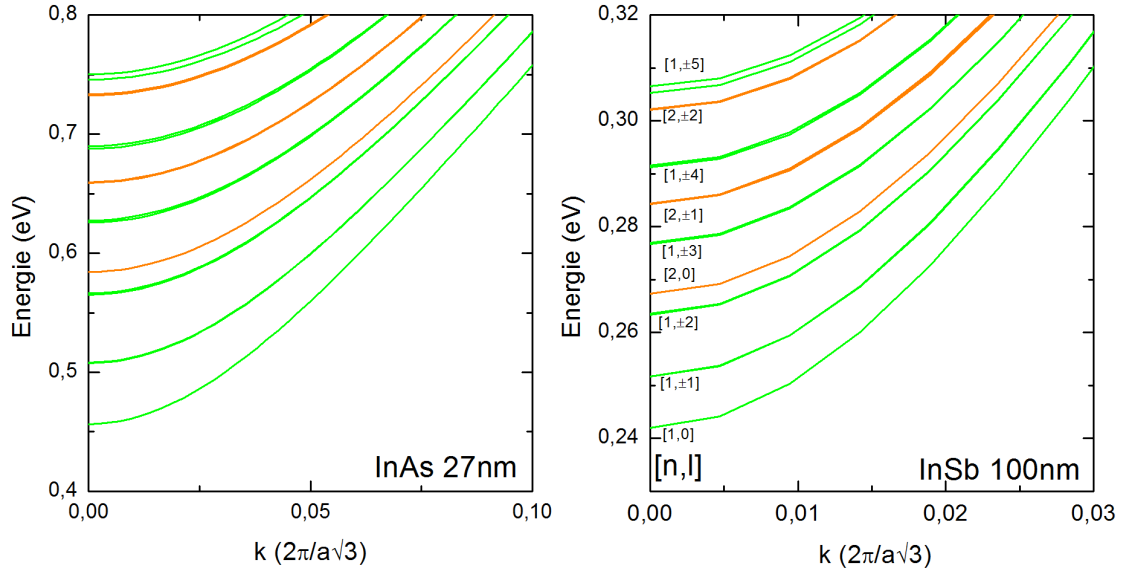


FIGURE 3.3 – Simulation de structure de bande (sous-bandes de la bande de conduction) pour un nanofil d’InAs de 27 nm de diamètre (gauche) et un nanofil d’InSb de 100 nm de diamètre (droite). L’énergie de référence ($E = 0$) est le haut de la bande de valence. Les couleurs représentent le nombre radial : $n = 0$ (vert) et $n = 1$ (orange).

dial est relativement régulier. Les dégénérescences liées au moment angulaire (l) sont les mêmes que dans le modèle du conducteur cylindrique avec un confinement parabolique.

2.2 Niveaux d’énergie des nanofils d’InAs

Sur la figure 3.4, sont représentés les résultats de spectroscopies de biais (section 3.2, chapitre 2) effectuées sur un nanofils d’InAs (échantillon InAs3, $d = 50$ nm, $L = 2$ μ m). A faible tension de biais, les zones denses [figure 3.4 (b)] correspondent à des plateaux de conductance sur la caractéristiques de transfert [figure 3.4 (a)]. Environ 6 plateaux sont visibles qui disparaissent, comme attendu, à fort biais. La conductance de ces plateaux n’est pas égale à un multiple entier du quantum de conductance ce qui signifie que le dispositif est dans le régime quasi-balistique. Les plateaux de conductance intermédiaires à fort biais n’apparaissent pas clairement à cause de la température élevée. La transconductance $\partial G / \partial V_g$ est calculée par dérivation numérique de la conductance et représentée figure 3.4 (c). On observe les croisements des maxima à forte tension de biais.

Des spectroscopies de biais sont réalisées sur d’autres nanofils d’InAs avec des diamètres différents (InAs4 $d = 42$ nm et InAs7 $d = 43$ nm), elles sont présentées en annexe E 2. La structure de bande change beaucoup avec le diamètre. Elle est simulée pour plusieurs d’entre eux : 27 nm, 33 nm et 80 nm. La dépendance des niveaux d’énergie avec le diamètre n’est pas strictement quadratique [67, 68]. Les valeurs simulées sont interpolées avec une fonction de type $E \equiv K / (R^2 + aR + b)$ [65] (avec K, a et b des constantes, $K \approx 10^3$ eV.nm² et $a \approx 80$ nm) [figure 3.4 (d)]. L’observation des croisements des maxima de transconductance permet d’extraire

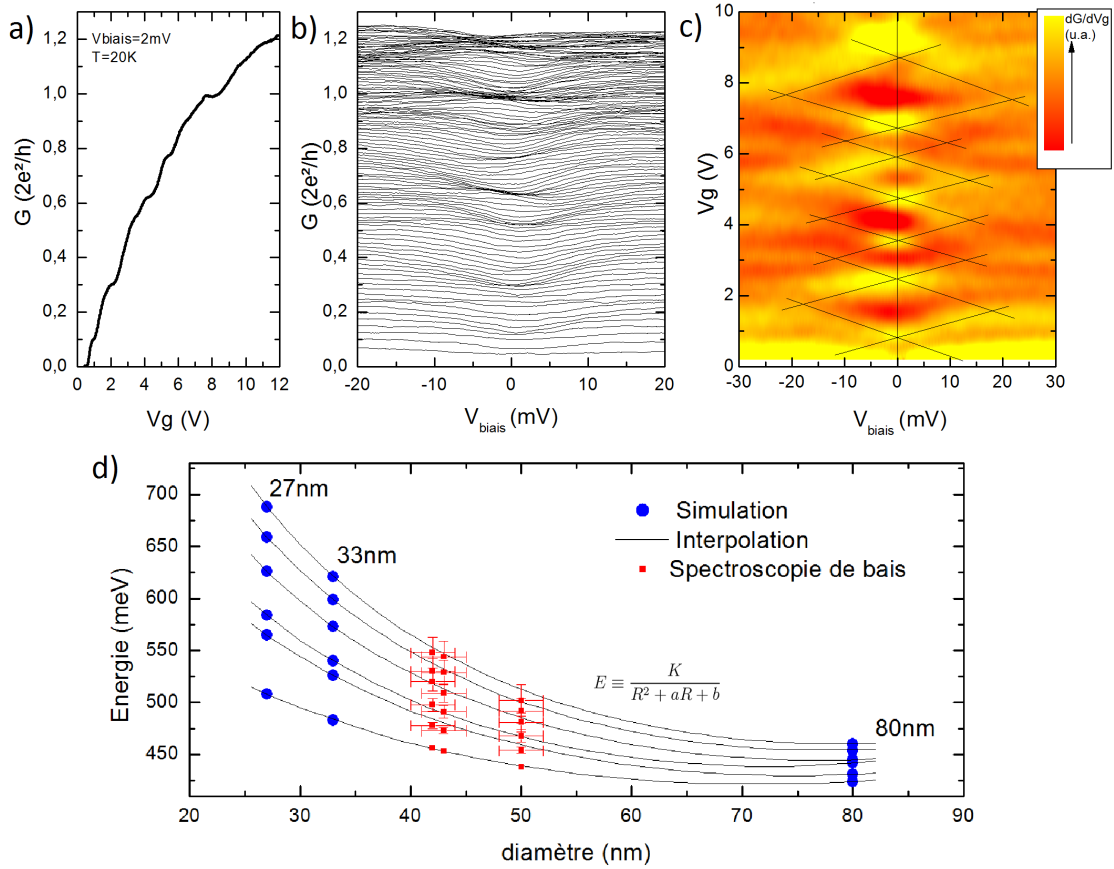


FIGURE 3.4 – Spectroscopie de biais de l'échantillon InAs3 à 20 K. a) Mesure de la fonction de transfert. b) Conductance en fonction de la tension de biais pour différentes tensions de grille. c) Représentation en couleur de la transconductance. Les lignes noires servent de guide pour suivre l'évolution des maxima en jaune. d) Niveaux d'énergie à $k = 0$ des nanofils d'InAs en fonction du diamètre d . Les courbes noires représentent une interpolation de type $K/(R^2 + aR + b)$. Les points expérimentaux en rouge sont obtenus en additionnant successivement les écarts en énergie issus des spectroscopies de biais. Le premier niveau d'énergie de chaque diamètre est extrait des interpolations des simulations.

l'écart d'énergie entre les sous-bandes. Les spectres obtenus ont été représentés en fonctions du diamètre sur la figure 3.4 (d). L'écart en énergie augmente avec le confinement comme attendu dans le système 1D et observé par A. C. Ford *et al.* [62]. Les niveaux énergies obtenus expérimentalement sont relativement proches des niveaux d'énergie simulés.

2.3 Niveaux d'énergie des nanofils d'InSb

Une spectroscopies de biais est effectuée sur un nanofil d'InSb (échantillon InSb2 $d = 100$ nm, $L = 1 \mu m$) à $T = 4,2$ K [figure 3.5]. A cette température, la fonction de transfert à faible tension de biais du dispositif montre des fluctuations de conductance, attribuées aux effets d'interférences quantiques [figure 3.5 (gauche)]. On devine la position des plateaux de conductance à travers la valeur moyenne de

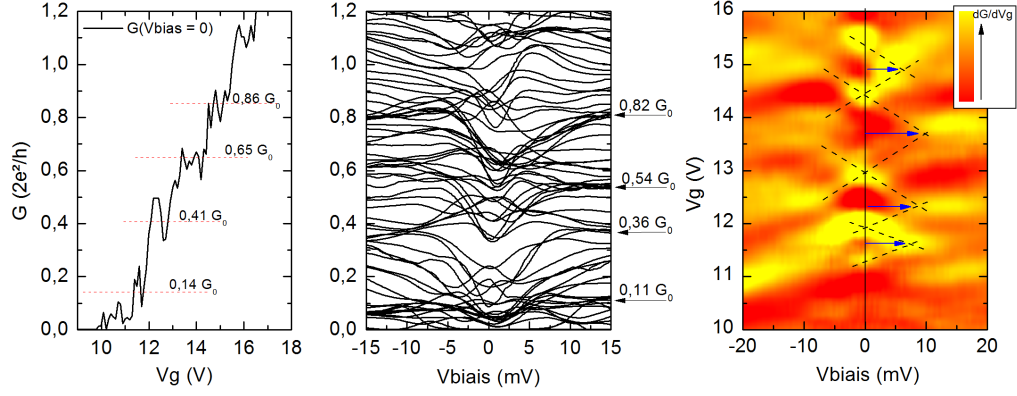


FIGURE 3.5 – Spectroscopie de biais de l'échantillon InSb2. A gauche : mesure de la fonction de transfert à 4,2 K. Les positions des plateaux de conductance sont repérées par des lignes pointillées rouges. Au milieu : conductance en fonction de la tension de biais pour des valeurs croissantes de V_g de 8 V à 18 V par pas de 0,2 V. A droite : représentation en couleur de la transconductance. Les lignes noires servent de guide pour suivre l'évolution des maxima en jaune.

	$[1,\pm 1]-[1,0]$	$[1,\pm 2]-[1,\pm 1]$	$[2,0]-[1,\pm 2]$	$[1,\pm 3]-[2,0]$
$\Delta E (meV)$	9,6	11,7	4	9,3
$\Delta V_{bias} (mV)$	$7,5 \pm 3$	8 ± 3	10 ± 3	6 ± 3

TABLE 3.1 – Différences d'énergies entre les sous-bandes en meV obtenues depuis la simulation de structure de bande de nanofil d'InSb (ligne 1) et tensions de biais des croisements des maxima de transconductance mesurées sur l'échantillon InSb2 (ligne 2).

la conductance mais la détermination (existence et position) de ces plateaux est incertaine. En revanche, on peut voir distinctement la formation de quasi-plateaux à des valeurs intermédiaires de conductance pour environ $V_{bias} > 15$ mV [figure 3.5 (milieu)]. La transconductance est calculée et représentée sur la figure 3.5 à droite. On peut observer les croisements des maxima à forte tension de biais.

La structure en diamants des maxima de transconductance est plus nette que pour l'échantillon InAs3. Ce résultat s'explique par une longueur de canal plus faible. La structure électronique de nanofils d'InSb ayant été simulée pour un diamètre spécifiquement égal au nanofil d'InSb étudié expérimentalement, les énergies des sous-bandes peuvent être comparées directement (tableau B). Les écarts d'énergies mesurés et simulés sont proches pour les deux premiers plateaux ce qui illustre un bon accord entre les mesures expérimentales et la simulation. Une différence notable avec la simulation est observée pour les deux plateaux suivants. Il est possible que le champ électrique (non pris en compte dans la simulation) puisse affecter l'écart entre les sous-bandes. Cependant les mesures expérimentales ne donnent pas une grande précision sur les résultats en raison des effets d'interférences quantiques. Une étude sur l'influence du champ électrique sur la structure de bande et sur la conductance est présentée en annexe E 1.

3 Caractéristique de transfert en régime quasi-balistique

Pour la plupart des dispositifs, le balayage de la tension de grille entre 0 V et 20 V met en évidence entre deux et une dizaine de plateaux, en fonction du diamètre et de la longueur du fil. La conductance théorique est calculée à partir des simulations de structure de bande avec l'algorithme 4.1 chapitre 2. Les résultats expérimentaux sont comparés aux courbes théoriques permettant de tester la précision des simulations et d'estimer la mobilité et le libre parcours moyen des échantillons étudiés.

Comparaison des simulations avec les résultats expérimentaux

Les fonctions de transfert des échantillons InAs1 et InAs3 sont mesurées respectivement à 50 K et 20 K [figure 3.6, (milieu) et (droite)]. Les résultats expérimentaux sont reproduits par simulation et en ajustant les paramètres de C_g et Tr_i . Les résultats du calcul de la structure de bande pour un diamètre de 27 nm sont utilisées pour ajuster la caractéristique de transfert de l'échantillon InAs1 et les niveaux d'énergie issus des spectroscopies de biais (section 2 chapitre 2) pour l'échantillon InAs3. Les dégénérescences orbitales sont introduites en accord avec la simulation de la structure de bande.

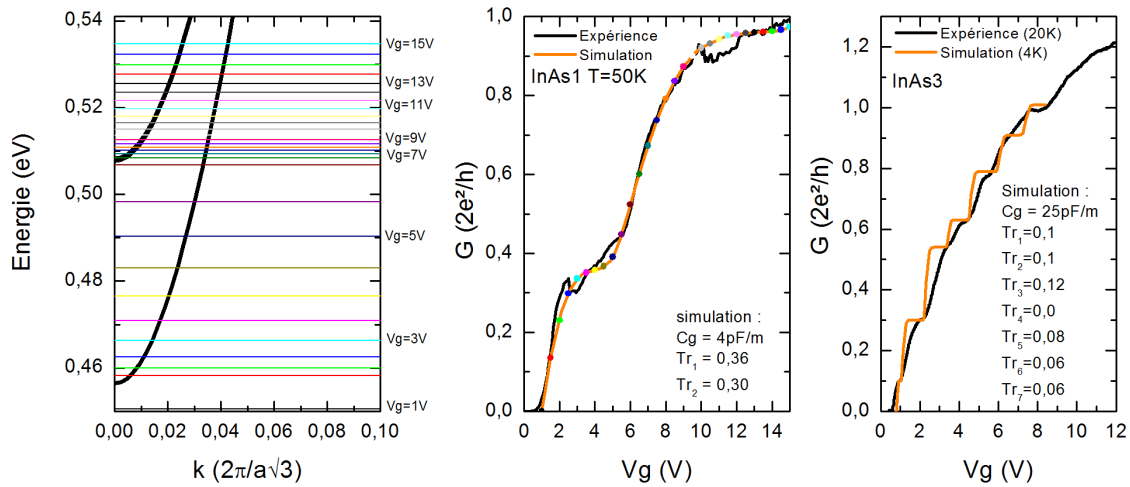


FIGURE 3.6 – Gauche : structure de bande simulée de l'échantillon InAs1 (27 nm de diamètre). Les lignes horizontales colorées représentent le niveau de Fermi correspondant à la tension de grille associée au point de même couleur sur la figure du milieu. Milieu et droite : fonctions de transfert expérimentales des échantillons InAs1 et InAs3 superposées à la simulation. Les paramètres C_g et Tr sont ajustés pour reproduire au mieux les courbes expérimentales.

Une bonne correspondance est trouvée avec des paramètres C_g et Tr , indiqués sur les figures. Le couplage capacitif linéique est plus grand pour l'échantillon InAs3 que pour l'échantillon InAs1 ce qui s'explique par un plus large diamètre. Les coefficients de transmission sont plus élevés pour l'échantillon InAs1 car la longueur entre contacts est plus courte.

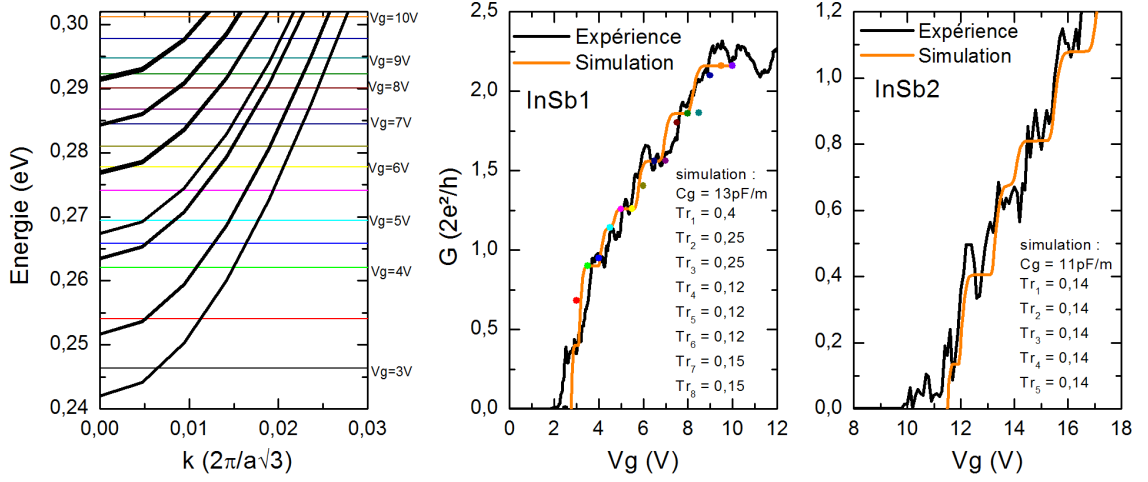


FIGURE 3.7 – Gauche : structure de bande simulée. Les lignes horizontales colorées représentent le niveau de Fermi correspondant à la tension de grille associée au point de même couleur sur la figure du milieu. Milieu et droite : fonctions de transfert expérimentales des échantillons InSb1 et InSb2 superposées à la simulation. Les paramètres C_g et Tr sont ajustés pour reproduire au mieux les courbes expérimentales.

La même expérience est réalisée avec les fonctions de transfert à 4,2 K des échantillons InSb1 et InSb2. Les courbes expérimentales sont reproduites à partir de la simulation de la structure de bande des nanofils d'InSb de 100 nm. La simulation ne reproduit pas les fluctuations de conductances liées aux interférences quantiques. Un bon accord est trouvé en ajustant les paramètres C_g et Tr . Les deux échantillons ont le même diamètre et approximativement le même couplage capacitif. Les coefficients de transmission sont plus élevés pour l'échantillon InSb1 ce qui s'explique par une longueur entre contacts plus courte.

Estimation des coefficients de transmission et du libre parcours moyen

Des coefficients de transmission entre 0,1 et 0,4 sont obtenus à partir de l'ajustement des caractéristiques de transfert. Le même ordre de grandeur a été observé sur un grand nombre d'autres dispositifs (InAs[1-7], InSb[1,2]) et dans d'autres études [61, 62]. Plusieurs tendances générales peuvent être déduites de ces observations. La transmission diminue avec le nombre de sous-bandes occupées ce qui peut s'expliquer par une diminution du libre parcours moyen du fait de la diffusion inter sous-bandes [69, 70]. De plus, une transmission plus faible est observée pour des distances entre contacts élevées. Le libre parcours moyen l est estimé à partir du coefficient de transmission moyen Tr [10] :

$$Tr = \frac{l}{L + l} \quad (3.1)$$

Un libre parcours moyen d'environ 95 nm est estimé pour InAs1, et 200 nm pour InAs3. Le deuxième échantillon semble donc présenter une concentration de défaut plus faible. Pour les échantillons InSb1 et InSb2, les libres parcours moyens obtenus sont d'environ 150 nm et 170 nm respectivement, correspondant à des échantillons

de qualité voisine. Pour chaque dispositif, le libre parcours moyen est supérieur au diamètre, et inférieur à la longueur du canal. Ces valeurs sont ici sous-estimées car la conductance est affectée par la résistance de contacts qui n'est pas connue.

L'ajustement des courbes expérimentales pour différentes températures [figure 3.8] montre que la transmission ne semble pas évoluer avec celle-ci de 30 K à 70 K. Cela signifie que la transmission est principalement limitée par la rugosité de surface indépendante de la température. S. Chuang *et al.* [61] ont observé le même comportement sur des nanofils d'InAs.

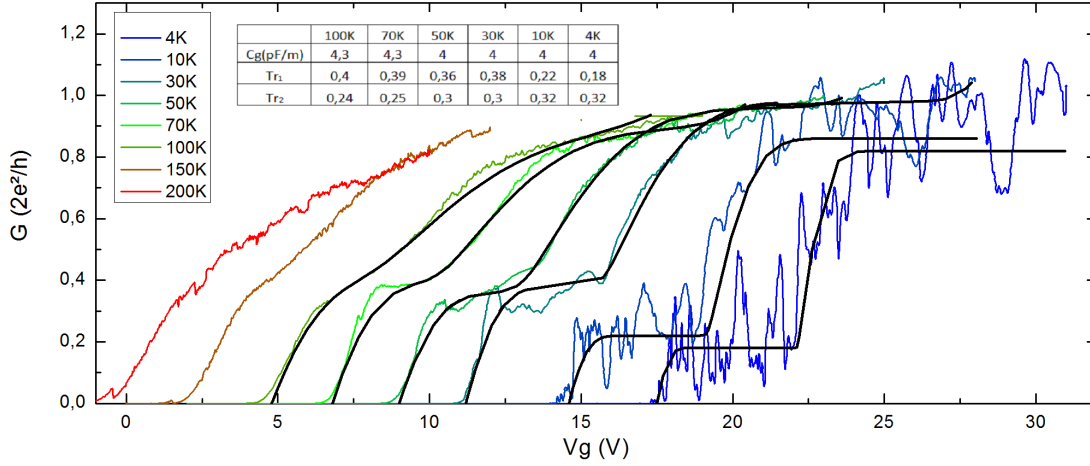


FIGURE 3.8 – Caractéristiques de transfert de l'échantillon InAs1 à différentes températures superposées aux simulations de conductance, avec les paramètres C_g et Tr ajustés pour reproduire au mieux les courbes expérimentales. Un offset sur V_g a été ajouté à chaque courbe afin de faciliter la lecture.

En dessous de 30 K, les effets de cohérence quantique se superposent à la conduction quasi-balistique. La valeur moyenne de la conductance décroît quand la température diminue. Le même effet a été observé par D. Liang *et al.* sur des nanofils d'InAs pour des températures inférieures à 40 K [71]. A basse température, lorsque le transport électronique est cohérent les effets de localisation faible réduisent la transmission. La présence de fluctuations de conductance à ces températures atteste que la longueur de cohérence de phase est suffisamment grande pour provoquer le phénomène de localisation faible. Des expériences de magnéto-transport ont permis de mettre en évidence le phénomène de localisation faible dans les dispositifs de nanofils d'InAs [26, 71, 72] et d'InSb [73, 74].

3.1 Estimation de la capacité de grille

Les couplages capacitifs obtenus pour les échantillons InAs1 et InSb1 sont, respectivement, 4 pF/m et 13 pF/m. Le couplage capacitif linéique théorique, dit géométrique C_{geo} , pour un cylindre métallique infini sur un plan chargé, peut être calculé avec la relation 3.2 [75, 76].

$$C_{geo} = \frac{2\pi\epsilon}{\text{arcosh}(\frac{h+R}{R})} \quad (3.2)$$

Le calcul donne des valeurs de couplage capacitif linéique supérieures aux résultats expérimentaux : 83 pF/m pour InSb1 avec $\varepsilon = 3,6$, la constante diélectrique de SiO_2 et 23 pF/m avec $\varepsilon = 1$, la constante diélectrique de l'air. Un calcul par éléments finis effectué par Yann Michel Niquet donne $C_{geo} = 45$ pF/m pour un nanofil infini dans l'air séparé du substrat par une couche de SiO_2 .

L'observation de capacités de grille bien inférieures aux valeurs calculées est courant pour ces systèmes [57] car le modèle du cylindre conducteur infini ne tient pas compte de l'écrantage électrostatique des contacts métalliques qui réduit le champ électrique effectif auquel est soumis le canal. Des mesures de capacité, effectuées par A. C. Ford *et al.* grâce à une électrode de grille locale, montrent une capacité réelle environ deux fois inférieure à celle d'un cylindre métallique infini [76]. D'autres estimations du couplage capacitif grâce à des oscillations de Fabry-Pérot, par A. V. Kretinin *et al.*, donnent un résultat inférieur d'un ordre de grandeur à la capacité du cylindre infini [13]. Les travaux sur ces systèmes utilisent souvent des simulations par éléments finis pour estimer le couplage capacitif [52, 61, 62, 77].

3.2 Estimation de la mobilité de champ

La détermination du couplage capacitif permet d'estimer la mobilité de champ à basse température. Elle est calculée à partir de la dérivée de la caractéristique de transfert :

$$\mu = \frac{L}{C_g} \frac{\partial G}{\partial V_g} \quad (3.3)$$

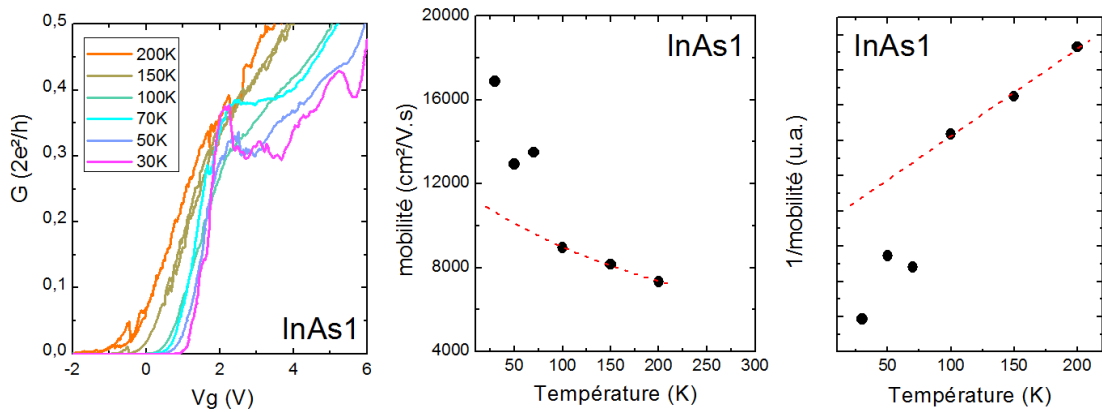


FIGURE 3.9 – Gauche : conductance de l'échantillon InAs1 en fonction de la tension de grille au niveau du premier plateau de conductance pour différentes températures. Milieu : mobilité de champ en fonction de la température. Droite : inverse de la mobilité de champ en fonction de la température. Les courbes pointillées rouges correspondent à un ajustement linéaire de l'inverse de la mobilité par rapport à la tension de grille à haute température.

La mobilité de champ μ considérée est celle du premier canal de transport au maximum de $\frac{\partial G}{\partial V_g}$ (lorsque $\frac{\partial G^2}{\partial V_g^2} = 0$). Une mobilité de champ de l'ordre de $\mu = 8000 - 16000$ cm^2/Vs entre 20 K et 200 K est obtenue pour l'échantillon InAs1 [figure 3.9] en considérant un couplage capacitif de 4 pF/m. En dessous de 30 K, les UCFs rendent

impossible une détermination précise de la mobilité. Ces valeurs sont supérieures à celles observées par d'autres groupes sur des échantillons similaires [75, 76, 78, 79]. Cela provient de la capacité de grille qui est ici estimée plus faible que dans les autres études. Ces valeurs restent inférieures à la mobilité électronique de InAs massif ($\mu_{InAs} = 30\,000 - 80\,000\text{ cm}^2/Vs$ à 50-300 K [80]).

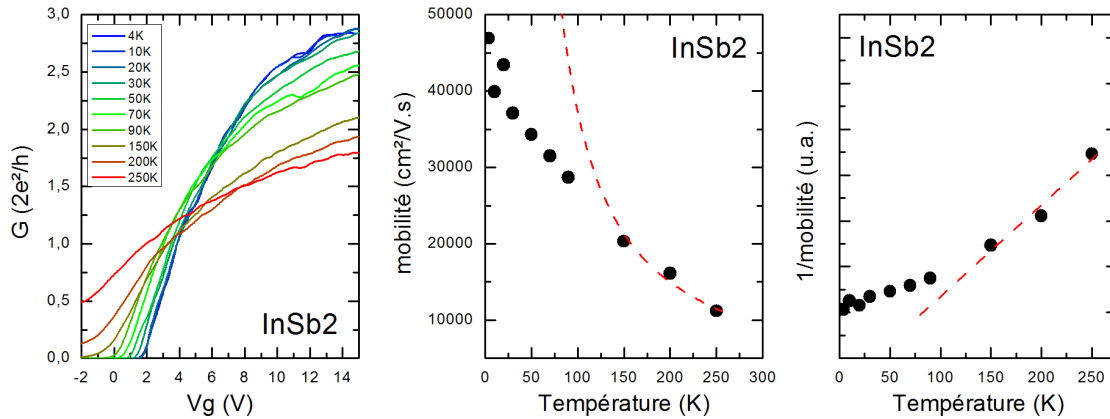


FIGURE 3.10 – Gauche : conductance en fonction de la tension de grille au niveau du premier plateau de conductance pour différentes températures de l'échantillon InSb2. Milieu : mobilité de champ calculée en considérant un couplage capacitif de 11 pF/m. Droite : Inverse de la mobilité de champ. Les courbes pointillées rouges correspondent à un ajustement linéaire de l'inverse de la mobilité de champ à haute température.

La mobilité de champ observée pour pour l'échantillon InSb2 [figure 3.10] ($\mu \approx 20\,000\text{ cm}^2/sV$ à 50 K) est supérieure à celle d'InAs. Cela peut s'expliquer par un diamètre des nanofils plus élevé (100 nm), une meilleure qualité cristalline et par le fait que InSb massif présente une masse effective plus faible qu'InAs. Les valeurs obtenues sont inférieures à la mobilité électronique de InSb massif ($\mu_{InSb} = 400\,000 - 77\,000\text{ cm}^2/Vs$ à 60-300 K [80]) mais sont en accord avec des résultats obtenus par d'autres études portant sur des nanofils d'InSb [52, 56].

La mobilité de champ diminue avec la température dans les deux dispositifs. A haute température, l'inverse de mobilité (proportionnelle au temps de relaxation) a une dépendance linéaire avec la température. Plusieurs observations confirment cette tendance dans les nanofils d'InAs [78, 76] et des calculs théoriques ont montré que la dépendance est linéaire avec la température lorsque la mobilité est limitée par les phonons acoustiques [78]. A basse température les collisions avec les phonons acoustiques sont peu probables et les dispositifs sont dans le régime quasi-balistique. Du fait de l'élargissement de la répartition électronique autour du niveau de Fermi, la mobilité de champ diminue lorsque la température augmente. La mobilité électronique est définie uniquement lorsque les dispositifs sont en régime diffusif, à haute température. Dans le régime balistique, la mobilité de champ dépend de la transmission Tr des sous-bandes et de l'élargissement thermique.

4 Transport cohérent

A basse température et faible tension de polarisation, des fluctuations de conductance apparaissent dans les fonctions de transfert. Pour certains dispositifs, ces fluctuations sont apériodiques et attribuées aux fluctuations universelles de conductance (UCF). Pour d'autres, les fluctuations sont périodiques avec la tension de grille et sont dans ce cas interprétées comme la manifestation d'un régime de Fabry-Pérot électronique.

4.1 Fluctuations universelles de conductance

Plusieurs études rapportent l'observation des UCFs dans des nanofils d'InAs [23, 71, 72, 26, 81] et d'InSb [27]. Les UCFs sont observées en fonction de la tension de grille et du champ magnétique sur de nombreux échantillons d'InAs, mais restent de faible amplitude dans les échantillons d'InSb. Dans cette section seuls les nanofils d'InAs sont considérés. L'analyse des UCFs est fondée sur le formalisme développé pour un gaz 2D étroit par C. W. J. Beenakker et H. van Houten [21] présenté dans la section 2.4 du chapitre 1. Elle permet d'extraire la longueur de cohérence électronique à travers la fonction d'autocorrélation de l'écart type des UCFs. Ces analyses dépendent d'autres grandeurs associées comme la longueur thermique l_T .

Longueur thermique et coefficient de diffusion d'Einstein

La longueur thermique est donnée par la relation $l_T = (\hbar D / k_B T)^{1/2}$ [10]. D est le coefficient de diffusion d'Einstein. Une estimation de ces grandeurs est obtenue à partir des simulations de la structure de bande. Le coefficient de diffusion d'Einstein est estimé à partir de la densité d'états ($\rho(E_F)$) au niveau de Fermi et de la conductivité : $D = \sigma / (\rho(E_F) e^2)$

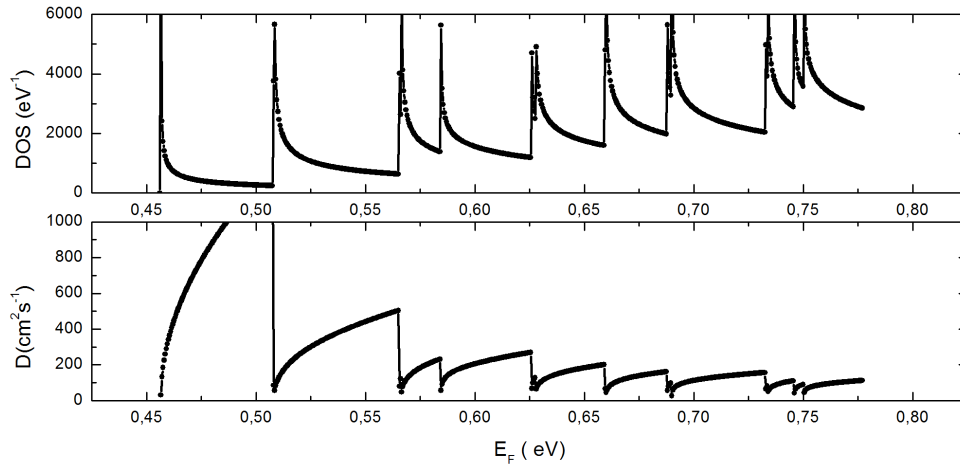


FIGURE 3.11 – Haut : Calcul de la densité d'états (DOS) (ρ) en fonction de l'énergie de Fermi à partir de la simulation de la structure de bande d'un nanofil d'InAs. Le dispositif considéré a un diamètre de 27 nm et une longueur de 300 nm. Bas : Coefficient de diffusion d'Einstein déduit de la DOS en considérant une conductance de $0,1 G_0$.

La densité d'états est calculée à partir de la simulation de structure de bande $\rho(E) = \frac{L}{2\pi} \sum \frac{\partial E}{\partial k}$. La densité d'états par unité de volume est déduite de la densité d'états en divisant par le volume du dispositif $\pi(d/2)^2 L$ avec d le diamètre et L la longueur [figure 3.11]. D varie avec la position du niveau de Fermi dans la structure de bande, mais un ordre de grandeur de $D = 300 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ peut être estimé. Cela conduit à des longueurs thermiques de l'ordre de $l_T \approx 70 \text{ nm}$ à $T = 50 \text{ K}$ et $l_T \approx 240 \text{ nm}$ à $T = 4,2 \text{ K}$, valeurs comparables à celles obtenues dans d'autres études sur des échantillons similaires [24, 27, 81].

UCF en fonction de l'énergie de Fermi et du champ magnétique

La conductance de l'échantillon InAs1 mesurée en fonction de la tension de grille montre des fluctuations de conductance aperiodiques superposées à la quantification de conductance [figure 3.12]. La conductance mesurée en fonction du champ magnétique de 0 T à 55 T [figure 3.13 (gauche)] montre des fluctuations superposées à une diminution de la magnéto-conductance. Les UCFs sont isolées en soustrayant la valeur moyenne de la conductance. Les simulations réalisées sur cet échantillon (section 3) permettent de connaître l'évolution de l'énergie de Fermi avec la tension de grille. On obtient alors l'évolution des UCFs en fonction de l'énergie de Fermi E_F [figure 3.12 (bas)] et en fonction du champ magnétique [figure 3.13 (droite)].

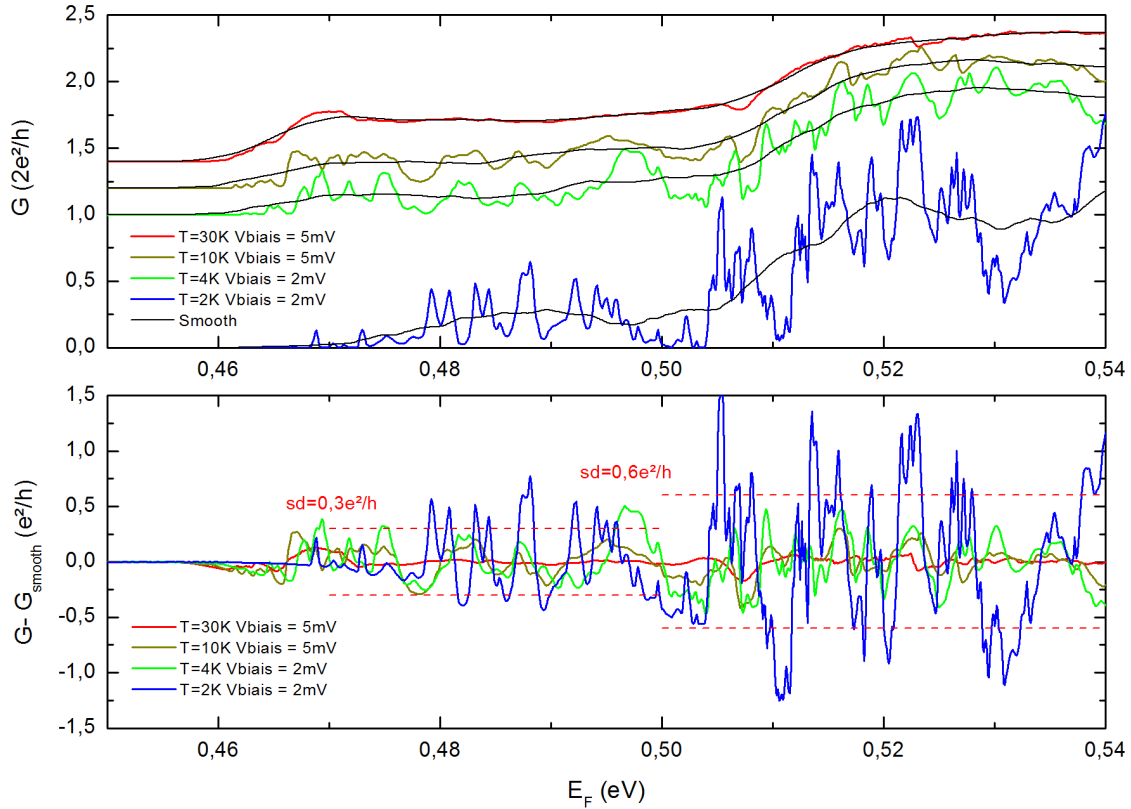


FIGURE 3.12 – Haut : fonction de transfert à différentes températures de 2 K à 30 K de l'échantillon InAs1. Bas : Fluctuations de conductance en fonction de l'énergie de Fermi après soustraction de la valeur moyenne. L'écart type (sd) est représenté par les traits pointillés rouge.

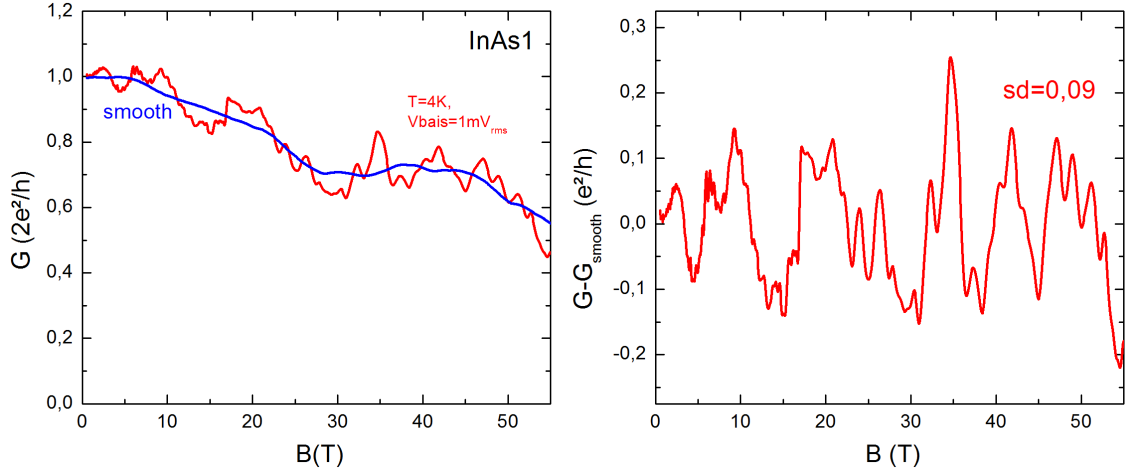


FIGURE 3.13 – Gauche : conductance de l'échantillon InAs1 à $V_g = 10$ V ($E_F \approx 515$ meV à $B = 0$ T) en fonction du champ magnétique (en rouge) et valeur moyenne (en bleu). Droite : fluctuations de conductance après soustraction de la valeur moyenne.

Longueur de cohérence

La longueur de cohérence de phase électronique, l_φ , peut être estimée à partir de la fonction d'autocorrélation de la conductance tracée en fonction de l'énergie de Fermi ou du champ magnétique [10, 23, 24, 25, 26, 27]. L'énergie de corrélation E_c et le champ de corrélation B_c s'obtiennent en traçant la fonction d'autocorrélation F des UCFs [figure 3.14]. L'énergie de corrélation E_c est l'énergie pour laquelle la fonction de corrélation est égale à la moitié de sa valeur initiale : $F(E_c) = F(0)/2$. De même pour le champ magnétique B_c de corrélation. La relation entre l_φ et ces valeurs est donnée par la relation 1.41 (section 2.4 chapitre 1) :

$$E_c = \frac{\hbar D}{l_\varphi^2} ; B_c = \gamma \frac{\phi_0}{d \cdot l_\varphi} \quad (3.4)$$

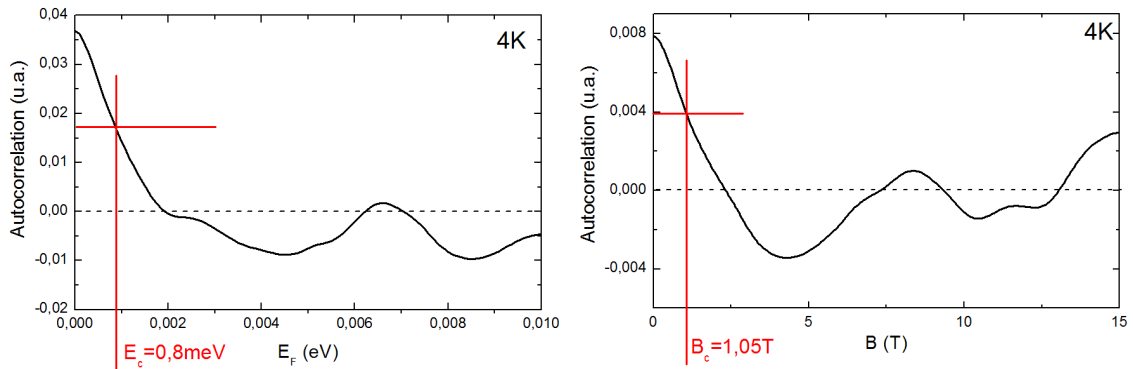


FIGURE 3.14 – Fonction d'autocorrélation des fluctuations de conductance en fonction de l'énergie de Fermi (gauche) et du champ magnétique (droite).

La longueur de cohérence de phase électronique extraite de l'énergie de corr-

lation à $T = 4,2\text{ K}$ vaut $l_\varphi = 150 \pm 20\text{ nm}$. En considérant $\gamma = 0,95$ on obtient à partir de B_c , une longueur de cohérence de phase électronique $l_\varphi \approx 140 \pm 10\text{ nm}$ du même ordre que l_T et proche de la valeur obtenue avec E_c . Cette longueur est environ deux fois plus petite que la longueur du dispositif (225 nm) et supérieur au libre parcours moyen ($l \approx 95\text{ nm}$ section 3 chapitre 1) et au diamètre (27 nm). Ces valeurs sont compatibles avec un transport cohérent quasi-unidimensionnel.

Ecart type

La relation entre l_φ et l'écart type des fluctuation $sd(G)$ est décrite par la l'expression 1.39 (section 2.4 chapitre 1) [10] :

$$sd_G = \alpha \frac{e^2}{h} \left(\frac{l_\varphi}{L} \right)^{3/2} \left[1 + \frac{9}{2\pi} \left(\frac{l_\varphi}{l_T} \right)^2 \right]^{-1/2} \text{ avec } \alpha = \frac{g_s \cdot g_v}{2} \frac{C}{\sqrt{\beta}} \quad (3.5)$$

C est une constante égale à $\sqrt{12}$ et $\beta = 1$ dans le cas où la symétrie par renversement du temps et la symétrie par retournement de spin sont conservées. Les fluctuations de conductance sont particulièrement visibles à $T = 2\text{ K}$. On constate que leur amplitude est environ deux fois plus faible pour le premier plateau ($0,3\text{ }e^2/h$) de conductance que pour le second ($0,6\text{ }e^2/h$). α est deux fois plus grand pour les UCFs du deuxième plateau pour tenir compte de la dégénérescence orbitale [10] ($g_v = 2$). L'application du champ magnétique, brise la symétrie par renversement du temps, dans ce cas $\beta = 2$. D'autre part, le champ magnétique lève les dégénérescences orbitale et de spin, ce qui amène à remplacer g_s et g_v par $g_s^{1/2}$ et $g_v^{1/2}$ (section 2.4 chapitre 1). Le rapport théorique entre l'écart type avec et sans champ magnétique pour une dégénérescence de bande $g_v = 2$ et $g_s = 2$ est de $2\sqrt{2}$. Un rapport équivalent est trouvé entre l'écart type des UCFs en fonction de E_F ($0,22\text{ }e^2/h$) pour le deuxième plateau et l'écart type des UCFs en fonction du champ magnétique ($0,09\text{ }e^2/h$) à $4,2\text{ K}$ ($\frac{0,22}{0,09} \approx 2\sqrt{2}$). Le modèle théorique est en accord avec les résultats expérimentaux concernant les préfacteurs g_s , g_v et β de l'expression 3.5. Cependant, à champ magnétique nul et en présence d'un fort couplage spin-orbite, la symétrie par retournement de spin peut être brisée [20] ; dans ce cas $\beta = 4$. Mais les résultats expérimentaux ne semblent pas rendre compte de ce phénomène malgré le fort couplage spin-orbite généralement présent dans InAs.

L'écart type théorique sd_{th} peut être calculé avec la relation 3.5 à partir des longueurs de cohérence obtenues précédemment. Pour le deuxième plateau sous champ magnétique à $4,2\text{ K}$ ($l_\varphi = 140 \pm 10\text{ nm}$), sd_{th} vaut $0,98 \pm 0,08\text{ }e^2/h$ en considérant $\alpha = \sqrt{12}/2$. Cette valeur ne reproduit pas la valeur obtenue expérimentalement de $0,09\text{ }e^2/h$. L'écart type expérimental est reproduit pour une valeur de α d'environ $0,23 \pm 0,02$ (c'est-à-dire $C = 0,32 \pm 0,03$). Cette valeur de α est proche de $0,34$ trouvé par Hernandez *et al.* sous champ magnétique [26].

Évolution de la longueur de cohérence de phase électronique et de l'écart type des UCFs avec la température

L'amplitude des UCFs en fonction de E_F diminue avec l'augmentation de la température [figure 3.12]. De nombreuses études rapportent que l_φ diminue en $T^{-1/3}$ dans les nanofils d'InAs [23, 26, 81, 71]. La réduction de l_φ est provoquée par le

déphasage de Nyquist provenant des collisions électrons-électrons [28, 10]. Cela entraîne une variation en $T^{-1/2}$ de l'écart type des UCFs lorsque l_φ est comparable à la longueur du canal.

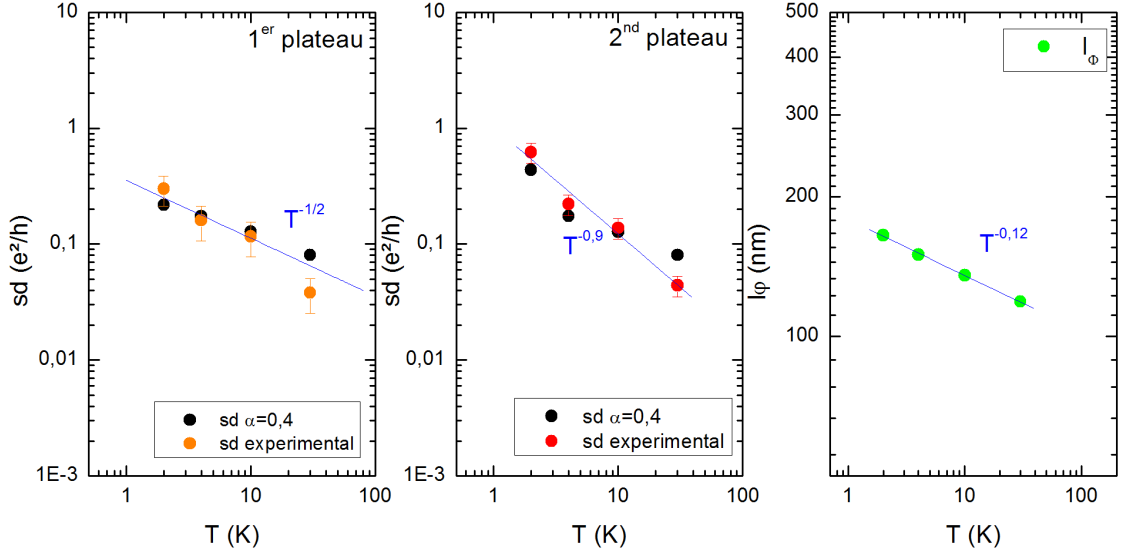


FIGURE 3.15 – Ecart type des fluctuations de conductance du premier plateau (gauche) et du second plateau (milieu) en fonction de la température. Sont représentés sur les mêmes graphiques l'écart type mesuré et l'écart-type simulé avec le coefficient $\alpha = 0,4$. A droite : l_φ , en fonction de la température, calculée à partir de la fonction d'autocorrélation.

La longueur de cohérence l_φ semble varier en $T^{-0,12}$ [figure 3.15 (droite)]. Ce rythme de décroissance est plus lent que la valeur théorique pour un gaz 2D étroit ($T^{-1/3}$). La dépendance en température de l'écart type des fluctuations pour le premier plateau est bien reproduite par une fonction en $T^{-1/2}$ [figure 3.15 (gauche)]. Pour le second plateau, la décroissance est plus rapide [figure 3.15 (milieu)]. Des rythmes de décroissance de l'écart type des UCFs différents de $T^{-1/2}$ ont aussi été observés sur InSb ($T^{-1,05}$ [27]) et InN ($T^{-0,39}$, $T^{-0,41}$ [22], $T^{-0,74}$ [25]).

Le modèle développée par C. W. J. Beenakker et H. van Houten fondé sur un gaz 2D confiné dans un canal étroit n'est probablement pas à même de décrire le comportement des UCFs dans un système 1D. Il est possible que des corrections soient nécessaires pour décrire les UCFs dans les nanofils.

4.2 Oscillations de Fabry-Pérot

Pour certains nanofils d'InAs, la conductance à basse température montre des fluctuations périodiques avec la tension de grille interprétées comme étant des oscillations de Fabry-Pérot.

Oscillations de Fabry-Pérot « monomodes »

L'échantillon InAs5 a une longueur entre contacts de 100 nm et un diamètre de 23 nm. Sa fonction de transfert à basse température montre des fluctuations de conductance relativement périodiques avec la tension de grille [figure 3.16]. A haute

température les oscillations disparaissent à cause de l'élargissement thermique des niveaux et de la diminution de la longueur de cohérence. Un seul plateau de conductance est visible sur les mesures à haute température suggérant qu'une seule sous-bande électrique est impliquée dans le transport. Les oscillations sont extraites de la fonction de transfert lissée obtenue en moyennant les fluctuations. Une transformée de Fourier révèle un pic qui détermine une période de $\Delta V_g = 3,33$ V.

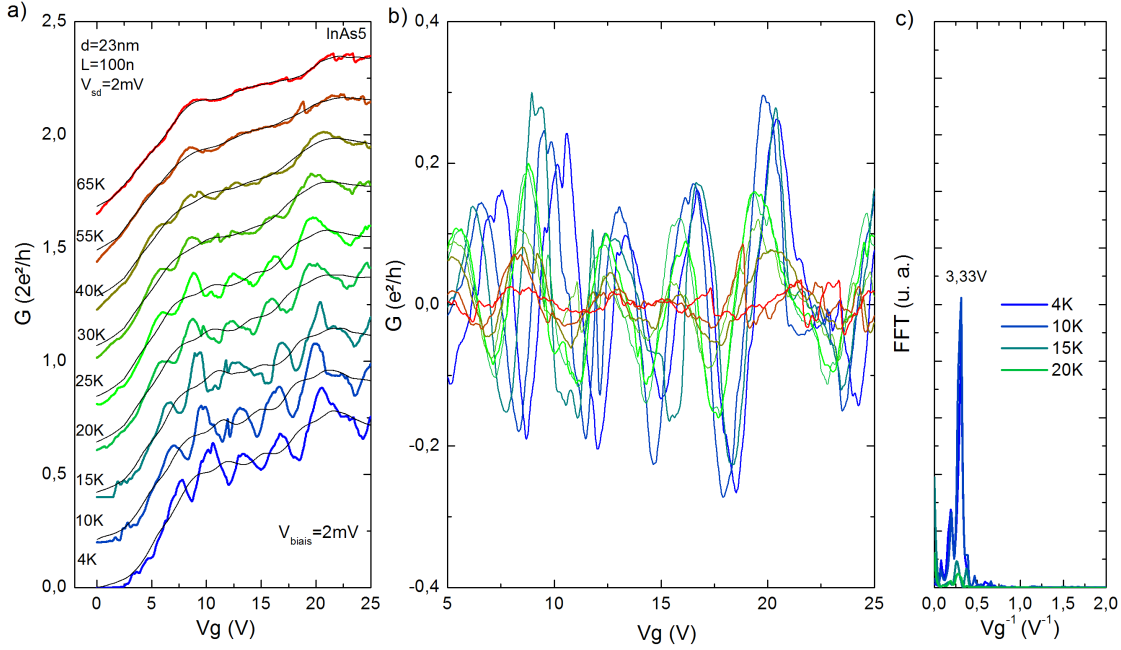


FIGURE 3.16 – a) Fonction de transfert de l'échantillon InAs05 à différentes températures. Un offset a été ajouté à la conductance pour séparer les courbes. Les courbes en noir correspondent aux fonctions de transfert lissées en moyennant les fluctuations sur un grand intervalle. b) Fluctuations de conductance en fonction de V_g . c) : Transformée de Fourier des fluctuations de conductance.

La relation 1.34 (chapitre 1) donne une capacité de grille d'environ 1 pF/m pour cet échantillon. Compte tenu des faibles dimensions du dispositif, l'écrantage électrostatique peut expliquer pourquoi la valeur de C_g est plus faible que pour les autres nanofils étudiés. L'observation du régime de Fabry-Pérot signifie que la transmission des contacts est imparfaite et que la longueur de cohérence électronique l_φ est du même ordre ou supérieure à la longueur du canal. Des longueurs de cohérence supérieures à 100 nm ont été déduites sur un échantillon similaire (InAs1 figure 3.15).

Oscillations de Fabry-Pérot « multimodes »

Des oscillations de Fabry-Pérot sont observées sur l'échantillon InAs4 ($L = 225$ nm et $d = 42$ nm) et mises en évidence par une spectroscopie de biais [figure 3.17]. La représentation en couleur de la conductance en fonction de V_{bias} et V_g reproduit la structure en diamant, typique des oscillations de Fabry-Pérot [12, 13, 14, 15, 16]. Quatre plateaux se peuvent se distinguer sur les fonctions de transfert pour les pages

de V_g : [1 V-7 V], [7 V-11 V], [11 V-15 V], [15 V-20 V]. Les fluctuations mesurées avec une polarisation de 2 mV sont extraites en lissant la fonction de transfert. Une seule période d'oscillations apparaît dans les transformées de Fourier de chaque section [figure 3.17 (e)] pour chaque plateau. Ce résultat contredit le modèle développé par Kretinin *et al.* qui suggère une superposition des différentes périodes pour chaque bande [13].

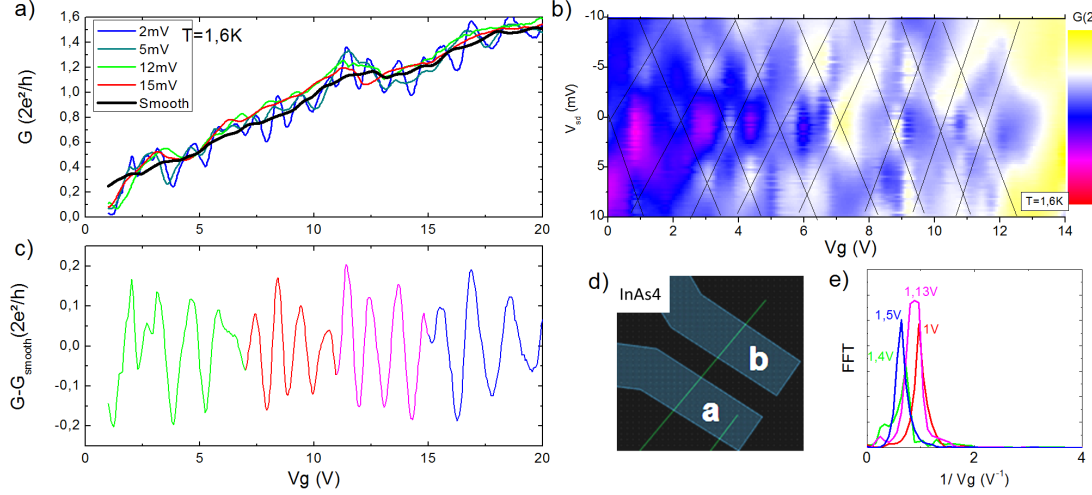


FIGURE 3.17 – a) Fonctions de transfert de l'échantillon InAs4 à différentes tensions de polarisation mesurées à $T = 1,6$ K. La courbe noire correspond au lissage des fluctuations en moyennant sur un grand intervalle. b) Représentation en couleur de la conductance en fonction de la tension de grille et de la tension de biais. Les lignes noires sont un guide pour suivre la structure en losange des maxima de conductance. c) Oscillations de conductance à $V_{bias} = 2$ mV. Chaque section colorée correspond aux différents plateaux de conductance. d) Dessin des contacts électriques de l'échantillon. e) Transformée de Fourier des différentes sections des oscillations.

A partir de la période, un couplage capacitif $C_g \approx 2-3$ pF/m est extrait. La relation 1.34 (chapitre 1) est multipliée par un coefficient 2 pour tenir compte de la dégénérescence orbitale. Ce résultat est du même ordre que le couplage capacitif de 4 pF/m obtenu sur le dispositif InAs1 avec la même longueur entre contacts et un plus petit diamètre.

Oscillations de Fabry-Pérot en fonction du champ magnétique

La figure 3.18 représente des oscillations de Fabry-Pérot observées sur le premier plateau de la fonction de transfert de l'échantillon InAs2 [figure 3.18 (a)]. La conductance de cet échantillon est également mesurée en fonction du champ magnétique appliqué perpendiculairement à l'axe du nanofil [figure 3.18 (b)]. Comme expliqué dans le chapitre 4, l'application du champ magnétique accroît l'énergie des sous-bandes. Le niveau de Fermi croise les uns après les autres les états résonnants. On observe des fluctuations de magnéto-conductance d'une amplitude comparable aux oscillations de Fabry-Pérot à champ nul. Le même nombre d'oscillations est observé sur les courbes de magnéto-conductance avant une chute de conductance observée à fort champ.

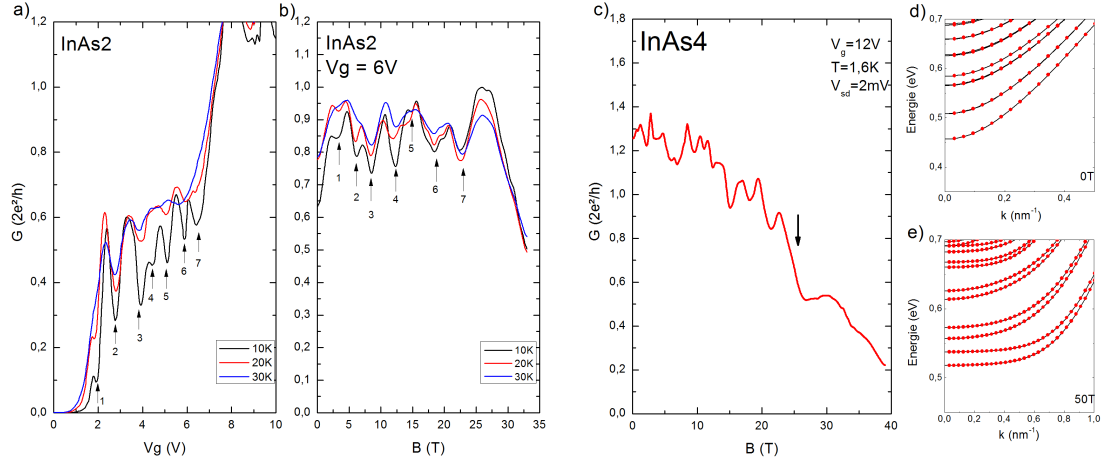


FIGURE 3.18 – a) Conductance de l'échantillon InAs2 en fonction de la tension de grille. b) Conductance en fonction du champ magnétique à une tension de grille de 6 V. Les flèches pointent les minima de conductance. c) Conductance de l'échantillon InAs4 en fonction du champ magnétique à $T = 1,6$ K. d,e) modes résonnants (en rouge) dans la simulation de structure de bande (en noir) pour un nanofil d'InAs de 33 nm de diamètre et $2 \mu m$ de longueur sous différents champs magnétiques

Pour l'échantillon InAs4, des oscillations sont visibles en fonction du champ magnétique superposées à une magnéto-conductance négative et disparaissent au-delà de 20 T [figure 3.18 (c)]. Sous fort champ magnétique perpendiculaire, les sous-bandes s'aplatissent (section 3.1 chapitre 1) et l'écart en énergie entre les modes résonnants diminue comme on peut le voir sur la figure 3.18 (d), (e). Lorsque que l'écart en énergie entre les modes devient inférieur à la fenêtre d'énergie, les oscillations disparaissent. Le champ magnétique intense orienté perpendiculaire à l'axe du nanofil supprime donc les oscillations de Fabry-Pérot permettant d'observer la quantification de la conductance.

5 Caractérisation des contacts

Les échantillons InAs2 et InAs7 sont connectés par 4 contacts permettant d'étudier les effets des contacts et de la longueur de l'échantillon sur le transport électronique et de réaliser des mesures « 4 pointes ». En régime diffusif la résistance d'un échantillon est proportionnelle à la longueur $R = (1/\sigma).(L/W)$. En régime quasi-balistique, cette relation n'est plus vérifiée car la conductance ne dépend que de la transmission du canal. Sur l'échantillon InAs7 les 4 contacts définissent 3 sections du canal de longueurs différentes [figure 3.19 (a)]. La section du milieu a été détruite, ce qui conduit à deux dispositifs distincts sur le même nanofil, mais de longueurs différentes. La conductance « 2 pointes » en fonction de la tension de grille est mesurée entre les différentes sections. La présence d'UCFs démontre que le système est dans le régime quasi-balistique. La différence entre les deux fonctions de transfert est peu significative bien qu'une des sections mesurées soit deux fois plus longue que l'autre.

Dans l'échantillon InAs2, les quatre contacts a, b, c, d séparent le nanofil en trois

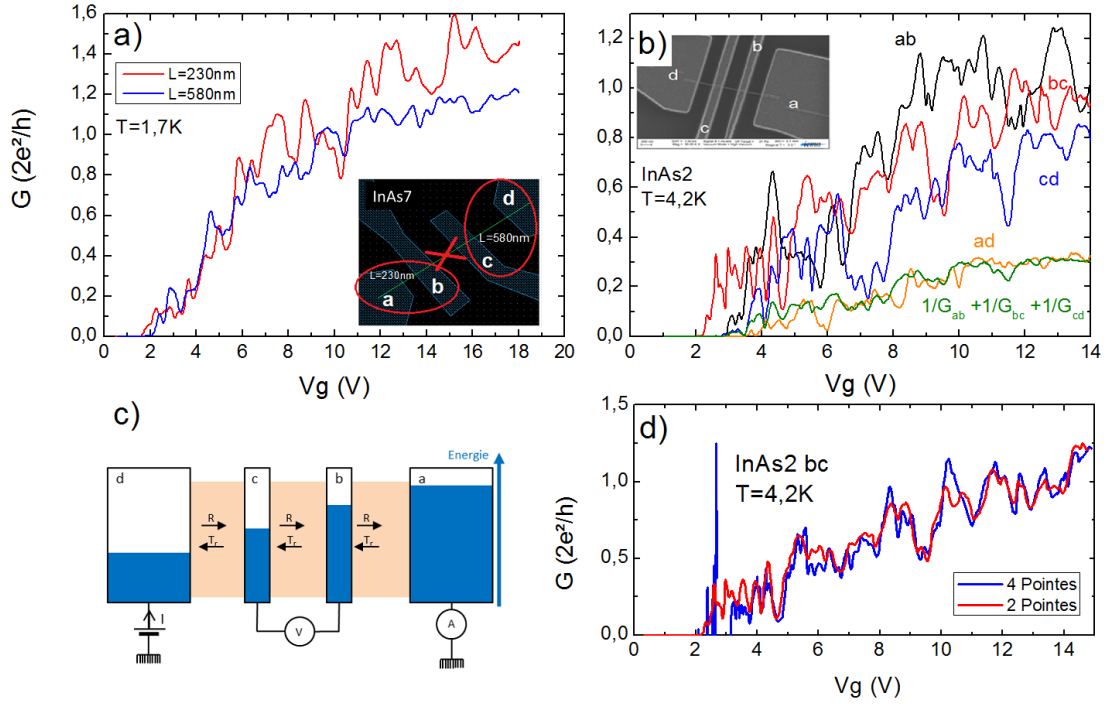


FIGURE 3.19 – a) Fonction de transfert des deux sections ab et cd de l'échantillon InAs7 (dessins des contacts en bas à droite, diamètre = 43 nm, ab = 230 nm, cd = 580 nm). b) Fonction de transfert de l'échantillon InAs2 (Image MEB en haut à gauche, diamètre = 30 nm ab = 300 nm, bc = 300 nm cd = 280 nm) et les deux contacts extérieurs ad. c) Schéma des 4 contacts et du canal avec leur potentiel dans le cas d'une mesure "4 points". d) Conductance "4 points" et "2 points" de l'échantillon InAs2 entre les contacts du milieu (bc).

sections de longueurs équivalentes. La conductance « 2 points » de chaque section est mesurée ainsi que celle entre les contacts a et d. Ces derniers définissent un canal composé des trois sections et traversé par les contacts b et c. La conductance entre a et d est considérablement plus faible que la conductance des trois sections. Elle reproduit la conductance classique de trois conducteurs en série : $1/G_{ad} = 1/G_{ab} + 1/G_{bc} + 1/G_{cd}$ [figure 3.19 (b)]. Cela signifie que les contacts sont fortement invasifs [82].

Les contacts constituent des réservoirs de charges agissant comme des centres de diffusion [figure 3.19 (c)]. Si les contacts sont invasifs, les porteurs ont une certaine probabilité d'entrer dans les contacts plutôt que d'être transmis dans la section suivante [82, 83, 84]. Dans le cas de contacts totalement invasifs, aucun porteur n'est transmis directement d'une section à l'autre sans entrer dans les contacts. Dans ces conditions les mesures "4 points" et "2 points" de la section du milieu donne la même conductance [82]. La conductance "4 points" est mesurée en appliquant une tension constante sur les électrodes d'injection a et d et en mesurant le courant I_{ad} . La tension V_{bc} est mesurée entre les deux contacts de mesure b et c. En divisant le courant d'injection par la tension mesurée, on obtient la conductance $G = I_{ad}/V_{bc}$. La mesure "4 points" révélant une caractéristique de transfert presque identique à la mesure "2 points" [figure 3.19 (d)]. Les contacts sont donc fortement invasifs et

séparent le canal en plusieurs conducteurs distincts.

6 Conclusion

Des mesures de transports électroniques ont été effectuées sur des nanofils individuels d'InAs et d'InSb à basse température (2 K - 200 K). Un régime de transport quasi-balistique avec quantification de la conductance est mis en évidence. L'analyse des spectroscopies de biais a permis d'obtenir l'énergie séparant les sous-bandes électroniques. Les simulations de structure de bande montrent un bon accord avec les fonctions de transfert expérimentales. Elles ont permis l'estimation des coefficients de transmission, le couplage capacitif, la mobilité de champ et le libre parcours moyen. Pour des températures et des tensions de biais suffisamment basses, des interférences quantiques ont été observées. Une longueur de cohérence de l'ordre de 150 nm à 4,2 K est déduite de l'analyse des UCFs. L'observation du régime de Fabry-Pérot suggère que les contacts sont partiellement réfléchissants et des mesures « 4 pointes » ont démontré qu'ils sont fortement invasifs.

Chapitre 4

Magnéto-transport en configuration perpendiculaire

Bien que le champ magnétique soit un paramètre essentiel dans l'étude des propriétés électroniques comme en atteste le nombre de travaux dévolus à l'Effet Hall Quantique dans les systèmes 2D, peu de travaux se sont intéressés à l'effet du champ magnétique intense sur le transport électronique dans le cas d'un conducteur 1D. Afin de sonder plus avant les propriétés électroniques des nanofils d'InAs et d'InSb, la conductance de ces systèmes est mesurée sous champ magnétique intense orienté perpendiculairement à l'axe du nanofil. La plupart des études sont réalisées dans une gamme de températures choisie pour que le régime de transport soit quasi-balistique tout en s'affranchissant des effets de cohérence. Les analyses des fonctions de transfert réalisées au chapitre 3 donnent le nombre de sous-bandes électriques occupées en fonction de la tension de grille appliquée. Les expériences sous fort champ magnétique bénéficient de la réduction magnétique de la rétrodiffusion induite par la formation des états de bord. La structure de bande est révélée par la quantification de la conductance. Les caractéristiques générales du magnéto-transport sont présentées dans la section 1. L'évolution de la structure de bande des nanofils d'InAs et d'InSb sous champ magnétique perpendiculaire est calculée par Y. M. Niquet et I. Duchein et comparée aux résultats expérimentaux dans la section 2.

1 Caractéristiques générales de la magnéto-conductance

Les mesures de conductance en fonction du champ magnétique révèlent le dépeuplement des états électroniques, la réduction de la rétrodiffusion, et la transition vers un régime d'effet Hall quantique 2D à fort champ.

1.1 Dépeuplement magnétique

L'échantillon InAs1 est mesuré pour des valeurs de tension de grille dans la gamme 0 V - 15 V [figure 4.1]. L'ensemble complet des données est présenté en annexe E 3. La magnéto-conductance négative ponctuée de plateaux est le signe de la diminution du nombre de sous-bandes électroniques occupées [85, 86, 33]. D'après le formalisme de Landauer-Büttiker, en régime quasi-balistique, la perte d'un mode de conduction conduit à une diminution de conductance de $g_s g_v (e^2/h) Tr$. La ca-

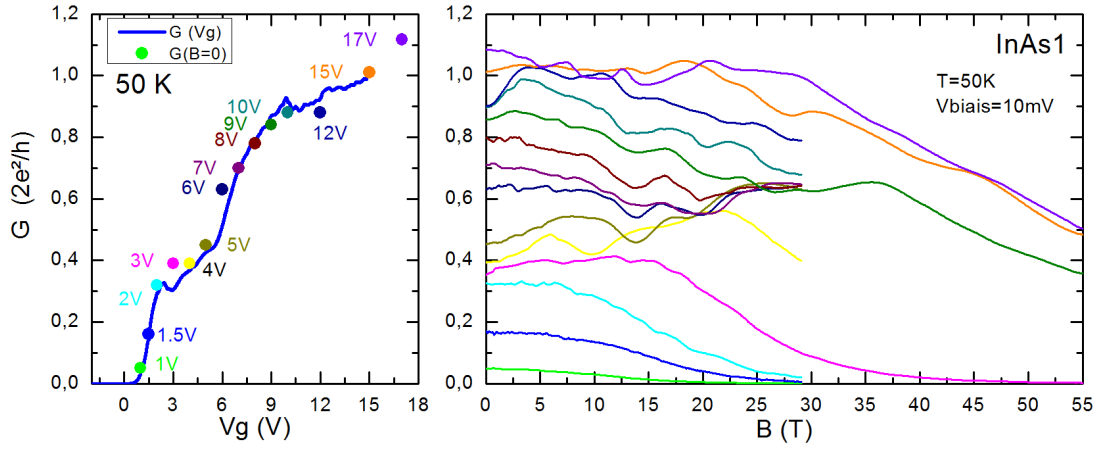


FIGURE 4.1 – Gauche : fonction de transfert du nanofil InAs1 à 50 K. Les points colorés représentent la conductance à champ nul des courbes de magnéto-conductance de la figure de droite. Les tensions de grille utilisées sont notées à côté de chaque point. Droite : conductance en fonction du champ magnétique.

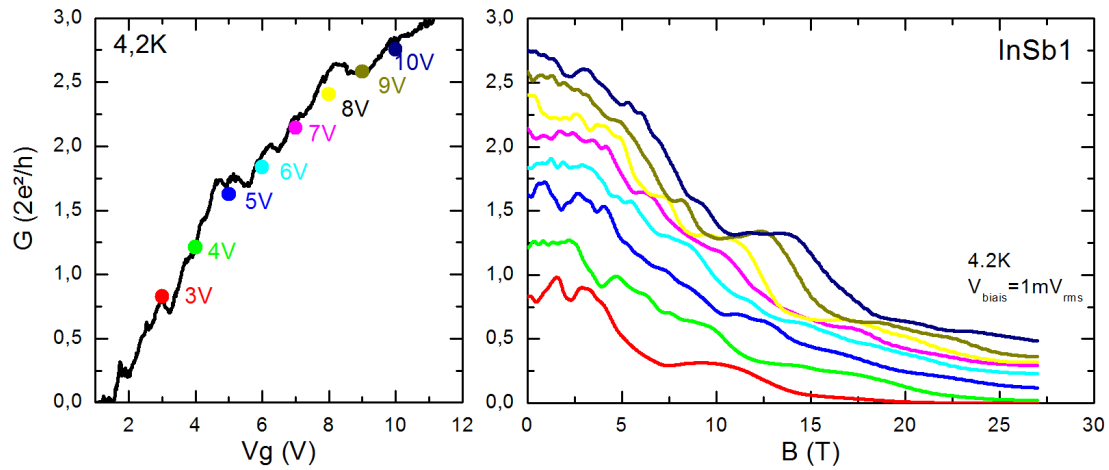


FIGURE 4.2 – Gauche : fonction de transfert du nanofil InSb1 déjà étudiée chapitre 3. Les points colorés représentent la conductance à champ nul des courbes de magnéto-conductance de la figure de droite. Les tensions de grille utilisées sont notées à côté de chaque point. Droite : Conductance en fonction du champ magnétique. Chaque courbe est mesurée pour une tension de grille différente de 3 V à 10 V.

ractéristique de transfert à 0 T montre 2 plateaux correspondant aux 2 premières sous-bandes.

- Dans la première sous-bande pour $V_g = [0 \text{ V} - 3 \text{ V}]$, les courbes de magnéto-conductance varient faiblement à bas champ, puis chutent. Plus la tension de grille est importante, plus le champ magnétique à partir duquel débute la chute est élevé car le niveau de Fermi est plus haut dans la sous-bande.
- Dans le plateau qui correspond au peuplement de la première sous-bande $V_g = [3 \text{ V} - 5 \text{ V}]$, la partie constante des courbes est remplacée par une conductance qui augmente avec le champ magnétique et est ponctuée d'inflexions.

Cette augmentation s'explique par la réduction de la rétrodiffusion. Cette partie est traitée dans la section 1.2.

- Dans la deuxième sous-bande, à partir de $V_g > 5$ V, la chute de la magnéto-conductance est ponctuée de plusieurs inflexions correspondant au dépeuplement successif de chacune des sous-bandes.

La magnéto-conductance mesurée sur l'échantillon d'InSb [figure 4.2] montre aussi une chute de conductance en fonction du champ magnétique, ponctuée d'inflexions comme pour les nanofils d'InAs, et de plateaux. De 0 T à 5 T, les courbes montrent des fluctuations apériodiques des conductances attribuées aux UCFs. Au-delà de 5 T, la chute de conductance est accompagnée de plateaux très nets dus au dépeuplement successif des sous-bandes. De même que précédemment, plus la tension de grille est élevée, plus le nombre d'inflexions et de plateaux sont importants.

1.2 Réduction de la rétrodiffusion

L'application d'un champ magnétique intense induit la formation des états de bords, ce qui réduit la rétrodiffusion (voir section 3.1 chapitre 1). Ce phénomène se traduit expérimentalement par l'augmentation de la transmission sous champ magnétique. Il permet d'atteindre le régime balistique et d'estimer la transmission des contacts.

Augmentation de la transmission pour les nanofils d'InAs

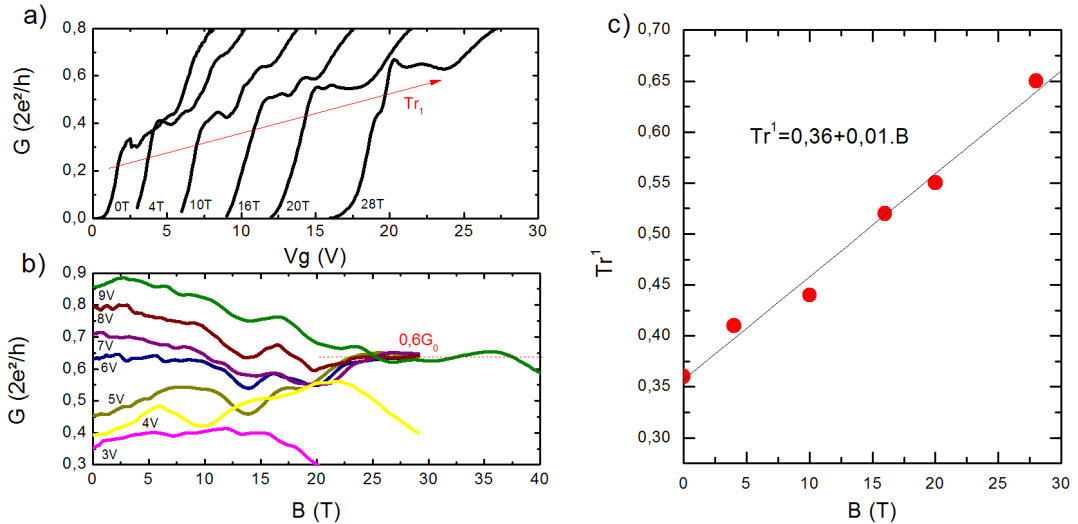


FIGURE 4.3 – Evolution de la transmission du 1^{er} plateau de conductance avec le champ magnétique. a) Fonction de transfert mesurée à $B = 0$ T et interpolée pour différents champs magnétiques $B > 0$ T. Les courbes sont décalées en V_g pour plus de clarté. L'ensemble complet des données est présenté en annexe E 3. b) Magnéto-conductance de l'échantillon InAs1 de $V_g = 3$ V à $V_g = 9$ V. c) Transmission du premier plateau de conductance en fonction du champ magnétique.

Les fonctions de transfert de l'échantillon InAs1 à différents champs magnétiques de 0 T à 28 T sont tracées sur la figure 4.3 (a) à partir des courbes de magnéto-conductance expérimentales [figure 4.1]. L'augmentation de la transmission du premier plateau est clairement visible et semble linéaire de 0 T à 25 T [figure 4.3 (c)]. Cet effet explique aussi la croissance de la magnéto-conductance pour $V_g = [3 \text{ V} - 5 \text{ V}]$ figure 4.1. Les courbes de magnéto-conductance pour V_g compris entre 5 V et 9 V convergent à fort champ vers la valeur $0,6 G_0$, avant une nouvelle chute de conductance [figure 4.3 (b)]. La transmission de la première sous-bande évolue de 0,36 à 0 T jusqu'à 0,6 au-dessus de 25 T.

Augmentation de la transmission pour les nanofils d'InSb

Dans le cas de l'échantillon InSb1, un coefficient de transmission par bande entre 0,4 et 0,1 est estimé en l'absence de champ magnétique (section 3 chapitre 3). Le champ magnétique intense révèle 4 plateaux de conductance très nets. Pour ces valeurs de champ magnétique, et considérant le fort facteur de Landé g^* rapporté pour les nanofils d'InSb, on peut supposer que ces plateaux de conductance sont issus de sous-bandes magnéto-électriques non dégénérées en spin, donnant en théorie une conductance en régime balistique de $0,5 G_0$ par bande.

Une variation de conductance mesurée de $0,3 G_0$ entre chaque plateau donne un coefficient de transmission par bande de l'ordre de 0,6, plus élevé qu'à champ magnétique nul. Il y a une exception cependant entre les plateaux à $0,6 G_0$ et $1,2 G_0$ où l'écart est deux fois plus grand. Un plateau à $0,9 G_0$ semble donc manquer. Ceci est expliqué dans la section 2.5, par l'occupation simultanée de deux bandes très proches en énergie.

Régime balistique et résistance de contact pour les nanofils d'InSb

Dans des systèmes similaires, différents auteurs retranchent une résistance de contact en série d'environ $2\text{-}3 k\Omega$ afin d'obtenir des plateaux de conductance alignés avec des multiples entiers du quantum de conductance [56, 87, 52]. Ces études se fondent sur 1, voire 2 plateaux de conductance et pour des champs magnétiques inférieurs à 10 T.

La résistance de contact est ici modélisée par une transmission inférieure à l'unité : $Tr^{contact} = 0,65$. Il n'est pas possible de trouver une valeur de résistance en série qui permette, une fois retranchée, d'aligner tous les plateaux de la figure 4.4 avec des valeurs proches de multiples entiers de e^2/h . En effet, soustraire une résistance de $17 k\Omega$ permettrait d'aligner le premier plateau à la valeur de $0,5 G_0$; mais cette résistance de contact est supérieure aux résistances atteintes par le dispositif à forte tension de grille ($< 5 k\Omega$). En revanche, la prise en compte d'un coefficient de transmission au contact de 0,65 permet de fixer les plateaux aux valeurs théoriques : $0,5 G_0$, $1 G_0$, $2 G_0$ et $2,5 G_0$.

A l'interface entre les contacts et le nanofil, des défauts, ou la présence d'oxydes, peuvent augmenter la rétrodiffusion. Le coefficient de transmission des contacts représente alors la probabilité qu'un porteur soit transmis sans rétrodiffusion. La transmission totale Tr^{total} correspond à la transmission en série des contacts $Tr^{contact}$ et du canal Tr^{canal} ; on obtient :

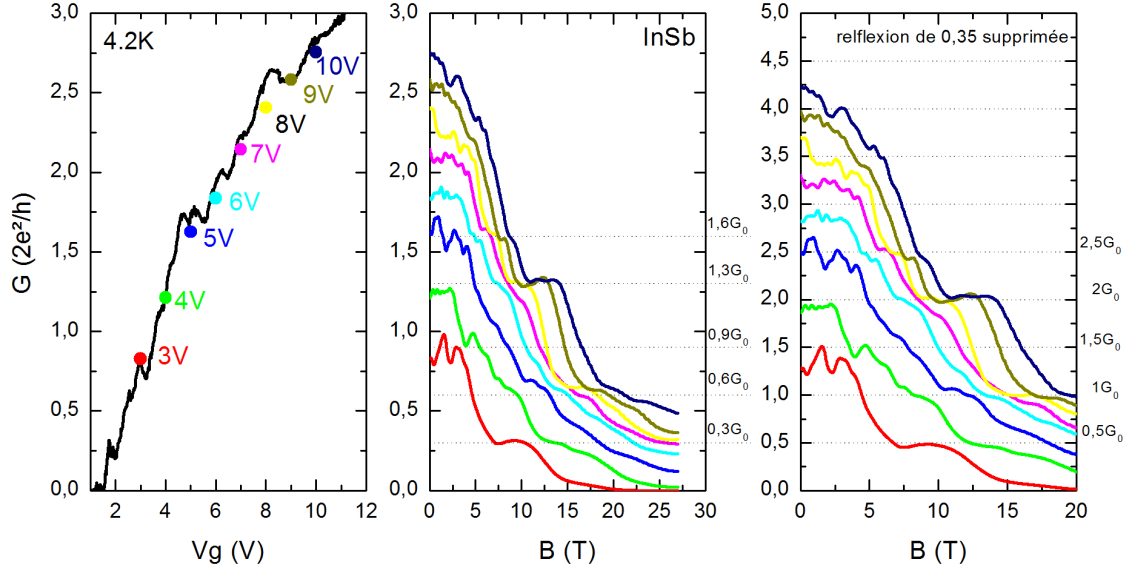


FIGURE 4.4 – Gauche : fonction de transfert du dispositif d’InSb1 à 4,2 K. Les points colorés représentent la conductance à champ nul des courbes de magnéto-conductance de la figure du milieu. Milieu : Conductance en fonction du champ magnétique mesurée à 4,2 K pour différentes valeurs de V_g . Droite : mêmes courbes que la figure du milieu après avoir supprimé un coefficient de réflexion de 0,35.

$$T_r^{total} = T_r^{contact} \cdot T_r^{canal} \quad (4.1)$$

Les coefficients de transmission à champ magnétique nul T_r des différentes sous-bandes des échantillons d’InSb mesurés à 4,2 K sont estimés au chapitre 3 entre 0,4 et 0,1. En supposant que la transmission aux contacts ne dépend pas du champ magnétique, on peut estimer la transmission du canal (T_r^{canal}) à champ nul entre 0,6 et 0,15. A partir de la relation 1.32 du chapitre 1 ($T_r^{canal} = l/(l + L)$), le libre parcours moyen l est estimé à environ 250 nm à champ nul, ce qui est considérablement supérieur à la valeur de 150 nm obtenue sans prendre en compte la réflexion aux contacts. Ce résultat illustre la bonne qualité intrinsèque des nanofils et suggère que les efforts de fabrication doivent être portés sur les contacts.

1.3 Transition 1D/2D

Sous fort champ magnétique perpendiculaire, lorsque la longueur magnétique devient inférieure au diamètre du nanofil, le confinement magnétique surpasse le confinement électronique. Le système évolue vers le régime d’Effet Hall Quantique et les états électroniques forment des niveaux de Landau (section 3.1 chapitre 1). La magnéto-conductance de l’échantillon InSb1 est mesurée de 0 T à 55 T à une tension de grille de $V_g = 8$ V et représentée en fonction de $1/B$ figure 4.5. Le facteur de remplissage pour des états non dégénérés en spin est calculé selon : $\nu_L(B) = G(B)/\frac{1}{2}G_0$ après avoir soustrait de la conductance la réflexion aux contacts

Dans la première partie de la courbe (à fort champ) [figure 4.5], le nombre de sous-bandes occupées varie linéairement avec $1/B$. Dans le régime d’Effet Hall Quantique,

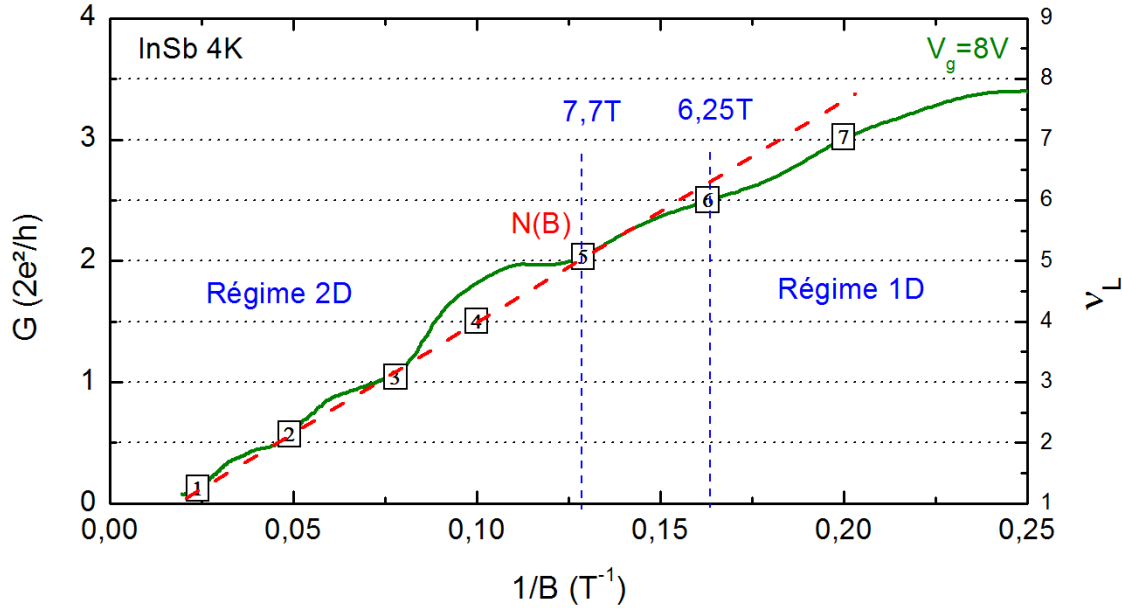


FIGURE 4.5 – Magnéto-conductance de l'échantillon InSb1 en fonction de $1/B$ mesuré de 0 T à 55 T à $T = 4$ K et $V_g = 8$ V. Un coefficient de réflexion aux contacts de 0,35 a été pris en compte. Les valeurs dans les carrés noirs correspondent aux nombres de sous-bandes occupées. La droite en pointillés rouges est l'interpolation linéaire des 5 premiers points.

le facteur de remplissage ν_L en fonction du champ magnétique B est donné par la relation 1.50. Une concentration électronique 2D de $N_e^{2D} = 6,5 \cdot 10^{15} m^{-2}$ est estimée en divisant le nombre d'électrons $C_g L V_g / e$ par la surface décrite par le fil $L \cdot d$ (en considérant $C_g = 13$ pF/m estimé dans la section 3 chapitre 3). Expérimentalement $\nu_L(B) \approx 40(1/B) = (N_e^{2D} h / e)(1/B)$. Un accord exact est obtenu en choisissant un diamètre $d = 66$ nm inférieur au diamètre (diamètre réel du nanofil : 100 nm). Le canal ayant dans ce cas une géométrie cylindrique, il n'est pas surprenant que la dimension latérale effective soit légèrement inférieure au diamètre du nanofil.

En dessous de 7 T la variation de $\nu_L(1/B)$ s'écarte notablement du régime linéaire en $1/B$. Cette déviation montre la transition entre le régime 1D et 2D. En dessous de 7 T le gaz électronique n'est plus dans le régime d'Effet Hall Quantique et la structure de bande est formée des sous-bandes magnéto-électriques.

1.4 Chute de conductance sous fort champ magnétique

Dans les expériences de magnéto-transport, la conductance est mesurée en fonction du champ magnétique sous tension de grille fixe et en maintenant la concentration électronique constante. Le dépeuplement des sous-bandes se conclut donc avec le niveau de Fermi ancré en bas de la première sous-bande. Par conséquent il devrait toujours subsister un mode de conduction occupé, et le système devrait présenter une conductance de $Tr \cdot e^2 / h$. Pour des champs magnétiques suffisamment forts, la magnéto-conductance chute jusqu'à atteindre des valeurs proches de la limite des capacités de mesure. Cette chute de conductance peut s'expliquer par deux effets : l'occupation de niveaux non dispersifs et la diminution du nombre de porteurs.

Occupation de niveaux non dispersifs

Sous fort champ magnétique perpendiculaire, la courbure de bande s'aplatit au voisinage de $k = 0$ (section 3.1 chapitre 1) et la densité d'états en bas de bande augmente. Les porteurs sont alors répartis sur des bandes peu dispersives qui conduisent peu le courant [figure 4.6 (a)]. A partir d'un champ magnétique suffisamment fort, la fenêtre d'énergie occupée par les porteurs devient inférieure à l'énergie de biais ; le système est dans la situation décrite sur la figure 4.6 (a). Le formalisme de Landauer-Büttiker n'est plus applicable et la conductance diminue.

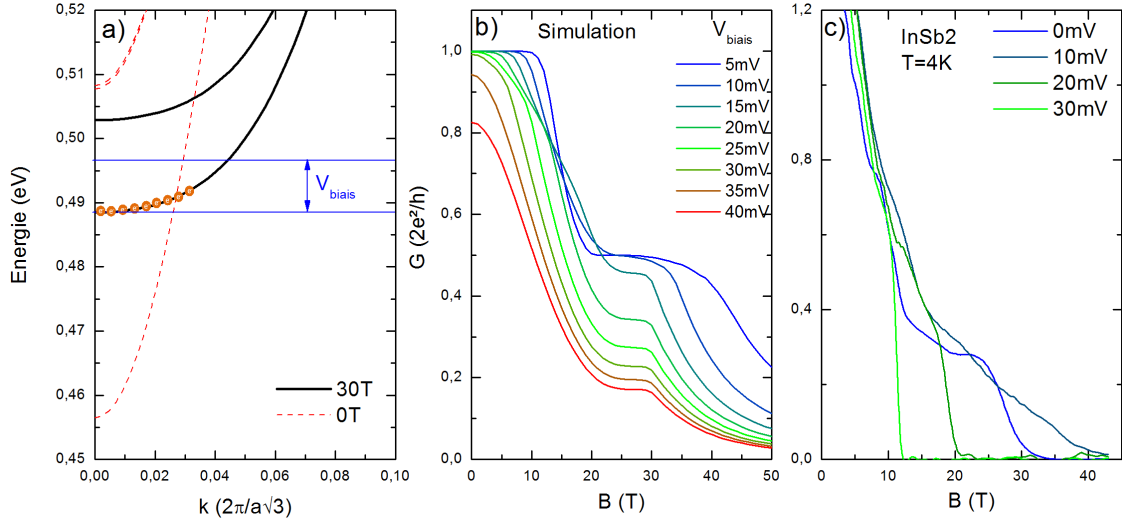


FIGURE 4.6 – a) Illustration de l’occupation des états par les porteurs dans la structure de bande d’un nanofil d’InAs de 27 nm de diamètre sous champ magnétique simulée par Y. M. Niquet et I. Duchemin. b) Calcul de magnéto-conductance en régime balistique d’un nanofil d’InAs de 27 nm de diamètre pour une faible concentration de porteurs et différentes tensions de biais entre 2 mV et 40 mV. c) Magnéto-conductance de l’échantillon InSb2 mesurée à $T = 4,2$ K avec plusieurs tensions de biais de 0 à 30 mV.

La magnéto-conductance est calculée avec l’algorithme décrit dans la section 4.2 chapitre 2 (ces calculs sont présentés dans la section 2.3, chapitre 2). La conductance chute à des valeurs inférieures à $\frac{1}{2}G_0$. La chute est plus rapide pour de fortes tensions de biais [figure 4.6 (b)]. Cet effet est mis en évidence expérimentalement en mesurant la magnéto-conductance de l’échantillon InSb2 à différentes tensions de biais [figure 4.6 (c)].

Déplétion du nanofil

Le champ magnétique intense induit une augmentation de l’énergie des sous-bandes sous l’effet du diamagnétisme [figure 4.6 (a)]. La densité d’états au voisinage du niveau de Fermi devient très faible. Une capacité supplémentaire appelée capacité quantique, C_{DOS} , s’ajoute en série à la capacité du système.

La capacité quantique est proportionnelle à la densité d’états au niveau de Fermi $C_{DOS} = e^2 \cdot \rho(E_F)$ [90]. Elle diminue le couplage capacitif total du système C_{tot} lorsqu’elle est du même ordre ou inférieure à la capacité géométrique C_{geo} [50, 88,

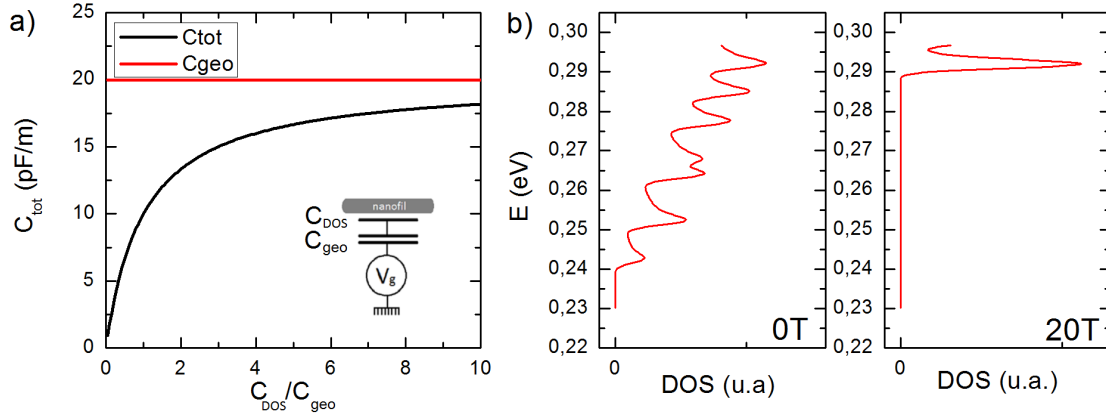


FIGURE 4.7 – a) Graphique représentant en noir la capacité totale C_{tot} du système en fonction de la capacité quantique C_{DOS} , en considérant une capacité géométrique C_{geo} de 20 pF/m en rouge. Dessin à droite : schéma de la capacité quantique et géométrique du dispositif [50, 88, 89]. b) Calculs de densité d'états dans un nanofil d'InSb à 0 T et 20 T pour $E < 0,3$ eV.

89] [figure 4.7]. Par conséquent, sous fort champ magnétique, la capacité totale du système diminue et la concentration électronique chute, conduisant à la déplétion du nanofil.

2 Evolution de la structure de bande

Les calculs de l'évolution de la structure de bande en fonction du champ magnétique sont réalisés par Y. M. Niquet et I. Duchemin. Les résultats sont comparés aux mesures expérimentales à travers le calcul de la conductance théorique et du niveau de Fermi.

2.1 Simulation de structure de bande

Les simulations de structures de bande de nanofils d'InAs et d'InSb sont représentées sur la figure 4.8. Les diamètres des dispositifs considérés sont 27 nm pour InAs et 100 nm pour InSb. Sous l'effet du champ magnétique perpendiculaire, les dégénérescences de spin et orbitales sont levées, et la séparation entre les niveaux augmente avec l'intensité du champ magnétique. Les bandes s'aplatissent dans la région proche de $k = 0$ jusqu'à présenter une dispersion nulle caractéristique des niveaux de Landau. Enfin l'énergie des bandes augmente sous l'effet du diamagnétisme.

Les simulations ne prennent pas en compte le champ électrique lié à la polarisation de la grille. Le champ électrique introduit une différence de potentiel le long du diamètre. Pour un nanofil de 100 nm de diamètre, la différence de potentiel entre le haut et le bas du nanofil peut devenir importante et modifier les états électroniques dans le nanofil. Des simulations de structure de bande auto-cohérentes prenant en compte le champ électrique et les interactions entre électrons sont présentées en annexe E 1. Elles montrent que les simulations à champ électrique nul constituent de

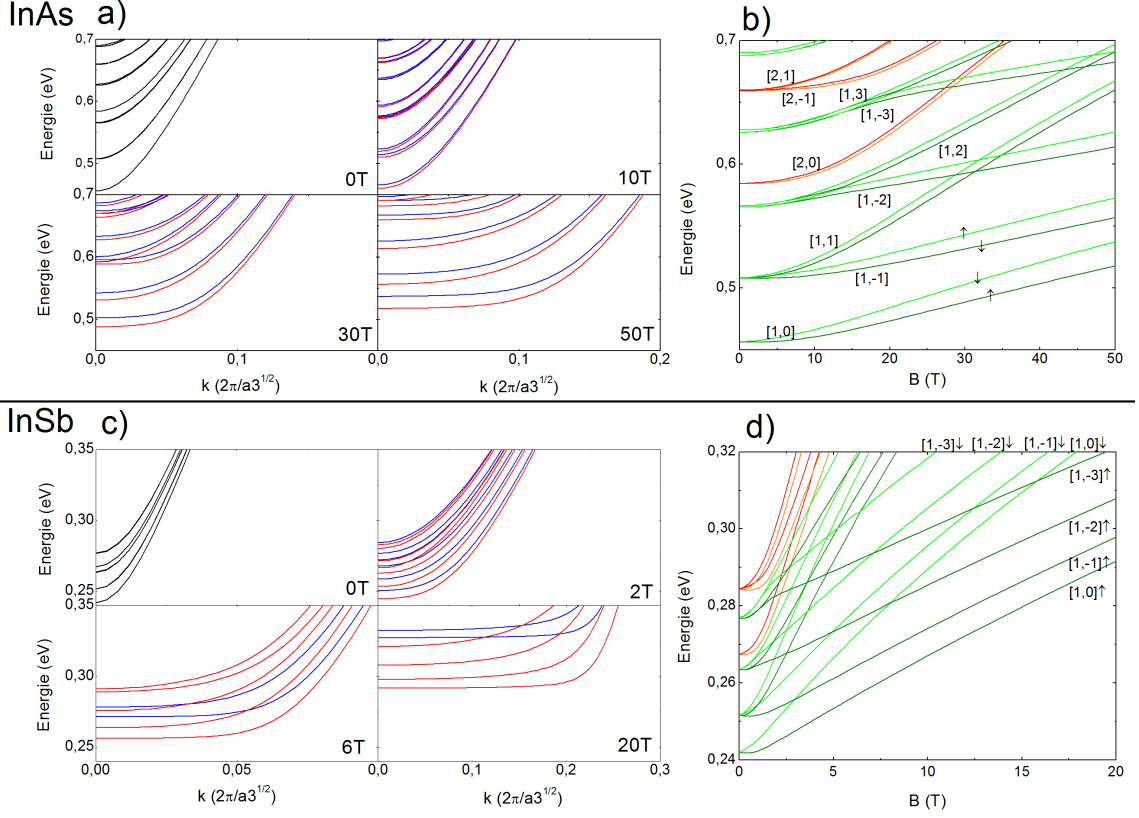


FIGURE 4.8 – Simulations de structures de bande de nanofils d’InAs de 27 nm de diamètre et d’InSb de 100 nm de diamètre sous champ magnétique perpendiculaire. Les figures (a) et (c) représentent les structures de bande à différents champs magnétiques. Les figures (b) et (d) représentent le bas des sous-bandes en fonction du champ magnétique. Les couleurs représentent les nombres radiaux et les niveaux de spin : vert-foncé $n = 1$ spin $\uparrow$, vert-clair $n = 1$ spin $\downarrow$, orange $n = 2$ spin $\uparrow$, rouge $n = 2$ spin $\downarrow$. Les nombres radiaux (n) et orbitaux (l) des sous-bandes sont notés entre crochets : $[n,l]$.

bonnes approximations pour interpréter les résultats expérimentaux.

2.2 Calcul de l’évolution du niveau de Fermi

Dans le modèle développé au chapitre 3, nous considérons que l’occupation des états électroniques par les porteurs est fixée par la tension de grille $N = C_g LV_g / e$. Les mesures de magnéto-conductance dans la section 1.1 sont réalisées en balayant le champ magnétique à tension de grille constante. Le niveau de Fermi doit varier avec le champ magnétique en fonction de l’évolution de la structure de bande.

L’évolution du niveau de Fermi est calculée selon la méthode présentée dans la section 4.1 chapitre 2, à partir des simulations de structures de bande sous champ magnétique. Le calcul est reporté sur la figure 4.9 (gauche) dans le cas d’un nanofil d’InSb de 100 nm de diamètre. L’augmentation du champ magnétique provoque des croisements du niveau de Fermi avec le bas de sous-bandes magnéto-électriques. Chaque croisement d’une sous-bande avec le niveau de Fermi provoque son dépeuplement et par conséquent le système perd un canal de conduction. A fort champ

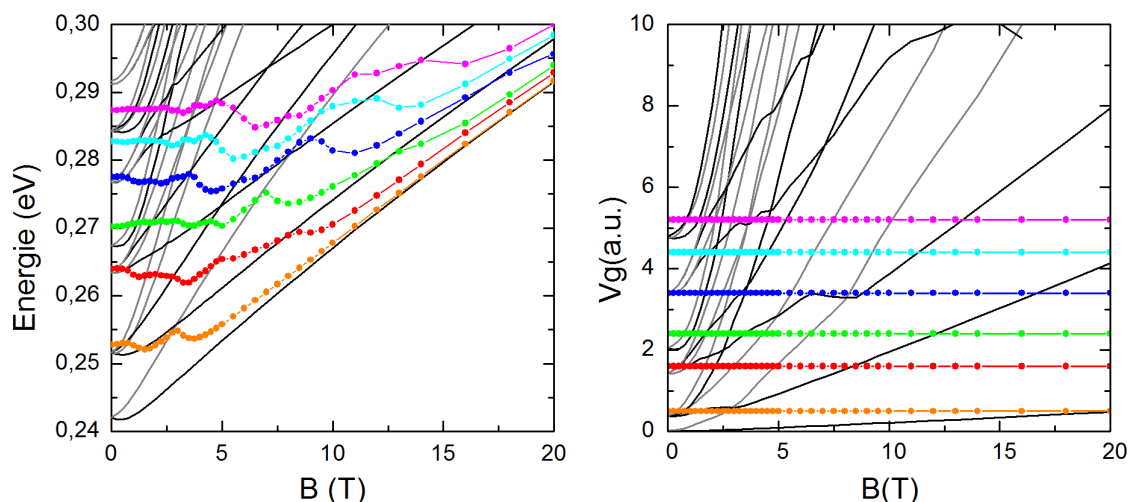


FIGURE 4.9 – Gauche : simulation de l'évolution de sous-bandes sous champ magnétique perpendiculaire de nanofils d'InSb de 100 nm de diamètre (en noir et gris, les deux couleurs correspondent au niveau de spin) superposée au calcul du niveau de Fermi (points de couleur) pour différentes concentrations de porteurs. Droite : coordonnées (V_g, B) en gris et noir où le niveau de Fermi est aligné avec le bas des sous-bandes de la figure de gauche. Les points de couleur sur les lignes horizontales correspondent aux simulations du niveau du Fermi de la figure de gauche.

magnétique, le niveau de Fermi est ancré au bas de la première sous-bande magnéto-électrique.

Un autre moyen de visualiser l'occupation des états électroniques consiste à réaliser une cartographie où chaque point, de coordonnée (V_g, B) , correspond à l'alignement du niveau de Fermi avec le minimum d'une sous-bande. Ces coordonnées (V_g, B) sont déterminées grâce à l'algorithme présenté dans la section 4.2 chapitre 2. Les résultats dans le cas d'un nanofil d'InSb de 100 nm de diamètre sont représentés sur la figure 4.9 (droite). Ces figures donnent une représentation de la structure de bande dans l'espace V_g, B . Les valeurs de tension de grille en ordonnée dépendent de la valeur du couplage capacitif considéré.

Un balayage de la figure le long de l'axe vertical correspond à une variation de la tension de grille. Un balayage le long de l'axe horizontal correspond à une variation du champ magnétique à tension de grille constante comme sont réalisées la plupart des expériences de ce chapitre. La première sous-bande n'est pas strictement à 0 V car certains porteurs occupent des états conducteurs par élargissement thermique avant que le niveau de Fermi ne soit dans la première sous-bande. Ces calculs ont été effectués pour une température de 4 K.

2.3 Simulation de la magnéto-conductance

La conductance en fonction du champ magnétique est calculée avec le formalisme de Landauer-Büttiker. Afin de tenir compte de l'évolution complexe de la structure de bande, de la tension de polarisation, et de la température, la conductance est calculée en sommant les contributions de chaque état électronique pondéré par sa probabilité d'occupation avec l'algorithme décrit dans la section 4.2 chapitre 2.

Conductance en fonction du champ magnétique

La magnéto-conductance $G(B)$ en régime balistique simulée pour un nanofil d'InSb est représentée figure 4.10 (a) pour différentes concentrations électroniques. La magnéto-conductance décroît par plateaux ayant pour valeurs des multiples entiers du demi-quantum de conductance $\frac{1}{2}G_0$. Chaque chute de conductance entre deux plateaux coïncide avec le croisement du niveau de Fermi avec une sous-bande et correspond à la perte d'un canal de conduction [figure 4.10 (b)].

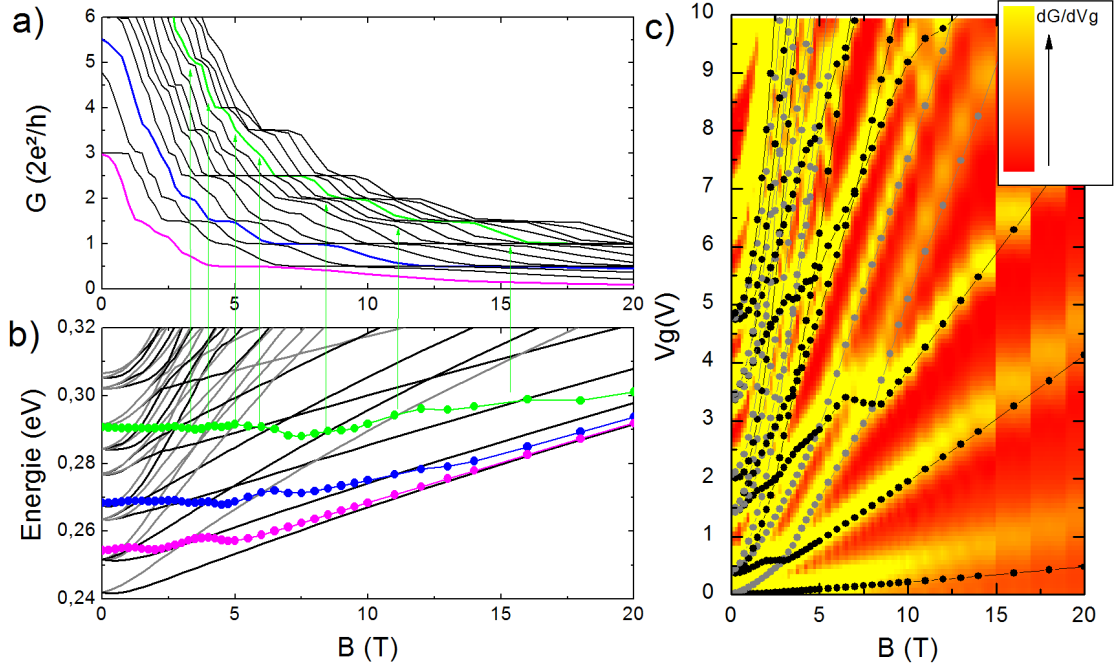


FIGURE 4.10 – Simulation de la magnéto conductance (a) et de l'évolution du niveau de Fermi associée (b) dans la structure de bande d'un nanofil d'InSb ($d = 100$ nm). Les couleurs sont associées à différentes concentration électroniques. Les flèches verticales partent des croisements entre les niveaux de Fermi et les bas de bandes ; elles pointent vers la courbe de conductance. c) Représentation en couleur de la transconductance $\partial G / \partial V_g$. Les points en gris et noir représentent les coordonnées (V_g, B) où le niveau de Fermi dans la structure de bande est aligné avec le bas d'une sous-bande. Les couleurs gris et noir représentent les deux valeurs de spin.

A faible champ magnétique, les courbes de magnéto-conductance ne forment des plateaux que pour certains multiples entiers de G_0 . Les sous-bandes ont une dégénérescence de spin et certaines d'entre elles une dégénérescence orbitale. Le niveau de Fermi croise les sous-bandes dégénérées, entraînant un saut de conductance de $\frac{1}{2}G_0$ multiplié par la dégénérescence. Avec l'augmentation du champ magnétique, les dégénérescences sont levées et les courbes de magnéto-conductance montrent des plateaux pour chaque multiple entier du quantum de conductance. Sur certaines courbes à forts champs, des sauts supérieurs à $\frac{1}{2}G_0$ sont visibles sans plateaux intermédiaires ; ils sont dus au croisement de plusieurs bandes. Des signatures de la structure de bande sont donc visibles sur les courbes de magnéto-conductance.

Transconductance en fonction du champ magnétique

La transconductance $\partial G/\partial V_g$ est représentée sur la figure 4.10 (c) en fonction du champ magnétique et de la tension de grille selon le même principe que les spectroscopies de biais dans la section 2 du chapitre 3. Les résultats sont superposés aux coordonnées (V_g, B) de la structure de bande. Un maximum de transconductance apparaît chaque fois que le niveau de Fermi croise le bas d'une sous-bande car le nombre de canaux de transport augmente. Cette représentation permet une vision indirecte de la structure de bande.

2.4 Structure de bande des nanofils d'InAs

Dans la section 2.3, les signatures de la structure de bande dans la magnéto-conductance ont été présentées à l'aide de simulations. Dans cette section, les mesures expérimentales de magnéto-conductance sont comparées aux simulations de structures de bande. Les mesures sur l'échantillon InAs1 [figure 4.1] sont directement confrontées aux structures de bande calculées pour les diamètres correspondants. Les mêmes résultats sont reproduits qualitativement avec des échantillons de dimensions différentes.

1^{ère} sous-bande

La première sous-bande a une dégénérescence de spin qui est levée avec le champ magnétique. Le niveau de Fermi est calculé en fonction du champ magnétique [figure 4.11 (gauche)] pour des valeurs de tension de grille utilisées pendant les mesures ($V_g = [0 \text{ V} - 5 \text{ V}]$) avec les paramètres extraits des ajustements à champ nul. La chute de conductance coïncide avec le croisement du niveau de Fermi avec le bas de la sous-bande de spin supérieure. Le niveau de Fermi entre dans la dernière sous-bande non-dégénérée en spin. L'élargissement thermique est trop important pour observer un plateau à $0,5 G_0$. La diminution de la conductance est expliquée par l'aplatissement des bandes et la diminution de la capacité quantique (section 1.4).

2^{ième} sous-bande

La 2^{ième} sous-bande est 4 fois dégénérée (dégénérescence de spin et dégénérescence de bande). Le champ magnétique lève toutes ces dégénérescences. L'évolution du niveau de Fermi est calculée et comparée aux courbes expérimentales pour des tensions de grille de 4 V à 9 V.

Pour les tensions de grille de 4 V à 6 V, la magnéto-conductance présente des modulations complexes entre 0 et 20 T [figure 4.11 (milieu)]. Le niveau de Fermi pour $V_g = 4 \text{ V}$, 5 V , et 6 V est en dessous de la 2^{ième} sous-bande. Celle-ci est partiellement occupée par des porteurs activés thermiquement. Il est difficile de faire précisément le lien entre les variations de conductance et l'évolution du niveau de Fermi dans la structure de bande car la fenêtre d'énergie ($\Delta V_{\text{biais}} = 10 \text{ meV}$, $4k_B T = 17 \text{ meV}$) est plus grande que la levée de dégénérescence de la 2^{ième} sous-bande pour ces champs magnétiques.

Les courbes de magnéto-conductance pour $V_g = 9 \text{ V}$ présentent plusieurs plateaux de conductance entre 0 T et 30 T [figure 4.11 (droite)]. Le niveau de Fermi croise les sous-bandes dans une gamme de champs magnétiques assez élevée pour que les

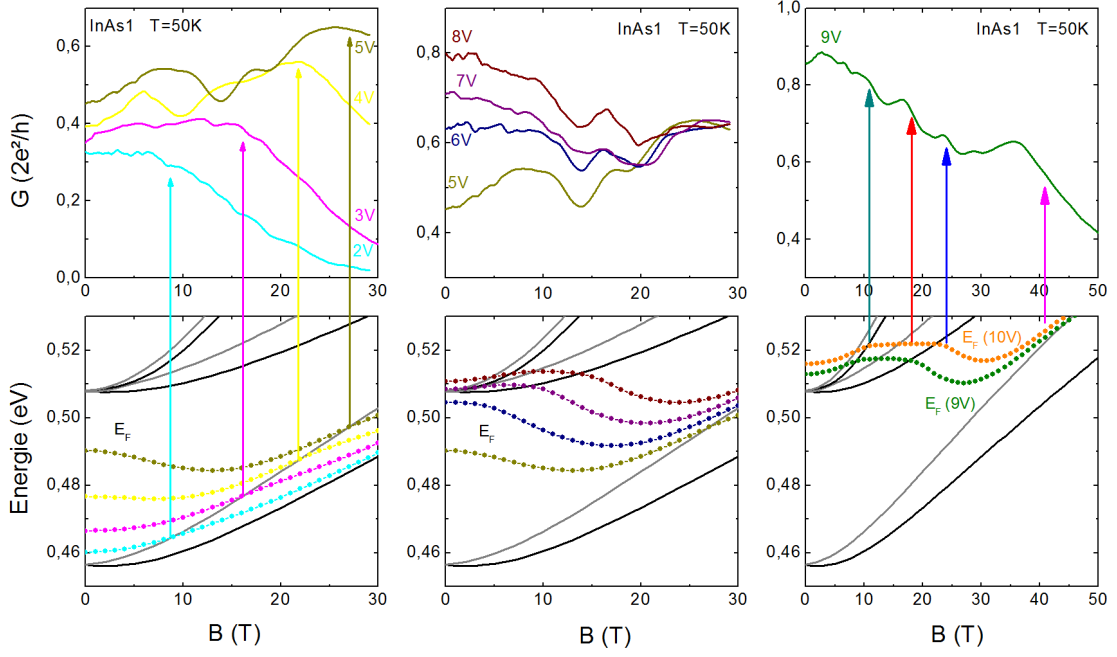


FIGURE 4.11 – Haut : conductance de l'échantillon InAs1 pour différentes tensions de grille en fonction du champ magnétique. Bas : Simulation du niveau de Fermi dans la structure de bande pour les tensions de grille correspondant aux mesures présentées dans les figures du haut. Les flèches verticales pointent les chutes de conductance (en haut) et les croisements du niveau de Fermi avec les sous-bandes (en bas). Le niveau de Fermi calculé pour $V_g = 10$ V (orange) est ajouté sur la figure en bas à droite car elle explique mieux la courbe expérimentale mesurée avec $V_g = 9$ V que le niveau de Fermi calculé pour la tension de grille correspondante (vert).

3 premières sous-bandes soient suffisamment séparées en énergie pour révéler des plateaux de conductance. D'après la simulation de la structure de bande, les deux bandes supérieures restent très proches. Trois plateaux de conductance sont bien visibles avant le plateau à $0,6 G_0$.

Les croisements calculés du niveau de Fermi avec les différentes sous-bandes ne coïncident pas exactement avec la chute de conductance entre les plateaux (courbes verte) [figure 4.11 (droite)]. Un meilleur accord est trouvé pour un niveau de Fermi correspondant à $V_g \approx 10$ V (courbe orange). La différence peut provenir d'une imprécision sur C_g ou des modifications de structure de bande induites par le champ électrique de la grille à fort V_g qui diminuent l'énergie des sous-bandes. Les effets du champ électrique sont étudiés dans le cas des nanofils d'InSb en annexe E 1. Toutefois, la présence de ces plateaux montre que la deuxième sous-bande est au moins 4 fois dégénérée et que sa dégénérescence est complètement levée par le champ magnétique.

Evolution des sous-bandes à fort champ

La conductance de l'échantillon InAs3 est mesurée à $T = 20$ K [figure 4.12 (a), (b)] en fonction de la tension de grille et du champ magnétique. Les plateaux de conductance sont peu visibles sur la fonction de transfert à 0 T car le diamètre

du nanofil (50 nm) et la longueur du canal ($2\mu\text{m}$) sont importants. Cependant, la spectroscopie de biais réalisée sur cet échantillon (figure 3.4 section 2 chapitre 3) révèle de nombreux plateaux de conductance entre $V_g = 0\text{ V}$ et $V_g = 10\text{ V}$ dont la transmission à 0 T est de l'ordre de 0,1.

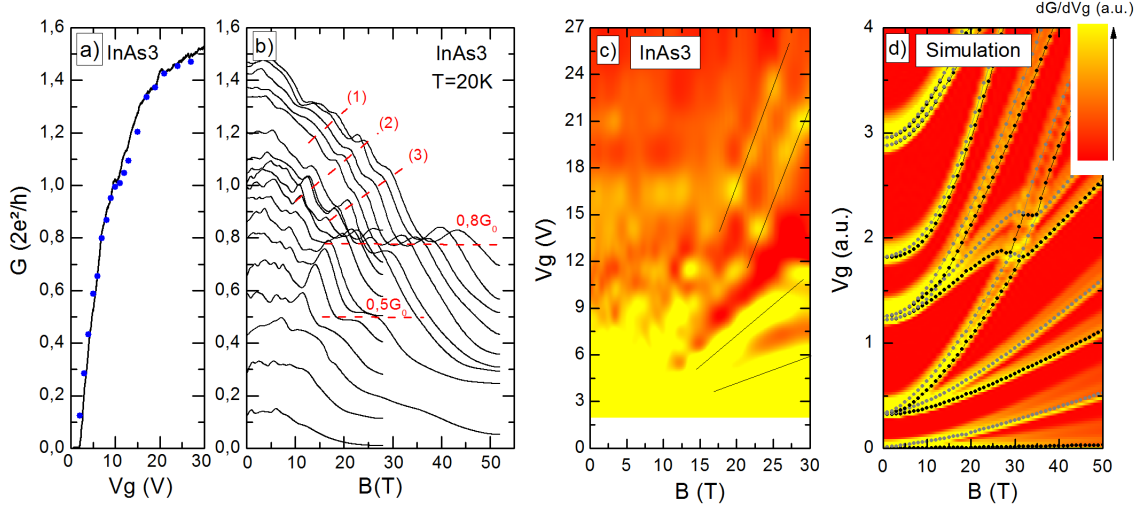


FIGURE 4.12 – a) Fonction de transfert à $B = 0\text{ T}$ et $T = 20\text{ K}$ de l'échantillon InAs3. Les points représentent la conductance à champ magnétique nul des courbes de la figure (b). b) Conductance en fonction du champ magnétique à différentes valeurs de tension de grille. Les lignes pointillées soulignent les plateaux de conductance et les inflexions de conductance. c) Transconductance $\partial G/\partial V_g$ dérivée des courbes de la figure (b). Les lignes noires servent de guide pour visualiser la position des maxima. d) Transconductance théorique d'un nanofil d'InAs de 27 nm de diamètre superposée aux coordonnées (V_g, B) de la structure de bande.

L'application du champ magnétique induit une chute de conductance ponctuée par plusieurs plateaux. Deux plateaux à $0,5 G_0$ et $0,8 G_0$ sont visibles à partir de 20 T. D'autres plateaux moins nets se distinguent au-dessus de $0,8 G_0$ [(1), (2), (3), figure 4.12]. La conductance des plateaux (1), (2) et (3) augmente d'une courbe à l'autre à mesure que la tension de grille augmente du fait de la réduction de la rétrodiffusion. Les plateaux à $0,5 G_0$ et $0,8 G_0$ en revanche restent constants pour les différentes valeurs de V_g .

La transconductance $\partial G/\partial V_g$ est dérivée des courbes de magnéto-conductance expérimentale. Plusieurs maxima de transconductance sont visibles au de delà de 15 T grâce à la réduction de la rétrodiffusion [figure 4.12 (c)]. Les maxima reproduisent qualitativement la transconductance simulée pour un nanofil d'InAs de 27 nm de diamètre [figure 4.12 (d)]. A fort champ magnétique, l'évolution des minima des premières sous-bandes en fonction du champ magnétique sont pratiquement parallèles (en négligeant la contribution de spin). Les maxima de transconductance se déplacent vers les fort V_g de façon quasiment linéaire à cause de l'augmentation de la densité d'états en bas de bande. La mesure de la transconductance permet ainsi d'observer l'évolution de la structure de bande sous champ magnétique.

2.5 Structure de bande des nanofils d'InSb

Les mesures de magnéto-transport sur l'échantillon InSb1 (100 nm de diamètre, 600 nm de longueur de canal) sont confrontées à la simulation de structure de bande du même dispositif. Des résultats expérimentaux similaires ont été obtenus sur l'échantillon InSb2 (100 nm de diamètres, 1 μ m de longueur de canal) ; ces résultats sont présentés en annexe E 4. Les simulations de la figure 4.13 reproduisent de façon plus satisfaisante les résultats expérimentaux que pour les nanofils d'InAs. Cela peut être dû à une meilleure transmission du canal. Les expériences ont aussi été réalisées à plus basse température. La transconductance $\partial G/\partial V_g$ en fonction du champ magnétique et de la tension de grille est comparée à la trace (V_g, B) de l'évolution de la structure de bande avec le champ magnétique [figure 4.13 (c)]. Quatre maxima se distinguent pour $B > 5$ T. Le seul paramètre à ajuster est alors le couplage capacitif C_g . Un bon accord est trouvé entre la structure de bande et les maxima de transconductance pour le même couplage capacitif de 13 pF/m utilisé dans la section (section 3 chapitre 3). Une tension seuil de 2 V est prise en compte.

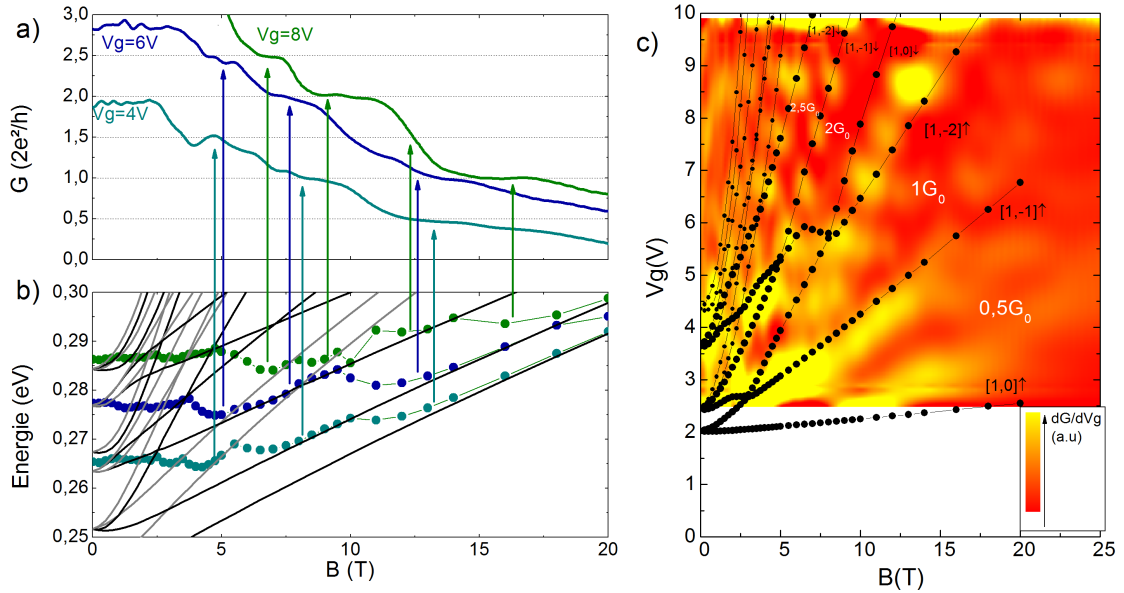


FIGURE 4.13 – a) Magnéto-conductance expérimentale de l'échantillon InSb1 pour trois tensions de grille : 4 V, 6 V et 8 V. b) Simulation du niveau de Fermi correspondant dans la structure de bande. La réflexion des contacts a été soustraite. c) Représentation en couleur de la transconductance $\partial G/\partial V_g$ expérimentale à 4,2 K de l'échantillon InSb1 en fonction du champ magnétique et de la tension de grille superposée à la représentation (V_g, B) de la structure de bande.

Le niveau de Fermi est calculé pour chaque courbe en considérant un couplage capacitif de 13 pF/m [figure 4.13 (b)]. Entre chaque plateau le niveau de Fermi croise un bas de bande. De plus, la conductance de chaque plateau correspond bien à e^2/h multiplié par le nombre de sous-bandes en dessous du niveau de Fermi (après avoir soustrait la réflexion aux contacts). Seulement trois courbes sont représentées sur la figure 4.13 (a), mais la comparaison est satisfaisante pour l'ensemble des courbes. Ces analyses illustrent un très bon accord entre les mesures et la simulation de structure de bande. Un plateau de conductance manque à la valeur de $1,5 G_0$ pour $V_g > 5$ V. Le

plateau manquant sur la courbe à $V_g = 6$ V s'explique par le croisement des bandes $[1, 0] \downarrow$ et $[1, -2] \uparrow$. Les deux bandes se peuplent et se dépeuplent simultanément, entraînant une variation de conductance de $2e^2/h$. A plus forte tension de grille les deux bandes semblent s'écarter au-delà de la fenêtre d'énergie définie par la tension de drain-source et la température ($V_{bias} = 2$ mV, $4k_B T = 3,6$ meV). Cependant les simulations de structure de bande auto-cohérentes prenant en compte le champ électrique ont montré que ces deux bandes sont en réalité plus proches sous de forts champs magnétiques (annexe E 1).

3 Conclusion

La conductance de nanofils d'InAs et d'InSb est mesurée sous champ magnétique intense orienté perpendiculairement à l'axe du nanofil. L'application d'un champ magnétique perpendiculaire induit une augmentation de l'énergie des niveaux électroniques qui a pour conséquence le dépeuplement progressif des sous-bandes occupées. Pour une concentration électronique fixée, l'augmentation du champ magnétique se traduit donc par la réduction du nombre de canaux de transport ; cet effet est observé à travers la diminution de la conductance. En régime balistique cette décroissance se produit par paliers liés à la quantification de la conductance de Landauer-Büttiker. De plus, le champ magnétique perpendiculaire induit la levée de dégénérescence orbitale et de spin mise en évidence par des plateaux de conductance de sous-bandes non-dégénérés. L'étude du magnéto-transport permet de réaliser une spectroscopie des sous-bandes électroniques plus complète que ne le permettent les mesures sous champ magnétique nul. Le bon accord trouvé entre les résultats expérimentaux et les simulations permet de valider notre compréhension de l'évolution de la structure de bande avec le champ magnétique. Sous fort champ magnétique, la longueur magnétique devient inférieure au diamètre du nanofil. Le système tend alors vers un régime d'effet Hall quantique avec la formation de niveaux de Landau. Ce régime induit notamment la séparation spatiale des deux directions de propagation des porteurs et a pour conséquence la réduction de la rétrodiffusion. L'observation du régime balistique dans ce système a permis de déterminer la transmission des contacts et de mettre en évidence des libres parcours moyens beaucoup plus importants que sous champ magnétique nul.

Chapitre 5

Magnéto-transport en configuration longitudinale

L'application d'un champ magnétique parallèle à l'axe du nanofil a des effets significativement différents sur la structure de bande par rapport à la configuration perpendiculaire. Dans un nanofil, les fonctions d'ondes électroniques présentent un moment angulaire qui se couple avec le champ magnétique longitudinal [1, 7]. En régime quasi-balistique, lorsque le gaz électronique est confiné dans une géométrie tubulaire, la magnéto-conductance montre des oscillations périodiques en fonction du flux [91, 41, 70]. Ces oscillations ont été mises en évidence dans des nanofils présentant une forte courbure de bande le long du diamètre, confinant les électrons à la surface [39]. Peu d'expériences ont permis d'observer l'évolution des sous-bandes magnéto-électriques dans le cas où le gaz électronique occupe le cœur du nanofil [92].

Dans ce chapitre, le transport électronique est étudié dans des nanofils d'InAs et d'InSb en régime quasi-balistique, en fonction du champ magnétique longitudinal, avec la même méthode que dans le chapitre 4. Les analyses sont principalement concentrées sur les nanofils d'InAs. La magnéto-conductance est d'abord calculée dans la section 1 à partir des simulations de structure de bande de Y. M. Niquet et I. Duchemin. Ces simulations sont ensuite comparées aux résultats expérimentaux pour obtenir des informations sur la structure de bande et l'évolution du transport électronique sous champ magnétique intense dans la section 2.

1 Simulation de la magnéto-conductance

La structure de bande des nanofils d'InAs sous champ magnétique longitudinal est simulée, permettant de calculer la magnéto-conductance.

1.1 Simulation de la structure de bande

La structure de bande et son évolution sous champ magnétique est présentée sur la figure 5.1 pour un nanofil d'InAs de 33 nm de diamètre. Chaque niveau d'énergie présentant un moment angulaire non nul $l \neq 0$ montre une dégénérescence orbitale. Elle est levée par l'application d'un champ magnétique parallèle du fait du couplage entre le champ magnétique et le moment angulaire [70]. L'énergie des états de moment angulaire $l > 0$ augmente tandis que celle des états de moment angulaire $l < 0$

diminue. Ce phénomène entraîne de nombreux croisements de sous-bandes. L'effet Zeeman sépare les niveaux de spin, et le diamagnétisme induit un déplacement des états électroniques vers les hautes énergies. Contrairement au champ magnétique perpendiculaire, le champ magnétique parallèle n'affecte pas la dispersion des bandes suivant l'axe du nanofil. A fort champ magnétique, les bandes convergent vers des niveaux de Landau perpendiculaires à l'axe du nanofil donc dans un plan traverse au transport.

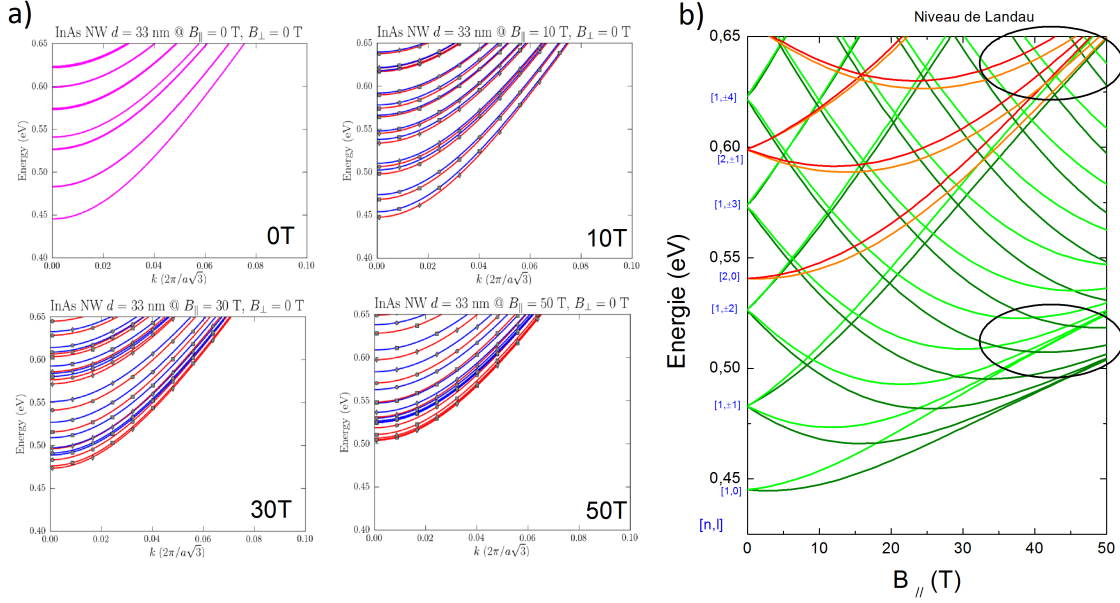


FIGURE 5.1 – a) Structure de bande d'un nanofil d'InAs de 33 nm de diamètre à différents champs magnétiques : 0 T, 10 T, 30 T et 50 T. Les couleurs rouge et bleu marquent les niveaux de spin. b) Evolution des énergies de bas de bande en fonction du champ magnétique. Les couleurs représentent les nombres radiaux et les niveaux de spin : vert-foncé $n = 1$ spin $\uparrow$, vert-clair $n = 1$ spin $\downarrow$, orange $n = 2$ spin $\uparrow$, rouge $n = 2$ spin $\downarrow$.

Pour de hautes énergies et à relativement faibles champs magnétiques, l'évolution de la structure de bande ressemble à la structure en damier caractéristique du confinement tubulaire (section 3.2 chapitre 1). Cependant sa structure est moins régulière. Elle est perturbée par le mélange des niveaux de nombres radiaux différents ($n = 1, 2, \dots$). Pour les sous-bandes de nombre radial $n = 1$, le champ magnétique séparant deux croisements vaut environ 11 T. Cette valeur correspond à un flux traversant la section du nanofil de $2,3 \Phi_0$. Cette valeur est supérieure au quantum de flux car, dans ce modèle, les porteurs ne sont pas confinés dans un tube à la surface du nanofil. L'énergie Zeeman est de l'ordre de 5 meV à 20 T ce qui est bien inférieur à l'écart d'environ 40 meV entre les sous-bandes définies par le moment orbital. L'évolution de la structure de bande est dominée par le couplage entre le champ magnétique et le moment orbital.

1.2 Calcul de l'évolution du niveau de Fermi

L'évolution du niveau de Fermi en fonction du champ magnétique est calculée pour un nanofil d'InAs en utilisant l'algorithme présenté section 4.2 chapitre 2 [figure 5.2 (gauche)]. Pour de fortes densités électroniques, le niveau de Fermi peut être considéré comme quasiment constant malgré l'évolution complexe de la structure de bande. Quelques fluctuations sont visibles lorsque le niveau de Fermi est proche du bas d'une sous-bande. A faible concentration électronique (courbes marron et cyan figure 5.2 (gauche)), le niveau de Fermi est ancré dans les premières sous-bandes dont l'énergie augmente à cause du diamagnétisme. Le niveau de Fermi suit ce léger accroissement. De la même manière que sous champ magnétique perpendiculaire, les coordonnées (V_g, B) des points où le niveau de Fermi est aligné avec le minimum de chaque sous-bande sont calculées en fonction de la densité électronique et du champ magnétique longitudinal [figure 5.2 (droite)]. La courbure de bande n'étant pas affectée par le champ magnétique, l'allure des courbes (V_g, B) est similaire à l'évolution de la structure de bande.

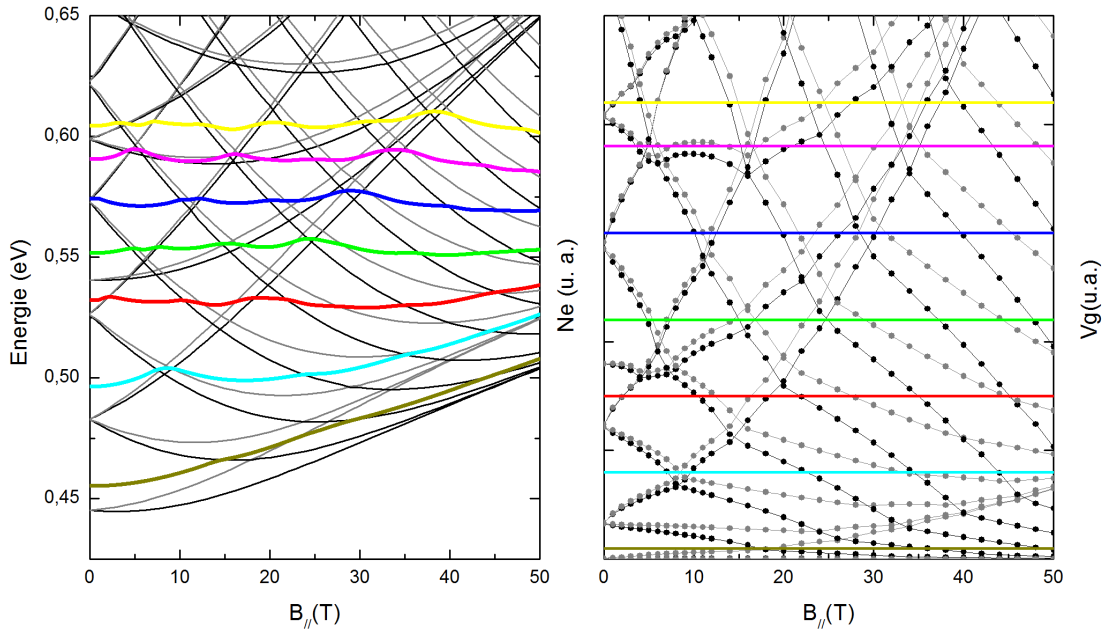


FIGURE 5.2 – Gauche : calcul de l'évolution du niveau de Fermi avec le champ magnétique pour différentes densités d'états (courbes en couleur). En gris et noir apparaît l'évolution de la structure de bande avec le champ magnétique. Les couleurs gris et noir correspondent aux deux niveaux de spin. A droite : coordonnées (V_g, B) des sous-bandes correspondant au niveau de Fermi aligné avec le bas de chaque sous-bande en fonction du champ magnétique. Les lignes horizontales colorées correspondent aux niveaux de Fermi à champ magnétique nul dans la figure de gauche.

1.3 Conductance en fonction du champ magnétique

La magnéto-conductance sous champ magnétique longitudinal en régime balistique est calculée figure 5.3 avec l'algorithme présenté section 4.2 chapitre 2 suivant

la méthode décrite chapitre 4.

Pour une conductance initiale (à $B = 0$ T) située entre deux plateaux, la magnéto-conductance évolue de façon quasi-périodique. Sa valeur tend vers la conductance moyenne des deux plateaux initiaux. Elle reprend sa valeur pour un champ magnétique ΔB correspondant à l'écart entre deux croisements de bande.

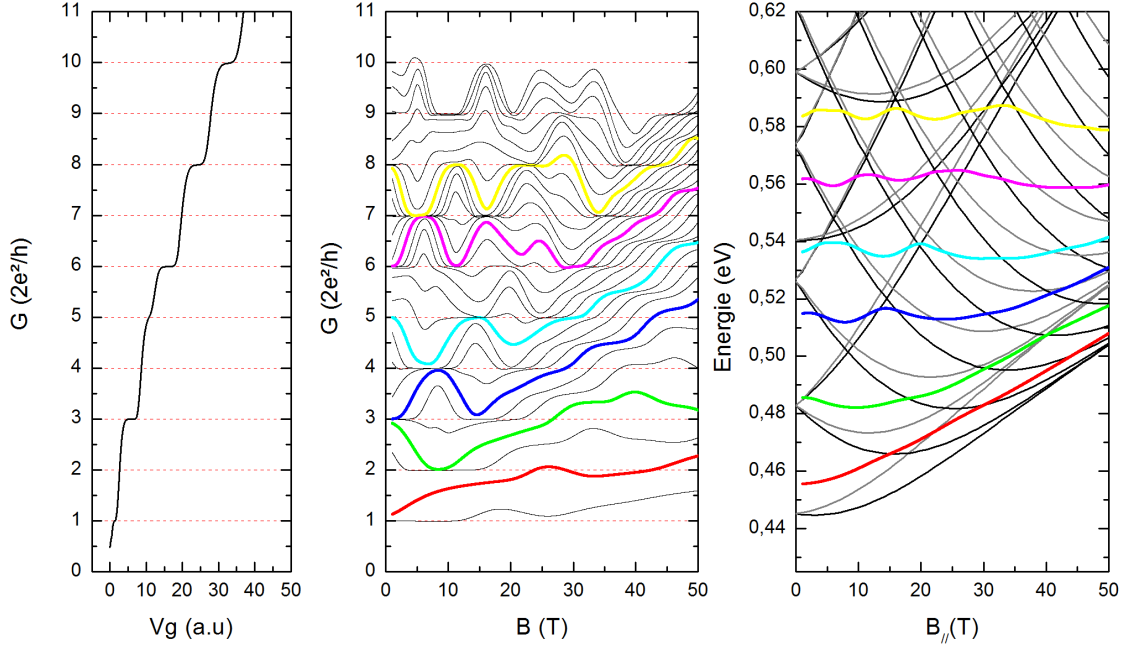


FIGURE 5.3 – Gauche : conductance calculée en fonction de la tension de grille à 0 T dans le régime balistique pour un nanofil d’InAs de 33 nm de diamètre. Le couplage capacitif est choisi arbitrairement. Milieu : conductance calculée en fonction du champ magnétique pour différentes densités électroniques en régime balistique à $T = 20$ K. Droite, courbes colorées : calcul de l’évolution du niveau de Fermi pour certaines valeurs de concentration électronique correspondant aux conductances à $B = 0$ T de la figure du milieu. Droite, courbes noires et grises : évolution de la structure de bande avec le champ magnétique le noir et le gris représentent les deux niveaux de spin.

On observe ainsi dans certaines zones du diagramme $G(B)$ une quasi symétrie de la magnéto-conductance autour de certains multiples entiers de G_0 . Par exemple, la courbe jaune et la courbe magenta sur la figure 5.3 (milieu) se rapprochent et s’écartent consécutivement autour de la valeur de conductance $7 G_0$. Lorsque le nombre de sous-bandes en dessous du niveau de Fermi augmente d’une unité, le nombre de bandes pour un niveau de Fermi situé dans une bande immédiatement au-dessus diminue d’autant, et vice-versa. Les courbes de conductance convergent donc à chaque fois que les niveaux de Fermi correspondants sont dans la même bande et d’éloignent lorsque les niveaux de Fermi sont dans deux bandes séparées [figure 5.3].

A plus fort champ magnétique, les variations quasi oscillatoires de magnéto-conductance disparaissent car le nombre de sous-bandes en dessous du niveau de Fermi ne diminue plus. La conductance augmente régulièrement à chaque fois qu’une nouvelle sous-bande passe en dessous du niveau de Fermi. On distingue les plateaux

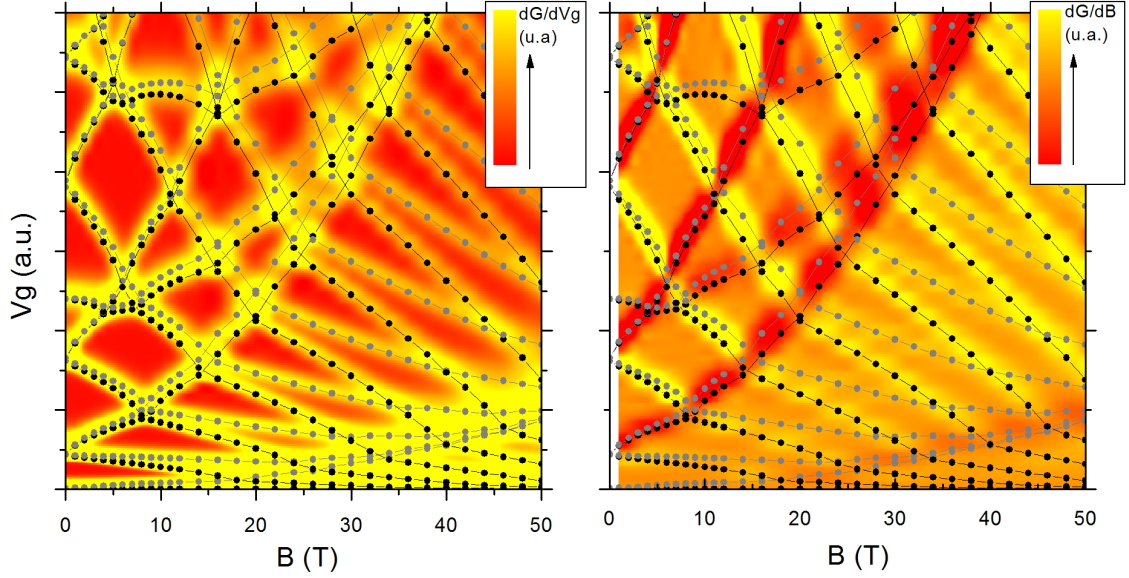


FIGURE 5.4 – Représentation couleur de la transconductance $\frac{\partial G}{\partial V_g}$ (gauche) et de la dérivée de la magnéto-conductance $\frac{\partial G}{\partial B}$ (droite) simulées pour un nanofil d’InAs ($d = 33$ nm) en fonction du champ magnétique et de la tension de grille. Les points en gris et noir représentent les coordonnées (V_g, B) où le niveau de Fermi dans la structure de bande est aligné avec le bas d’une sous-bande de la figure 5.2 (droite). Les couleurs gris et noir correspondent aux deux niveaux de spin.

de Landauer-Büttiker quantifiés en $2e^2/h$ ou en e^2/h si l’énergie Zeeman surpasse les fenêtres d’énergie thermique et de biais.

De la même manière que sous champ magnétique perpendiculaire, la mesure de la transconductance en fonction de V_g et B permet de sonder la structure de bande. Elle est calculée en dérivant numériquement les courbes de magnéto-conductance simulées à 20 K en régime balistique et elle est superposée à la trace (V_g, B) de la structure de bande [figure 5.4 (gauche)]. Elle montre un maximum local chaque fois que le nombre de sous-bandes occupées est modifié. Le tracé de la dérivée de la magnéto-conductance par rapport au champ magnétique $\frac{\partial G}{\partial B}$ en fonction de V_g et de B est aussi un moyen de visualiser la structure de bande [figure 5.4 (droite)]. Dans la direction du champ magnétique croissant, un minimum local apparaît lorsque que le nombre de bandes occupées diminue, et un maximum local lorsque le nombre de bandes occupées augmente.

2 Mesures de magnéto-transport

La conductance de l’échantillon InAs3 ($d = 50$ nm) est mesurée en fonction du champ magnétique longitudinal pour différentes valeurs de tension de grille [figure 5.5]. La première partie des courbes de magnéto-conductance ne présente pas de variations importantes. A partir d’un champ magnétique d’environ 13 T elle chute de façon régulière.

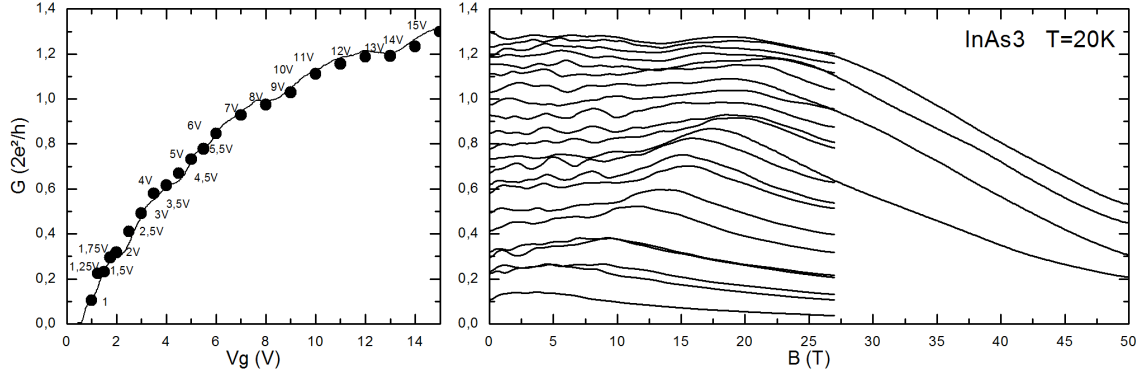


FIGURE 5.5 – Gauche : fonction de transfert à, champ magnétique nul à $T = 20$ K. Les points représentent la conductance à champ nul des courbes de la figure de droite. Droite : conductance en fonction du champ magnétique $T = 20$ K pour différentes concentrations électroniques notées sur la figure de gauche.

2.1 Evolution de la structure de bande

De 0 T à 13 T et pour de fortes tensions de grille, des fluctuations de magnéto-conductance sont visibles autour d'une valeur moyenne [figure 5.6]. L'absence d'effets de cohérence constatée sur cet échantillon à champ magnétique nul (chapitre 3) permet d'écarter l'hypothèse des interférences quantiques. L'amplitude des fluctuations est de l'ordre de $0,1 G_0$ ce qui correspond, d'après les études à champ nul, à la conductance d'un mode. Les fluctuations sont donc attribuées aux variations du nombre de bandes occupées.

Confinement des porteurs

Le champ magnétique qui sépare deux maxima de magnéto-conductance est de l'ordre de 3 T [figure 5.6]. La quasi période en fonction du flux magnétique qui traverse par la section du nanofil vaut : $3 \text{ T} = 1,4 \Phi_0$. Elle n'est pas égale Φ_0 comme c'est le cas pour les gaz électroniques confinés dans un tube (section 3.2 chapitre 1). Ce résultat démontre que les porteurs ne sont pas confinés dans une couche d'accumulation à la surface et que les porteurs peuvent occuper les états à le long du diamètre du nanofil. La magnéto-conductance reproduit les fluctuations des simulations présentées section 1.3.

Estimation de la séparation des niveaux orbitaux

Les courbes de magnéto-conductance pour des concentrations électroniques voisines convergent puis divergent périodiquement [figure 5.6]. Les points où les courbes divergent sont notés sur la figure 5.6. Ces points correspondent aux croisements de deux bandes (phénomène illustré figure 5.3). Ils sont séparés d'environ $\Delta B = 3 \text{ T}$. La différence d'énergie entre deux sous-bandes est estimée à $\Delta E = 15 \text{ meV}$ d'après les spectroscopies de biais effectuées à champ nul. Cela permet d'estimer la séparation des niveaux d'énergie orbitaux induite par le champ magnétique à environ $2\Delta E/\Delta B = 10 \text{ meV/T}$. En comparaison, la séparation des niveaux de spin par l'énergie Zeeman est égale à $g^* \mu_B = 0,8 \text{ meV/T}$ en considérant un facteur g^* de 15 (à priori

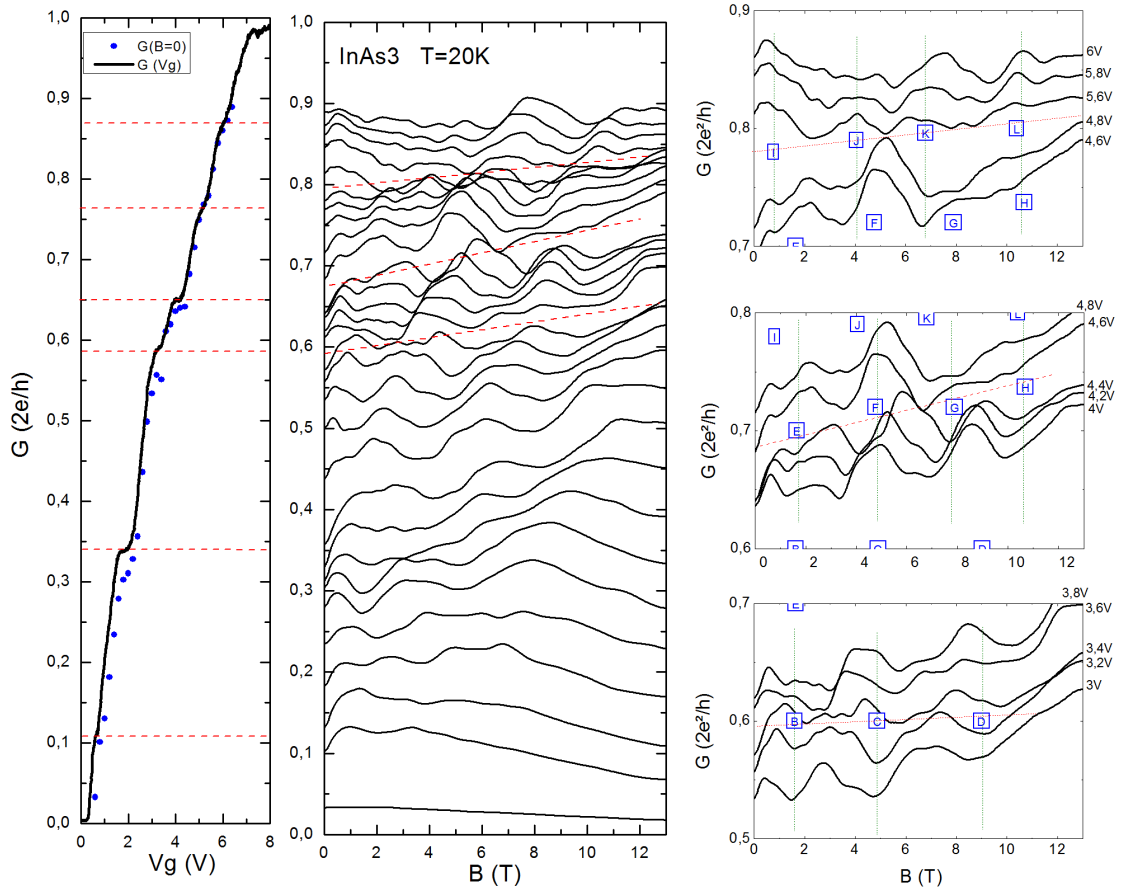


FIGURE 5.6 – Gauche : Fonction de transfert de l'échantillon InAs3 mesurée à 20 K et magnéto-conductance longitudinale. En bleu figure la conductance à $B = 0$ T des courbes de magnéto-conductance. Les lignes pointillées rouge marquent les plateaux sur la courbe $G(V_g)$ à $B = 0$ T et les axes de symétrie entre les courbes $G(B)$ à V_g fixé. A droite : zooms sur les fluctuations de conductance. Les lettres encadrées en bleu représentent les points où les courbes divergent.

surévalué pour un système confiné [93, 94]). La levée de dégénérescence orbitale domine donc l'évolution de la structure.

Des mesures similaires sont effectuées sur l'échantillon InAs2 de 30 nm de diamètre à 40 K. La fonction de transfert à champ magnétique nul montre plusieurs plateaux de conductance [figure 5.7 (gauche)]. Des mesures de magnéto-conductance sont effectuées au niveau du 2^{ième} et 3^{ième} plateau [figure 5.7 (milieu)]. En partant du deuxième plateau (courbe verte), la magnéto-conductance augmente jusqu'à 5 T, puis chute avec un minimum à 10 T. La magnéto-conductance croît à nouveau jusqu'à une nouvelle chute à partir de 20 T. La courbe de magnéto-conductance partant du 3^{ième} plateau (courbe rouge) connaît une évolution opposée. Le champ magnétique séparant 2 pics est de l'ordre de 11 T. Ce résultat est en très bon accord avec la simulation de structure de bande réalisée pour un diamètre de 33 nm [figure 5.7 (droite)] montrant une séparation entre les croisements de sous-bandes de l'ordre de 11 T.

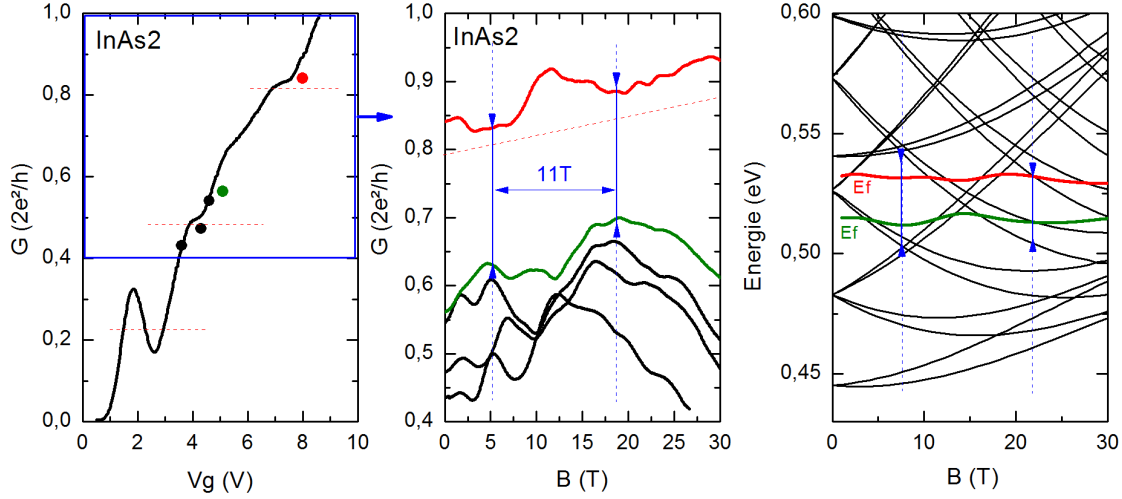


FIGURE 5.7 – Gauche : fonction de transfert de l'échantillon InAs2 à 40 K. Milieu : magnéto-conductance mesurée pour différentes tensions de grille. Les conductances à $B = 0$ T repérées par les points sur la fonction de transfert. Droite : Simulation de la structure de bande en fonction du champ magnétique. Les courbes colorées correspondent approximativement aux niveaux de Fermi des courbes de même couleur de la figure du milieu.

Reconstitution de la structure de bande à partir des données expérimentales

Plusieurs observations permettent de reconstruire approximativement la structure de bande de l'échantillon InAs3. La transconductance ainsi que la dérivée de la conductance par rapport au champ magnétique $\frac{\partial G}{\partial B}$ [figure 5.8] sont calculées à partir des mesures de magnéto-conductance [figure 5.6]. Comme expliqué dans la section 1.3, ces observations constituent une trace indirecte de la structure de bande.

Les points de divergence où les courbes de magnéto-conductance s'écartent sur la figure 5.6 représentent les coordonnées en fonction de V_g et B pour lesquelles deux sous-bandes se croisent. Ces points sont superposés aux représentations de $\frac{\partial G}{\partial B}$ et de $\frac{\partial G}{\partial V_g}$ [figure 5.6].

Les maxima de $\frac{\partial G}{\partial V_g}$ représentent les positions des bas des sous-bandes en fonction de V_g et B . Les valeurs de $\frac{\partial G}{\partial B}$ montrent des minima où le niveau de Fermi croise le bas des sous-bandes dont l'énergie augmente avec le champ magnétique. Inversement, elles montrent des maxima où le niveau de Fermi croise le bas des sous-bandes dont l'énergie décroît avec le champ magnétique.

Le clivage de spin des bandes n'est pas visible car la température de l'échantillon est trop importante $k_B T \approx 6 \text{ meV} > g^* \mu_b B = 4 \text{ meV}$ pour $B = 10 \text{ T}$ ($|g^*| = 7$ [86, 93]). L'évolution de la structure de bande en fonction de V_g et B est alors reconstituée approximativement. Des points de divergences manquent à certains croisements de bandes, mais une dizaine de bandes sont mises en évidence qui reproduisent les grandes tendances des résultats expérimentaux. Cette technique ouvre la voie à des mesures similaires pour des échantillons présentant moins d'UCF et une meilleure quantification de la conductance.

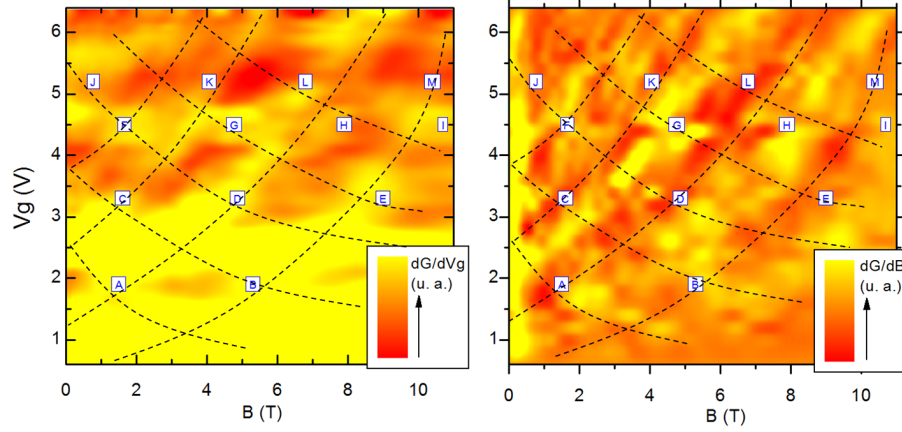


FIGURE 5.8 – Représentation en couleur de la transconductance $\frac{\partial G}{\partial V_g}$ (gauche) et de la dérivée de la magnéto-conductance par rapport au champ magnétique $\frac{\partial G}{\partial B}$ (droite) en fonction du champ magnétique et de la tension de grille. Les données sont obtenues en dérivant les mesures expérimentales de la figure 5.6 (gauche). Les lettres encadrées en bleu sont issues de la figure 5.6 (droite). Les lignes pointillées représentent une reconstitution approximative de la structure de bande.

Mesure de magnéto-conductance des nanofils d'InSb

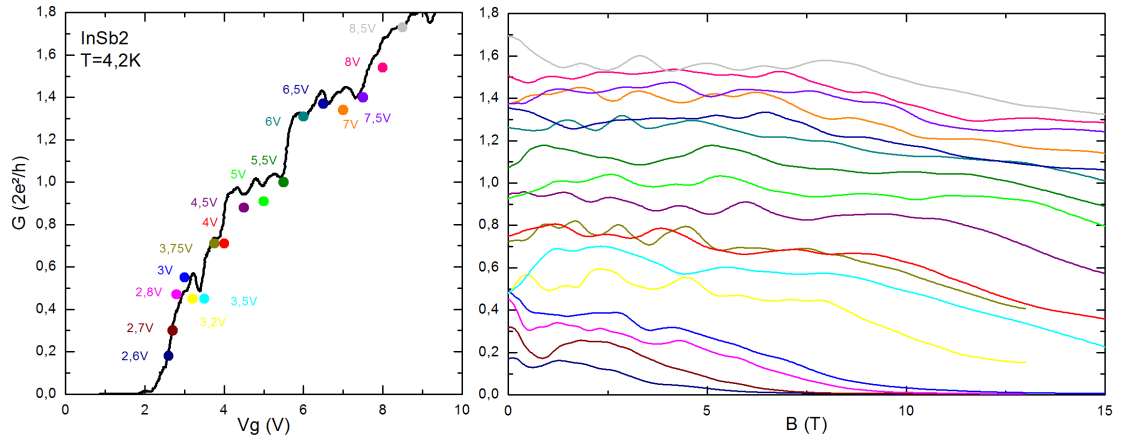


FIGURE 5.9 – Conductance de l'échantillon InSb2 en fonction de la tension de grille (gauche) et en fonction du champ magnétique pour différentes valeurs de tension de grille (droite). Les points sur la fonction de transfert $G(V_g)$ à gauche correspondent à la conductance à champ nul de chaque courbe de magnéto-conductance $G(B)$ de la figures de droite

La magnéto-conductance est mesurée sur l'échantillon InSb2 [figure 5.9] à $T = 4,2 \text{ K}$. Certaines courbes semblent montrer des fluctuations quasi-périodiques d'une amplitude supérieure aux fluctuations de conductance observées sur la fonction de transfert ; ces fluctuations sont attribuées aux effets d'interférences quantiques. L'écart entre deux maxima vaut environ $1,5 \text{ T}$ (soit $2,85 \Phi_0$). L'écart d'énergie entre deux sous bandes à champ nul est d'environ 10 meV , cela signifie que la séparation des niveaux orbitaux est de l'ordre de 13 meV/T . Cette valeur est supérieure à

l'énergie Zeeman $g^*\mu_B = 3 \text{ meV/T}$ (pour $g^* = 51$). Malgré le fort facteur de Landé présent d'InSb, la séparation des niveaux orbitaux domine l'évolution de la structure de bande.

2.2 Formation des niveaux de Landau

Pour les nanofils d'InAs comme pour les nanofils d'InSb, à partir d'un champ magnétique « critique », les fluctuations quasi-périodiques de la magnéto-conductance disparaissent pour laisser place à une chute régulière de conductance [figure 5.11]. Elle semble linéaire avec le champ magnétique pour InAs comme pour InSb, quelle que soit la tension de grille.

Sous fort champ magnétique, les sous-bandes convergent vers des niveaux de Landau qui forment des orbites cyclotrons dans le plan perpendiculaire à l'axe du nanofil [figure 5.10 (c)]. Sur la [figure 5.10 (a), (b)] sont représentées les extensions spatiales des fonctions d'ondes électroniques solutions de l'équation de Schrödinger d'un nanofil de 33 nm de diamètre à différents champs magnétiques calculées par Y. M. Niquet. A mesure que le champ magnétique augmente, les diamètres des orbites cyclotrons diminuent, ce qui confine les électrons au centre du nanofil.

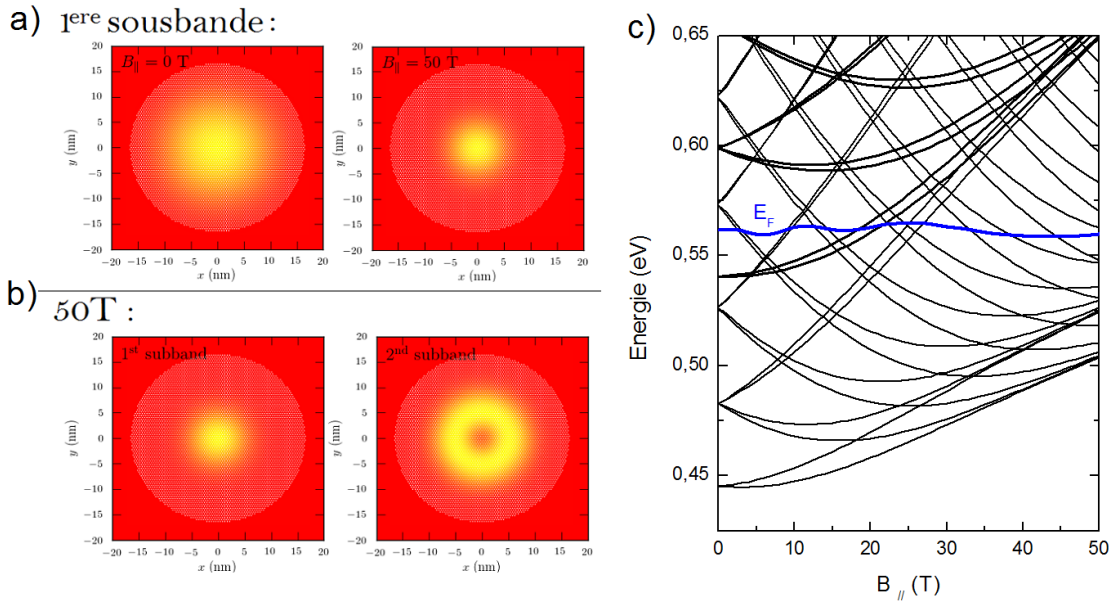


FIGURE 5.10 – a) Extension spatiale, dans le plan transverse à l'axe du nanofil, de la fonction d'onde solution de l'équation de Schrödinger pour la 1^{er} sous-bande à 0 T, et 30 T dans un nanofil d'InAs de 33 nm de diamètre. b) Extension spatiale, dans le plan transverse à l'axe du nanofil, de la fonction d'onde solution de l'équation de Schrödinger pour la 1^{er} et 2^{ème} sous-bande à 50 T dans un nanofil d'InAs de 33 nm de diamètre. c) Evolution des sous bandes en fonction du champ magnétique pour nanofil d'InAs de 33 nm de diamètre et calcul du niveau de Fermi pour une concentration électronique correspondant à 4 sous-bandes occupées à champ magnétique nul.

Le diamètre cyclotron $d_{cyclotron}$ en fonction du champ magnétique et de la sous-bande occupée d'indice n est donné par la relation [30, 32] :

$$d_{cyclotron} = 2\sqrt{\frac{\hbar(2n+1)}{m^*\omega_c}} \quad (5.1)$$

$\omega_c = (|e|B)/m^*$ est la fréquence cyclotron. Pour un champ magnétique de 20 T les 8 premiers niveaux de Landau ont des orbites cyclotrons dont le diamètre est inférieur à 50 nm, le diamètre de l'échantillon InAs3. Ainsi, pour un champ magnétique longitudinal suffisamment fort, le confinement magnétique surpasse le confinement électronique.

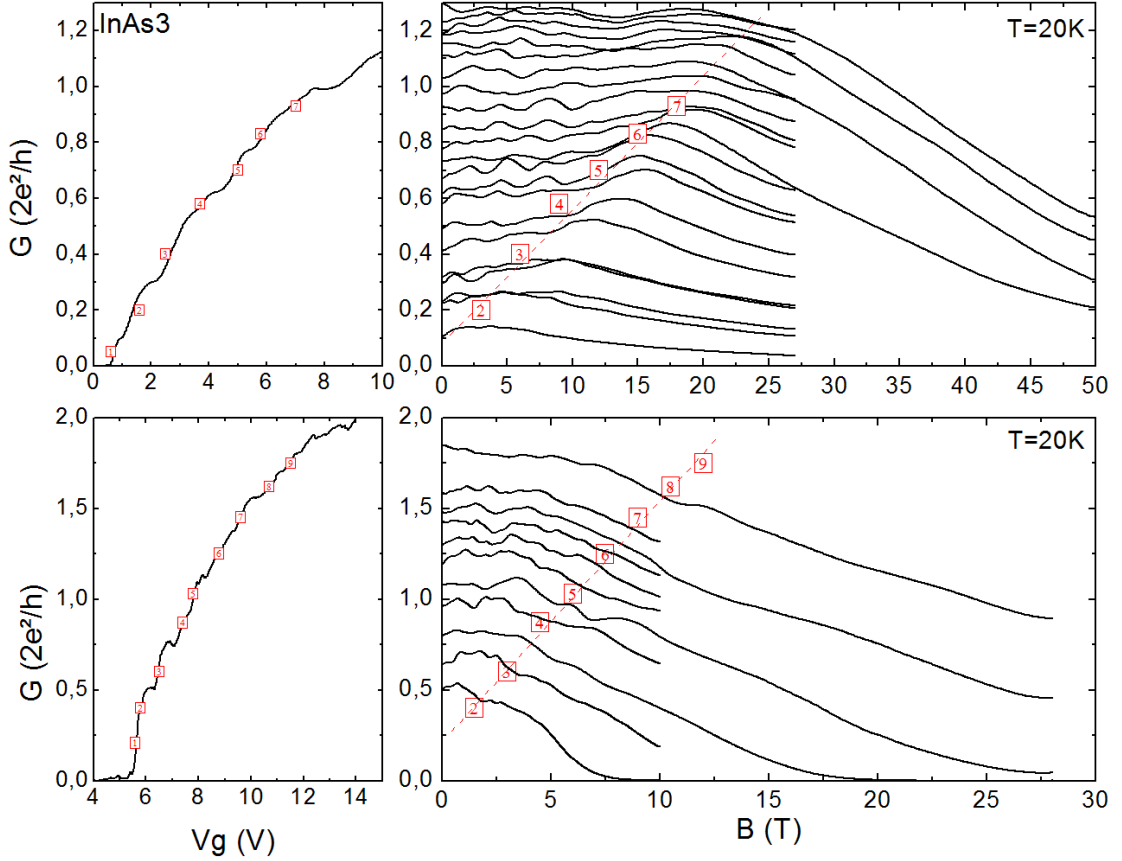


FIGURE 5.11 – Gauche : fonctions de transfert à champ nul de l'échantillon InAs3 (haut) et InSb2 (bas). Les nombres N encadrés sur chaque plateau correspondent aux nombres de sous-bandes occupées (dégénérées en spin). Droite : magnéto-conductance longitudinale pour différentes valeurs de tension de grille. Les nombres encadrés sont placés aux points de coordonnées (B^*, G) correspondant à $B^* = (N-1)\Delta_B$ et G la conductance à champ nul.

Lorsque le niveau de Fermi est dans un niveau de Landau, la densité d'états et le taux de collisions augmentent considérablement avec le champ magnétique. Le transport passe alors dans le régime diffusif. C'est pourquoi les mesures montrent un comportement différent de la simulation de conductance en régime balistique qui prédit une augmentation de la conductance [figure 5.3]. De plus, l'énergie des sous-bandes augmente avec le diamagnétisme. Cela conduit pour de forts champs magnétiques à la diminution de la capacité quantique comme expliqué à la section 1.4 du chapitre 4 et entraîne la diminution de la concentration de porteurs. Dans

cette hypothèse, la conductance diminue pour des champs intermédiaires du fait de l'augmentation du taux de collisions et en raison de la diminution du nombre de porteurs à très forts champs.

Le niveau de Fermi entre dans le dernier niveau de Landau après avoir croisé tous les niveaux dont le nombre orbital est positif (niveau dont l'énergie augmente avec le champ magnétique). Le nombre de croisements correspond donc au nombre de sous-bandes occupées à champ nul. La première sous bande n'est pas prise en compte car elle n'a pas de dégénérescence orbitale. Chacun de ces croisements entraîne un minimum de conductance (comme expliqué dans la section 1.3). L'écart en champ magnétique entre deux minima ΔB est estimé à partir des données expérimentales dans la section 2.1. Le nombre de sous-bandes dégénérées occupées à champ magnétique nul N est donné par la fonction de transfert. Le niveau de Fermi croise donc le dernier niveau de Landau pour un champ magnétique $B^* = (N - 1)\Delta B$. Les champs magnétiques B^* sont représentés sur la figure 5.11 pour différentes concentrations électroniques, ils correspondent au début de la chute de conductance.

3 Conclusion

La magnéto-conductance de nanofils d'InAs et d'InSb est étudiée sous champ magnétique parallèle à l'axe du nanofil. Les résultats mettent en évidence l'absence de couche d'accumulation de surface. Les électrons transportent le courant sur tout le diamètre du nanofil. Les courbes de magnéto-conductance expérimentales sont comparées à des simulations de structure de bande. L'évolution de la structure de bande est dominée pour des champs magnétiques faibles par le couplage du moment orbital des fonctions d'onde électroniques avec le champ magnétique. La levée des dégénérescences orbitales entraîne des quasi-oscillations de la magnéto-conductance pour de fortes concentrations électroniques. Sous fort champ magnétique les bandes convergent vers des niveaux de Landau ce qui augmente la densité d'états au niveau de Fermi et diminue la conductance tout en confinant les porteurs dans des orbites cyclotrons au cœur du nanofil.

Chapitre 6

Transport sous excitation infrarouge

Les spectroscopies optiques telles que l'absorption ou la photoluminescence représentent des outils de base pour sonder la structure de bande et les propriétés optiques d'un système. Elles permettent en particulier la détermination directe de l'énergie des états électroniques à partir de la longueur d'onde de la lumière émise ou absorbée. Cependant, les nanofils uniques, en raison de leurs dimensions, sont des objets difficiles à sonder par des mesures d'absorption ou de photoluminescence. De plus, les longueurs d'onde correspondant à l'énergie de bande interdite d'InAs (354 meV) et d'InSb (170 meV) sont situées dans l'infrarouge lointain, une région du spectre des ondes électromagnétiques pour laquelle peu de sources et de détecteurs existent.

Des dispositifs à base de nanofils d'InAs et d'InSb individuels avec des contacts électriques permettent de réaliser des mesures de photoconductivité. La photoconductivité implique à la fois l'absorption d'ondes lumineuses et la circulation de porteurs. L'absorption de photon d'énergie supérieure à la bande interdite entraîne la création de paires électrons-trous qui augmentent la concentration des électrons de Δn et des trous de Δp . Dans le modèle de Drude, la variation de la conductivité sous illumination $\Delta\sigma = q(\mu_n\Delta n + \mu_p\Delta p)$. En maîtrisant le transport électronique et en sélectionnant les longueurs d'ondes d'excitation, il est envisageable d'explorer le spectre des états électroniques du dispositif. De plus des informations sur la symétrie des états mis en jeu dans les transitions optiques peuvent être obtenues en polarisant la lumière incidente.

Des mesures préliminaires de conductivité sous excitation lumineuse ont été effectuées à Rice University sur un nanofil d'InAs (InAs8 d = 62 nm, L = 3 μ m), ainsi que sur un nanofil d'InSb (InSb2 d = 100 nm et L = 1 μ m). Après une caractérisation sans illumination, la conductance « deux pointes » est mesurée entre 100 K et 80 K et à 20 K sous une excitation lumineuse (section 1). L'excitation est générée soit par une diode LASER ($\lambda = 780 \text{ nm} \equiv 1,5 \text{ eV}$), soit par un LASER à cascade quantique (QCL) ($\lambda = [4500 \text{ nm}-4694 \text{ nm}] \equiv [264 \text{ meV}-275 \text{ meV}]$ ajustable). La photoconductivité du nanofil d'InSb est aussi étudiée en fonction de la direction de polarisation linéaire de la lumière incidente (section 2).

1 Photo-génération de porteurs

1.1 Caractéristique des échantillons sans illumination

Les fonctions de transfert des deux dispositifs sont mesurées aux températures auxquelles sont réalisées les expériences de photoconductivité afin de caractériser les propriétés de transport. La méthode utilisée est celle décrite au chapitre 3. La fonction de transfert du nanofil d'InAs [figure 6.1 (gauche)] est similaire à celles obtenues sur les échantillons du même type. La fonction de transfert à 300 K du nanofil d'InSb [figure 6.1 (droite)] est similaire à celles présentées dans les chapitres 3, 4 et 5 sur le même échantillon ainsi que sur des échantillons similaires. La conductance à 85 K et 20 K est en revanche considérablement plus faible que celle présentée dans les chapitres précédents. La mobilité de champ est aussi beaucoup plus faible, et la tension de seuil est décalée vers les tensions positives. Ces observations suggèrent une dégradation des propriétés de transport de la transmission des échantillons avec le temps.

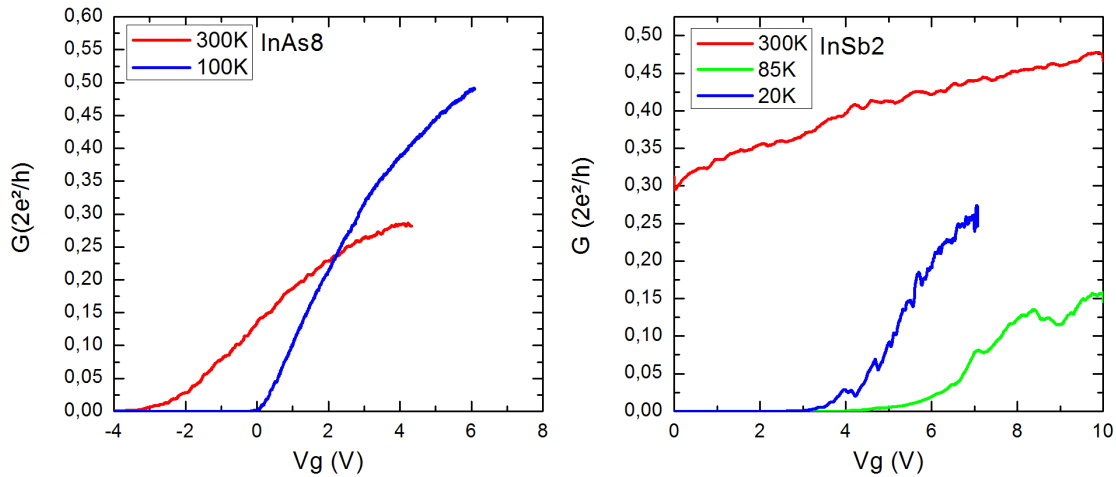


FIGURE 6.1 – Caractéristiques de transfert de l'échantillon InAs8 et InSb2 à différentes températures

Les résultats présentés au chapitre 3, 4 et 5 ont été obtenus quelques mois après la fabrication des échantillons alors que les mesures présentées dans ce chapitre ont été effectuées un an plus tard. On constate donc un « vieillissement » des échantillons qui peut être dû à la diffusion d'impuretés ou à l'apparition de défauts dans la structure cristalline. Dans ces conditions, la transmission de l'échantillon est faible. Les modulations de conductance observées à basse température peuvent provenir d'UCFs.

Dans la suite de ce chapitre, la majeure partie des résultats est obtenue pour des tensions de grille nulles ou en dessous de la tension de seuil pour que le courant d'obscurité soit le plus faible possible.

1.2 Photoconductivité sous excitation haute énergie

Le courant est mesuré sur les échantillons InAs8 et InSb2 alternativement, avec et sans illumination du LASER 780 nm en mode continu. Dans chaque cas, on observe une augmentation significative du courant mesuré qui passe de quelques pico-ampères à plusieurs dizaines de pico-ampères. Lorsque l'illumination s'arrête, le courant reprend la valeur initiale.

Pour des tensions de grilles proches de 0 V, le courant mesuré est très faible, de quelques pA car il y a très peu de porteurs dans la bande de conduction. Une excitation des électrons de valence au-dessus du gap augmente la concentration des porteurs, ce qui accroît le courant mesuré [figure 6.2 (haut)]. Le caractère abrupt de la transition $I_{ON} - I_{OFF}$ suggère que la photoconductivité provient de la photo-génération de porteurs et non de l'augmentation locale de la température.

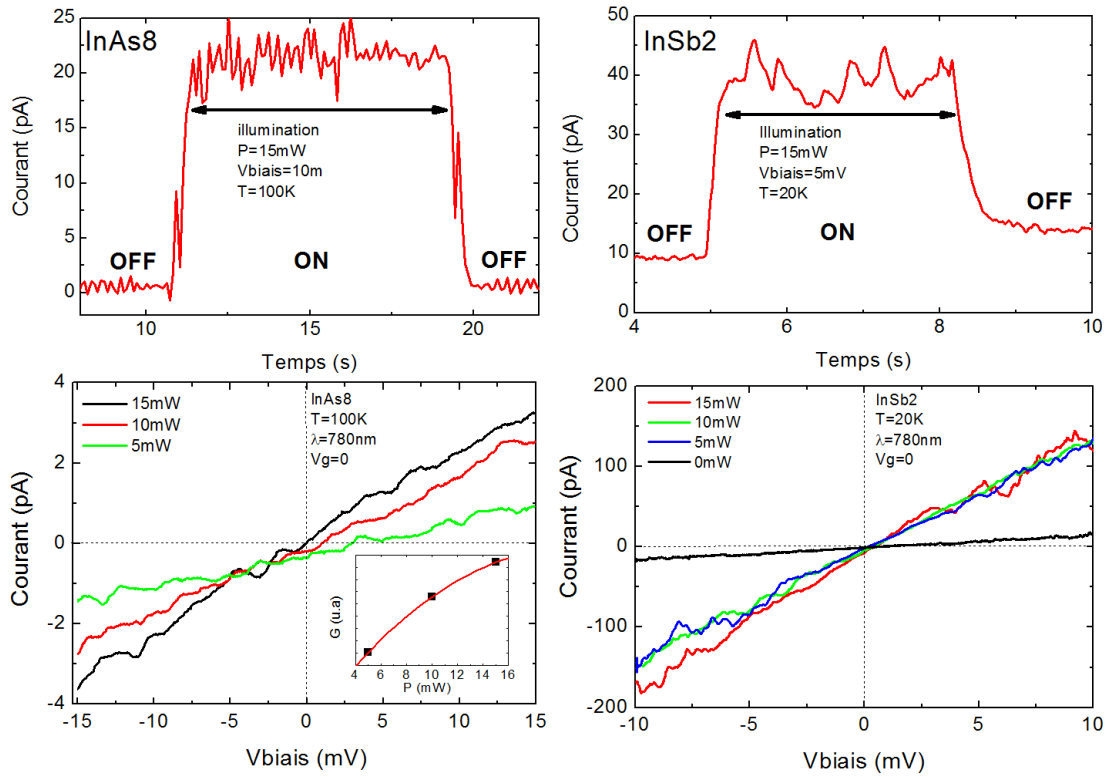


FIGURE 6.2 – Haut : Courant mesuré avec et sans illumination sur l'échantillon InAs8 et InSb2. La longueur d'onde d'illumination est de 780 nm. Bas : caractéristiques $I(V)$ mesurées sous différentes puissances d'illumination pour les deux échantillons.

Les courbes $I(V)$ des échantillons sont mesurées dans les mêmes conditions pour différentes puissances [figure 6.2 (bas)]. Elles sont linéaires et s'annulent à $V_{bias} = 0\text{mV}$. C'est la signature d'un comportement ohmique. La pente des courbes $I(V)$ augmente sous excitation lumineuse. La photo-génération de porteurs augmente la concentration électronique n et donc augmente la conductivité de Drude : $\sigma = en\mu$. Pour le nanofil d'InAs, la photoconductivité augmente proportionnellement avec la puissance incidente. En revanche pour le nanofil d'InSb, la photoconductivité est relativement constante en fonction des puissances d'illumination. Cela traduit probablement un phénomène de saturation de l'excitation photo-induite.

1.3 Photo-courant sous excitation proche du gap

La conductance du nanofil InSb2 est mesurée sous illumination générée par un QCL ($\lambda \approx 4700$ nm) correspondant à des transitions électroniques proches du gap.

Photo-courant à polarisation de biais nulle

L'illumination conduit à une augmentation du courant mesuré. En particulier, un photo-courant est observé en l'absence de polarisation de biais. Le courant est mesuré sous illumination en connectant l'un des contacts de l'échantillon à la masse et l'autre à un préamplificateur de courant [figure 6.3 (a)]. En intervertissant les contacts, le courant change de signe, ce qui signifie que le photo-courant circule toujours dans le même sens indépendamment du montage.

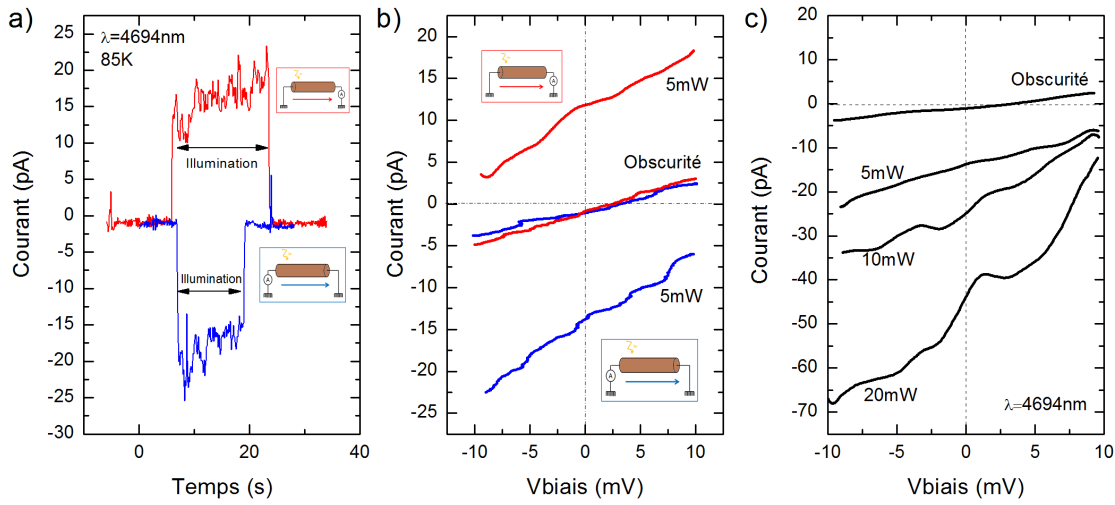


FIGURE 6.3 – a) courant d’obscurité et sous illumination à tension de biais nulle. b) Courbes $I(V)$ avec et sans illumination en inversant les contacts de source et de drain. c) Courbes $I(V)$ en fonction de la puissance en sortie du QCL.

L’application d’une tension de biais affecte l’intensité du photo-courant dans le sens de la polarisation. Une tension positive augmente le photo-courant vers les valeurs positives et vice versa. Les caractéristiques $I(V)$ mesurées dans les deux configurations, avec et sans illumination, sont présentées figure 6.3 (b). Les caractéristiques sous illumination dans les deux configurations sont pratiquement parallèles, et décalées d’une valeur d’environ 20 pA correspondant à la contribution du photo-courant à biais nul. En augmentant la puissance de sortie du QCL, l’intensité du photo-courant augmente [figure 6.3 (c)].

En considérant un courant de $I = 20$ pA, le nombre de porteurs photo-générés impliqués peut être évalué : $N_e = I/e \approx 10^8$ s⁻¹. Avec une puissance d’excitation de 10 mW répartie sur une surface de $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$, la puissance d’illumination par unité de surface vaut $1 \mu\text{W}/\mu\text{m}^2$. La surface décrite par le nanofil vaut $Ld = 0,1 \mu\text{m}^2$. La puissance totale reçue par le nanofil est donc de l’ordre de $P \approx 0,1 \mu\text{W}$. Avec une longueur d’onde de $\lambda \approx 4,7 \mu\text{m}$ l’énergie par photon est $E_p \approx 270$ meV. Par conséquent le nombre de photons incidents sur le nanofil est de l’ordre de $N_p \approx P/E_p = 2.10^{12}$ s⁻¹. Il y a donc un facteur 10 000 entre le nombre

de photons incidents et le nombre d'électrons collectés par les contacts. De nombreux mécanismes d'interaction entre la lumière et le nanofil, et les processus de diffusion et de recombinaison diminuent le nombre de porteurs photo-excités collectés. L'hypothèse que le courant mesuré soit bien issu des porteurs photo-générés est plausible.

Barrières Schottky

Pour générer un photo-courant à biais nul, une différence de potentiel doit être présente dans le canal. Elle peut être la conséquence de la présence d'une barrière Schottky entre le semi-conducteur et le contact métallique [95, 96]. Comme représenté figure 6.4 (gauche), un porteur excité au niveau de la barrière Schottky est accéléré par la courbure de potentiel et génère un photo-courant.

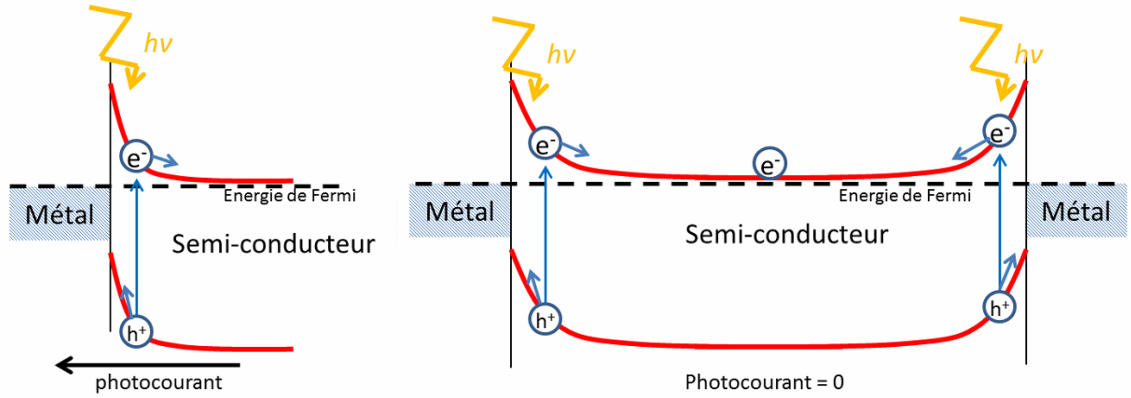


FIGURE 6.4 – Génération de porteurs par photo-excitation dans une jonction Schottky (gauche) dans un canal limité par deux jonctions Schottky (droite)

Cet effet est exploité pour améliorer les performances de photo-détecteurs basés sur des nanotubes de carbone [95], nanofils d'InAs [97] et nanofils d'InSb [96, 98] et permet d'observer un photo-courant à tension de biais nul [95]. Si les deux barrières Schottky sont symétriques, leur contributions s'annulent comme illustré figure 6.4 (droite). Cependant si les barrières Schottky sont différentes, un photo-courant à zéro biais peut apparaître sous illumination.

Les signatures des barrières Schottky devraient être visibles sur les courbes $I(V)$. Les caractéristiques $I(V)$ ont préalablement été mesurées sur l'échantillon InSb en réalisant la spectroscopie de biais (section 2 chapitre 3) à $T = 4,2\text{K}$. Elles sont représentées pour différentes tensions de grille figure 6.5. Les caractéristiques $I(V)$ semblent globalement linéaires pour toutes les tensions de grille au-dessus de la tension seuil [figure 6.5 (gauche)].

Pour des tensions de grille très proches de la tension de seuil, un comportement non linéaire est observé, caractéristique des jonctions Schottky [figure 6.5 (b)]. Proche de $V_{\text{biais}} = 0$, le courant est faible, puis il augmente linéairement lorsque V_{biais} dépasse une valeur critique. Plus la tension de grille est grande, plus la valeur critique s'approche de zéro. De plus les caractéristiques $I(V)$ ne sont pas strictement symétriques par rapport à l'origine, en particulier pour $V_g = 9,7\text{V}$ et $V_g = 9,8\text{V}$. Cela signifie que les barrières des deux contacts ne sont pas symétriques.

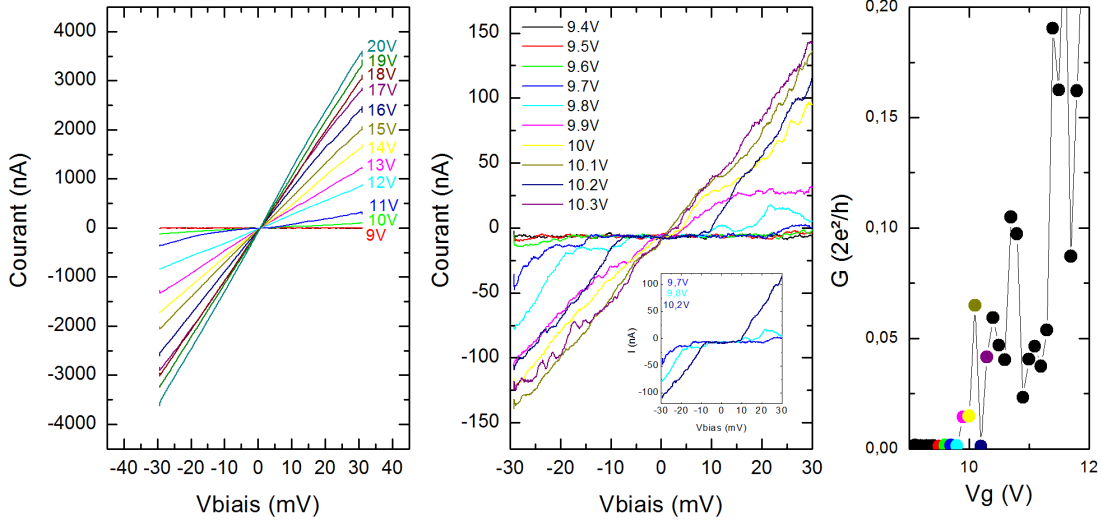


FIGURE 6.5 – Gauche : caractéristique $I(V)$ de l'échantillon InSb2 (avant vieillissement de 1an), sans illumination, à $T = 4,2\text{ K}$ et sous différentes tensions de grille. Milieu : caractéristiques $I(V)$ obtenues dans les mêmes conditions pour des tensions de grille proches de la tension seuil. Droite : Fonction de transfert à faible tension de biais pour le même échantillon. Les points de couleur représentent les conductances à faible tension de biais mesurées des courbes $I(V)$ de même couleur sur la figure du milieu.

Ces barrières Schottky doivent être faibles car elles sont peu visibles sur les mesures de transport, mais la mesure du photo-courant permet de les mettre en évidence. De récents travaux ont mis en évidence la présence de barrière Schottky de l'ordre de 20 meV à l'interface entre des nanofils d'InSb et des contacts Ti-Au [99]. La présence d'une barrière Schottky entre le contact et le nanofil explique aussi la transmission imparfaite des contacts observée sur ces échantillons dans le chapitre 4.

1.4 Dépendance du photo-courant avec la tension de grille

Le courant avec et sans illumination est mesuré en fonction de la tension de grille sur le nanofil d'InSb à $T = 85\text{ K}$, avec une tension de polarisation constante, en utilisant le QCL [figure 6.6 (gauche)] et la diode LASER [figure 6.6 (droite)]. Le but est de comparer le dopage électrostatique obtenu par la tension de grille avec le dopage généré par excitation lumineuse.

Sans illumination, le courant est très faible, de l'ordre de quelques pA, pour $V_g = [-5\text{ V}, +5\text{ V}]$. Une augmentation du courant a lieu lorsque la tension de grille dépasse une tension de seuil d'environ 8 V . C'est la caractéristique classique observée dans les fonctions de transfert présentées précédemment. Une élévation du courant de l'ordre de 100 pA a également lieu pour des tensions de grille fortement négatives. Ce courant est certainement porté par les trous. Le transport électronique par les trous n'a pas été étudié dans les autres chapitres.

Sous illumination, le photo-courant induit par le QCL est relativement constant avec la tension de grille, de l'ordre de 30 pA pour $V_g = [-6\text{ V}, +7\text{ V}]$. Lorsque le

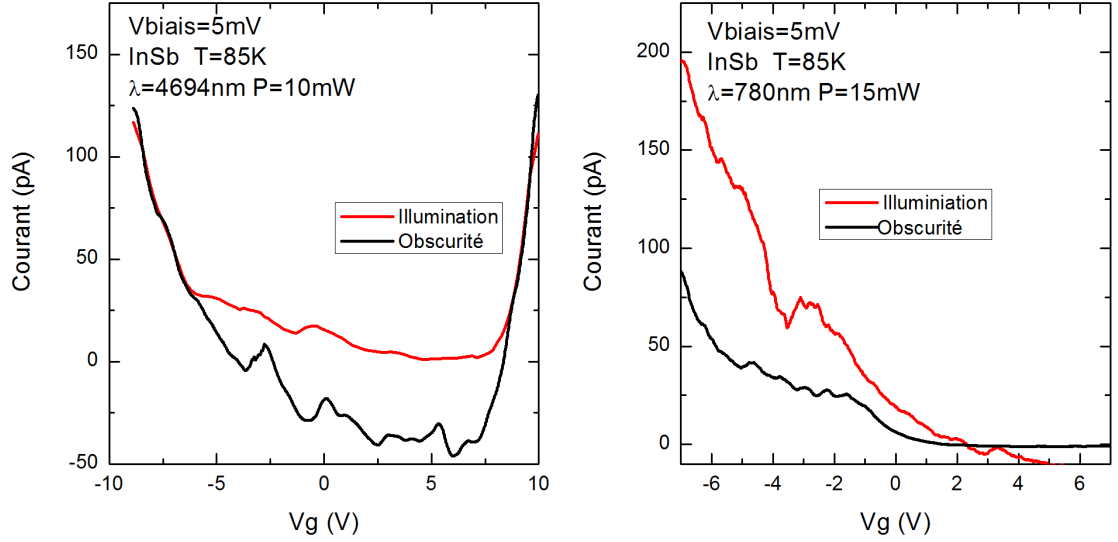


FIGURE 6.6 – Courant d’obscurité et sous illumination de l’échantillon InSb2 mesuré avec le QCL (gauche) et la diode LASER (droite) en fonction de la tension de grille.

courant d’obscurité dépasse 30 pA ($V_g < -6$ V et $V_g > 7$ V) il devient sensiblement égal au courant avec illumination. L’illumination n’a plus d’effet mesurable pour cette gamme de tension de grille. En revanche, pour une excitation de 780 nm, le photocourant augmente continûment pour des tensions de grille plus négatives. Le photocourant induit par la diode LASER est toujours supérieur au courant d’obscurité jusqu’à $V_g = -7$ V. La différence vient de l’énergie d’excitation utilisée dans les deux cas. Le QCL excite les porteurs à une énergie proche du gap au niveau des premières sous-bandes, alors que la diode LASER excite les porteurs largement au-dessus du gap. La tension de grille fixe la position du niveau de Fermi en bas de la bande de valence ou en haut de la bande de conduction. Les états occupés sont proches du gap. Le principe d’exclusion de Pauli interdit alors les transitions électroniques vers les états déjà occupés, empêchant l’augmentation de la concentration électronique par le QCL. En revanche, les transitions électroniques induites par la diode LASER sont réalisées vers des énergies bien supérieures à l’énergie de Fermi.

2 Dépendance avec la direction de polarisation linéaire

De nombreuses études traitent de l’anisotropie de la photoconductivité dans les nanofils en fonction de la polarisation linéaire [100, 101, 102, 103, 104]. Le photocourant suit une loi en $\cos^2(\theta - \theta_0)$ avec θ l’angle de la direction de polarisation de la lumière incidente par rapport à l’angle θ_0 pour lequel un maximum de photocourant est mesuré. Pour la plupart des échantillons, le maximum de photocourant est mesuré lorsque la direction polarisation est orientée parallèlement à l’axe du nanofil [100, 101, 102, 103]. Ces résultats sont interprétés comme une absorption plus efficace de l’onde lumineuse incidente pour une polarisation parallèle à l’axe du nanofil.

Avec une approche classique, le champ électrique de l'onde lumineuse incidente est totalement absorbé lorsque la polarisation est alignée avec l'axe du nanofil. En revanche, lorsque celle-ci est perpendiculaire, la partie du champ électrique absorbé E_i du champ électrique incident E s'écrit [100] :

$$E_i = \frac{2\epsilon_0}{\epsilon + \epsilon_0} E \quad (6.1)$$

ϵ_0 et ϵ sont respectivement les constantes diélectriques du vide et du nanofil. A cette approche, il faut ajouter les règles de sélections. Il a été démontré que les nanofils de GaAs de structure cristalline Wurtzite ont une transition anisotrope juste au-dessus du gap sélectionnant la lumière polarisée perpendiculairement à l'axe du nanofil [105, 106]. Cette anisotropie a été observée par photoluminescence et photoconductivité dans des nanofils de GaAs [104, 107] et d'InP [108]. Pour ces systèmes le maximum de photo-courant est obtenu pour une polarisation linéaire orientée perpendiculairement à l'axe du nanofil. En revanche pour une structure cristalline Blende de Zinc la transition est isotrope et le maximum de photo-courant est obtenue pour une polarisation linéaire orientée parallèlement à l'axe du nanofil [105, 106].

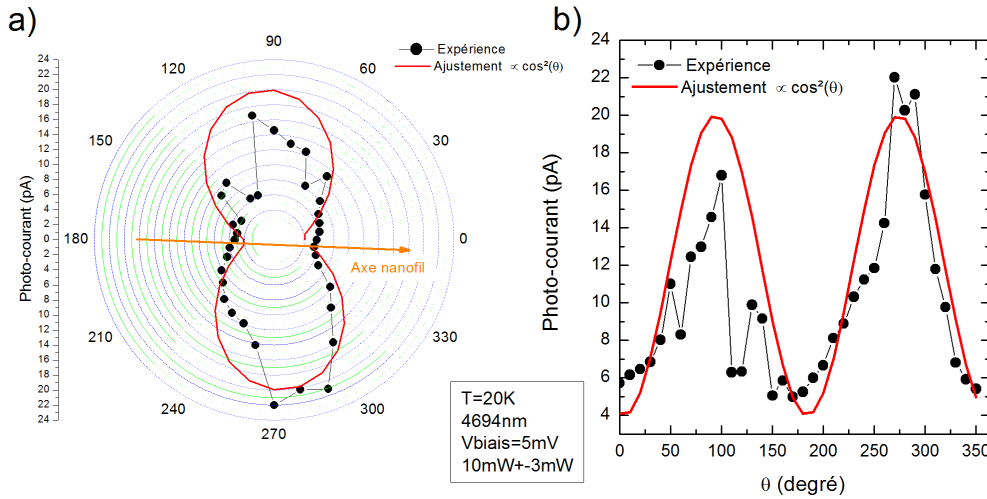


FIGURE 6.7 – Photo-courant mesuré sur l'échantillon InSb2 sous une excitation de 4694 nm à 20 K en fonction de la direction de polarisation linéaire. (gauche et droite mêmes données). a) diagramme polaire du photocourant. b) photocourant en fonction de l'angle de la direction de polarisation linéaire. Les résultats expérimentaux sont ajustés avec une variation en $\cos^2\theta$ (courbes rouges).

Le photo-courant est mesuré sur le nanofil d'InSb en fonction de l'angle de polarisation linéaire θ [figure 6.7]. Les résultats montrent une photoconductivité fortement anisotrope avec deux maxima selon deux directions opposées. Les mesures reproduisent globalement une variation en $\cos^2(\theta - \theta_0)$. Le maximum de photo-courant est mesuré lorsque la polarisation est alignée perpendiculairement à l'axe du nanofil. L'anisotropie du photo-courant du système est estimée à $\frac{I_{//}-I_{\perp}}{I_{//}+I_{\perp}} = -0,66$.

Ce résultat pour un nanofil d'InSb de structure Blende de Zinc contredit la théorie et les observations établies pour des nanofils GaAs et d'InP eux aussi de structure Blende de Zinc. Le désaccord pourrait provenir de règles de sélections anisotropes particulières pour InSb liées au couplage spin-orbite [105]. D'autres mesures à différentes longueurs d'ondes ou plus hautes températures seraient nécessaires pour étudier cette dernière hypothèse

3 Conclusion

Après une caractérisation sans illumination les échantillons sont mesurés sous excitation optique à basse température. L'illumination augmente la conductivité en excitant de nouveaux porteurs. Pour une excitation proche du gap dans les nanofils d'InSb, un photo-courant est mesuré en l'absence de polarisation de biais. Cette observation met en évidence la présence de barrières Schottky à l'interface entre le métal des contacts et le nanofil. La photoconductivité du nanofil d'InSb est fortement dépendante de la polarisation de la lumière incidente. Sous polarisation linéaire, un maximum de photo-courant est observé lorsque la direction de polarisation de la lumière est perpendiculaire à l'axe du nanofil ce qui contredit les règles de sélection optiques établies pour les nanofils de structure Blende de Zinc.

Conclusions et perspectives

Les mesures de transport de charge dans les nanofils d'InAs élaborés par R. Leturcq (IEMN) et d'InSb provenant de l'équipe de L. Kouwenhoven (TU Delft) ont mis en évidence plusieurs aspects de leurs propriétés électroniques. Le transport en régime quasi-balistique sous champs magnétiques intenses a notamment permis de sonder leurs structures de bandes. La conductance a été mesurée en fonction de la concentration électronique et du champ magnétique à différentes températures. Des mesures de photo-courant sous excitation infrarouge ont aussi été réalisées au cours d'un séjour dans l'équipe de J. Kono à Rice University.

Le transport électronique est observé dans différents régimes en fonction de la température : diffusif, balistique et quasi-balistique. Le libre parcours moyen est estimé entre de 100 nm et 250 nm selon les échantillons.

Pour les températures les plus basses (2 K - 30 K) des phénomènes d'interférences quantiques sont visibles à travers des fluctuations universelles de conductance. Leurs amplitudes et leurs fonctions de corrélation sont traitées à partir du modèle d'un gaz 2D confiné suivant une direction du plan (gaz 2D étroit). Les résultats suggèrent que des corrections devraient être apportées au modèle pour s'appliquer à des nanofils. Des oscillations de Fabry-Pérot sont observées dans certains dispositifs montrant que la cohérence de phase électronique peut être maintenue sur toute la longueur du canal. Les oscillations de Fabry-Pérot sont caractérisées pour différentes sous-bandes et en fonction du champ magnétique.

Les effets d'interférences quantiques sont supprimés à plus haute température (20 K-50 K) permettant l'observation de la quantification de la conductance. Des plateaux sont visibles dans la conductance en fonction de la concentration électronique. Ils sont la signature des sous-bandes électroniques. Des spectroscopies de biais sont réalisées à partir desquelles sont estimés les écarts d'énergie entre les sous-bandes. Les résultats expérimentaux sont reproduits par des fonctions de transfert théoriques calculées selon le formalisme de Landauer-Büttiker. Un bon accord est obtenu à partir des simulations de structures de bandes de Y. M. Niquet et I. Duchemin (CEA INAC) mais la précision des résultats est limitée par la transmission imparfaite des échantillons.

L'application d'un champ magnétique perpendiculaire à l'axe du nanofil entraîne la formation de courants de bords qui diminue la rétrodiffusion et augmente la transmission. Le régime balistique est atteint dans certains échantillons pour des champs magnétiques suffisamment intenses. La magnéto-conductance montre des plateaux très nets grâce auxquels l'évolution de la structure de bande est sondée. A très fort champ magnétique, les sous-bandes tendent vers des niveaux de Landau. La transition vers un gaz électronique présentant certaines caractéristiques d'un système bidimensionnel en régime quantique est observée pour la première fois dans des na-

nofils. La position du niveau de Fermi en fonction du champ magnétique et de la concentration électronique est calculée en s'appuyant sur les calculs de structure de bandes effectués par Y. M. Niquet et I. Duchemin. Les variations de magnéto-conductance coïncident avec la variation du nombre de sous-bandes occupées dans les simulations. Les levées de dégénérescence orbitales et de spin sont mises en évidence expérimentalement. Enfin, l'évolution des sous-bandes en fonction du champ magnétique est observée indirectement à travers des mesures de transconductance.

Le régime balistique met aussi en évidence la transmission imparfaite des contacts. Cette constatation repose sur l'observation d'oscillations de Fabry-Pérot et la démonstration de la présence de barrières Schottky au niveau de contacts grâce aux mesures de photo-courant sans tension de polarisation.

L'évolution de la structure de bande en fonction du champ magnétique orienté parallèlement à l'axe du nanofil est différente de la configuration perpendiculaire. Elle est dominée par le couplage entre le moment orbital des états électroniques et le champ magnétique. Ce couplage entraîne des fluctuations quasi-périodiques de la magnéto-conductance prédites par des calculs de transport électroniques et observées expérimentalement. Ces fluctuations permettent d'estimer la séparation des niveaux orbitaux en fonction du champ magnétique et mettent en évidence une distribution homogène des porteurs à l'intérieur du nanofil excluant la présence d'une couche d'accumulation à sa surface. Les mesures de la transconductance et de la dérivée de la conductance en fonction du champ magnétique permettent ici aussi d'observer l'évolution des sous-bandes avec le champ magnétique. A fort champ magnétique les sous-bandes convergent vers des niveaux de Landau qui se forment dans le plan perpendiculaire à l'axe du nanofil. La densité d'états au niveau de Fermi augmente simultanément avec le confinement des électrons au centre du nanofil dans des orbites cyclotrons. Les fluctuations de magnéto-conductance laissent place, à fort champ magnétique, à une chute, provoquée par l'augmentation du taux de collision.

La génération d'un photo-courant induit par une onde électromagnétique dans l'infrarouge est observée. Ces mesures préliminaires suggèrent une anisotropie en fonction de la direction de polarisation linéaire pour des nanofils d'InSb de structure cristalline Blende de Zinc. Cette constatation va à l'encontre des travaux réalisés sur des nanofils de composition différentes mais de même structure cristalline. Des expériences similaires doivent être réalisées pour vérifier la robustesse de ce résultat.

Cette thèse a permis de décrire les phénomènes de transport électronique en régime quasi-balistique sous champ magnétique intense et de plus a montré l'apparition d'un photo-courant sous excitation infrarouge. Ces résultats ouvrent la voie à la spectroscopie par photoconductivité sous champ magnétique intense. En excitant des porteurs de manière sélective, une mesure directe des niveaux d'énergie est possible.

Annexe A

Contexte scientifique et technologique

Les nanofils d'InAs et d'InSb sont des constituants intéressants pour certains domaines de recherche et applications technologiques grâce à leurs propriétés électroniques. [109]

1 Electronique haute performance

La révolution de la microélectronique a été possible grâce à la miniaturisation du composant de base des circuits logiques : le transistor. Le transistor est composé d'un canal où circule le courant contrôlé par une électrode de grille. La grille permet de faire basculer le canal d'un état passant « on » à un état non passant « off ». La réduction de la taille du transistor permet d'augmenter la densité de composants par puce et ainsi réduire les coûts de fabrication. Elle s'accompagne de l'augmentation de la vitesse et de la diminution de l'énergie de basculement [110]. Grâce à ces avantages et à la consommation croissante de systèmes électroniques, l'industrie de la micro-électronique progresse en réduisant graduellement la taille des transistors suivant la loi de Moore [111].

La miniaturisation des transistors fabriqués selon l'architecture classique « Silicium sur oxyde » (SOI) approche de ses limites. La réduction de taille réduit le couplage entre la grille et le canal, diminuant ainsi le ratio des courants I_{on}/I_{off} . Pour y remédier l'épaisseur de la couche diélectrique entre la grille et le canal doit être diminuée, ce qui entraîne l'augmentation du courant de fuite conduisant à l'augmentation de la consommation électrique du système. De plus la densité de puissance nécessaire au fonctionnement des dispositifs devient trop importante pour que la chaleur puisse être évacuée suffisamment rapidement par le système. La réduction de la puissance entraînerait la diminution de la vitesse de basculement [110, 112].

Le couplage entre la grille et le canal est plus efficace si la grille passe d'une architecture planaire à une architecture « gate all around » entourant le canal [114, 115]. Les nanofils ont alors la géométrie idéale pour former le canal. Les difficultés d'intégration conduisent à la fabrication de transistors verticaux qui permettent le dépôt d'une grille horizontale. La rapidité de basculement peut être considérablement augmentée en remplaçant le Silicium du canal par un matériau à plus forte mobilité électronique comme GaAs, InAs ou InSb [110]. De très grandes puretés

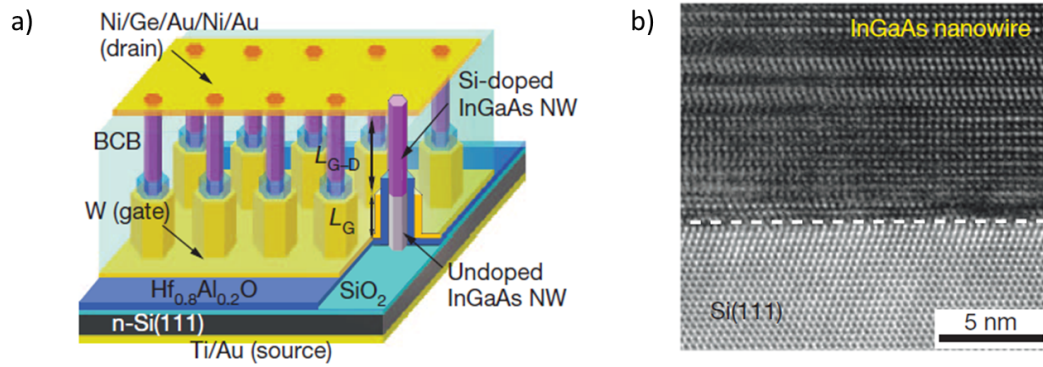


FIGURE A.1 – a) transistors verticaux intégrés sur Silicium basé composés de nanofils d’InGaAs entourés d’une grille [113]. b) Image de microscopie à transmission haute résolution de l’interface Si/InGaAs.

cristallines, atteignables par épitaxie, sont nécessaires pour obtenir les meilleures performances. L’intégration de semi-conducteurs III-V sur Silicium sans générer de défauts d’interface constitue un défi technologique. La géométrie des nanofils a l’avantage de concentrer le désaccord de maille dans la direction radiale du nanofil [116] permettant la réduction des défauts d’interface. De nombreux exemples de transistors verticaux basés sur des nanofils semiconducteurs III-V ont été réalisés [79, 113, 117, 118, 119, 120, 121] [figure A.1].

2 Panneaux solaires et photo-détecteurs

L’énergie solaire est une énergie renouvelable indispensable pour résoudre les enjeux sociétaux que constituent la crise énergétique et le réchauffement climatique. L’industrie des panneaux photovoltaïques a encore des difficultés à produire à bas coût des systèmes avec un fort rendement énergétique et une grande durée de vie. De plus, leur fabrication nécessite une grande quantité de matériaux semi-conducteurs à fort impact environnemental.

Un panneau photovoltaïque génère de l’électricité en absorbant les photons incidents pour produire des paires électrons-trous. Une des difficultés est de capter ces porteurs excités avant leur recombinaison. Les cellules solaires classiques sont constituées de couches empilées de matériaux formant les électrodes et la zone active. Réduire l’épaisseur de la zone active permettrait de réduire la distance de collection des porteurs, mais diminuerait également la profondeur de la zone d’absorption de la cellule. Des nanofils semiconducteurs verticaux ont alors l’avantage de réduire la distance de collection des porteurs en maintenant une forte profondeur d’absorption et en réduisant la quantité de matière utilisée pour leur fabrication [122, 123, 124]. L’utilisation de nanofils comme photo-détecteurs est aussi très prometteuse. Le fort ratio surface-volume et le confinement quantique apportent divers avantages comme un fort rendement quantique et une forte dépendance en la polarisation incidente, un faible courant « off », ou un faible temps de réponse. Les détecteurs basés sur des nanofils III-V sont particulièrement intéressants pour la détection d’infrarouges grâce à leur faible bande interdite [96, 97, 98, 103, 118].

3 Spintronique

La spintronique consiste à utiliser le spin de l'électron comme degré de liberté pour traiter de l'information. Dans l'électronique classique, l'information binaire 0 ou 1 est codée par un courant fort ou faible. Chaque électron a un spin, soit $\uparrow$, soit $\downarrow$. Remplacer le codage de l'information par le spin pourrait permettre d'augmenter la durée de vie des dispositifs, de diminuer la consommation électrique des composants et d'accélérer l'écriture et la lecture des mémoires magnétiques [125].

Dans ce contexte, S. Datta et B. Das ont proposé une architecture pour réaliser un transistor de spin filtrant les courants électriques et contrôlé par une électrode de grille [11]. Ce dispositif repose sur le couplage spin-orbite de Rashba induit par le champ électrique de la grille. Un courant polarisé en spin est injecté dans le canal par une électrode ferromagnétique. Le couplage spin-orbite fait précesser la direction de spin. La direction de spin lorsque les porteurs atteignent l'électrode de drain est alors contrôlée par un champ électrique. En fonction des directions d'aimantation des électrodes de drains ou de sources, le transistor est passant ou bloquant. Les nanofils d'InAs ou d'InSb peuvent faire office de canal unidimensionnel à fort couplage spin-orbite et sont donc de bons candidats pour réaliser le dispositif de S. Datta et B. Das.

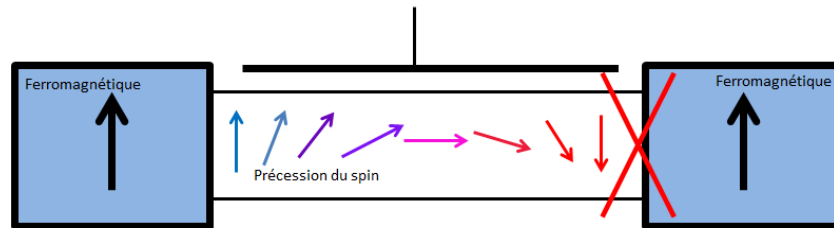


FIGURE A.2 – Illustration du transistor de spin basé sur le couplage spin-orbite de Rashba.

4 Information quantique

Les recherches sur l'information quantique sont en pleine effervescence avec la promesse de réaliser des algorithmes quantiques beaucoup plus efficaces que les algorithmes classiques pour certaines tâches. Ces efforts sont motivés par les difficultés de l'électronique actuelle à poursuivre les progrès imposés par la loi de Moore. Le principe du calcul quantique consiste à utiliser des bits quantiques (ou qubits) dont l'état est une combinaison linéaire des états 0 et 1. En couplant un nombre N de qubits les uns avec les autres, le système peut être dans 2^N états en même temps. La puissance de calcul repose sur ce nombre exponentiel d'états accessibles.

Plusieurs architectures constituent des candidats pour la réalisation de qubits. On distingue en particulier les puits quantiques, les pièges ioniques, les centres d'impuretés dans les diamants ou les circuits supraconducteurs. Les nanofils offrent certains avantages comme la possibilité d'être intégrés dans des circuits électriques à base de silicium, ainsi que de définir, grâce à des grilles locales, plusieurs puits quantiques le long du même nanofil [126]. Les nanofils III-V en particulier montrent une

forte mobilité, des temps de cohérence longs et un fort couplage spin-orbite permettant de manipuler l'état de spin et de réaliser des fermions de Majorana.

Le spin est un degré de liberté intéressant pour implémenter des qubits. Leur réalisation a été démontrée dans des puits quantiques basés sur des nanofils d'InSb [127]. Deux puits quantiques sont couplés. L'un contient le qubit et l'autre sert à la lecture de l'état avec le principe de blocage de spin. L'écriture de l'état est effectuée par résonance magnétique à l'aide de micro-bobines [128, 129].

5 Fermions de Majorana

Les Fermions de Majorana constituent une solution réelle de l'équation de Dirac prédite par Majorana impliquant que ces particules sont identiques à leur propre antiparticule ($\Psi = \Psi^\dagger$) [130, 131]. Les Fermions de Majorana possèdent des propriétés uniques en physique fondamentale, en particulier celle de pouvoir effectuer des échanges non Abéliens [132]. L'observation de particules de cette nature constitue un défi pour la physique moderne [130].

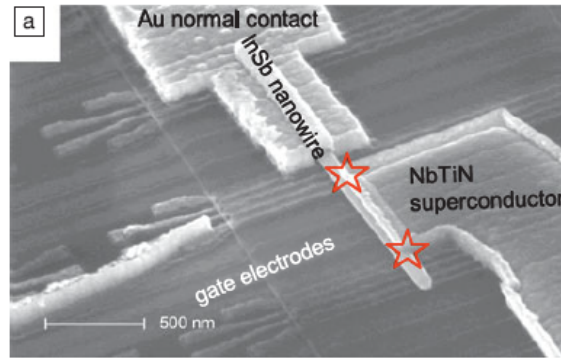


FIGURE A.3 – Nanofils d'InSb contactés d'une extrémité par un conducteur métallique et de l'autre par un supraconducteur [126]. Des contacts en dessous du nanofil font office de grille locale.

Il a été récemment proposé qu'un conducteur 1D, avec un fort couplage spin-orbite, dans un état supraconducteur et sous champ magnétique, produit à ses extrémités des excitations électroniques constituant des Fermions de Majorana [133, 134]. Ces Fermions de Majorana issus de la physique des solides ont fait l'objet de beaucoup d'attention durant ces dernières années. Des indices de leur présence ont été détectés dans des dispositifs basés sur des nanofils d'InAs [135, 136] et d'InSb [137, 138, 139] en tirant avantage du fort couplage spin-orbite et du confinement 1D de ces systèmes [figure A.3]. La supraconductivité est induite dans les nanofils par proximité en réalisant des contacts supraconducteurs [140, 141]. La création de ces états nécessite une excellente connaissance de l'évolution de la structure de bande des nanofils en fonction du champ magnétique [142, 143].

De récents travaux présentent les fermions de Majorana comme des candidats potentiels à la réalisation de qubits topologiques. La décohérence est une des nuisances principales conduisant à la destruction de la superposition quantique, mais elle peut être fortement diminuée par la protection topologique [132]. Les fermions de Majorana sont protégés topologiquement et permettent de réaliser des échanges

non-Abéliens. Echanger la position de deux fermions de Majorana modifie donc l'état du système et permet de basculer l'état du qubit [144].

Annexe B

Propriétés électriques et structurales d'InAs et InSb massifs

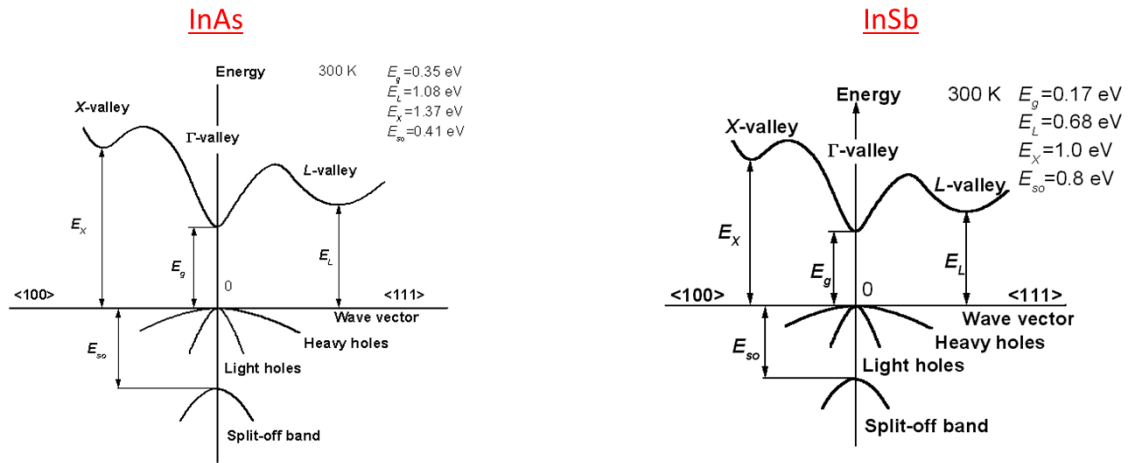


FIGURE B.1 – Structure de bande au voisinage du gap d'InAs et InSb massif. [145]

Propriété	InAs	InSb
Structure cristalline [146]	Blende de Zinc	Blende de Zinc
Constante de maille [146] à 300 K (Angstrom)	6,0583	6,479
Energie gap [145] (eV)	0,354	0,17
Non parabolicité α : [145] (eV^{-1}) $E(1 + \alpha E) = \hbar^2 k^2 / 2m^*$	1,4	4,1
Masse effective électrons [145]	$0,023 m_0$	$0,014 m_0$
Masse effective trous lourds [145]	$0,46 m_0$	$0,42 m_0$
Masse effective trous légers [145]	$0,026 m_0$	$0,015 m_0$
Constante diélectrique relative (statique) [145]	15,15	16,8
Mobilité à 300 K [80] (cm^2/Vs)	30 000	77 000
Facteur de Landé [147, 148]	15	51

TABLE B.1 – Caractéristiques électroniques et structurales de InAs et InSb.

Annexe C

Suppléments théoriques

1 Couplage spin-orbite

Le couplage spin-orbite est important dans les semi-conducteurs III-V. Il modifie les propriétés électroniques et en particulier la structure de bande. Il est particulièrement fort dans InAs et InSb.

Dans le modèle de l'atome d'hydrogène, l'interaction spin-orbite (SOI) est une correction relativiste décrite par l'Hamiltonien $\mathcal{H}_{SO}$ [149, 150, 151] :

$$\hat{\mathcal{H}}_{SO} = -\frac{2\hbar}{(2m^*c)^2} \cdot \vec{\sigma} \cdot (\vec{E}(r)) \wedge \vec{p} \quad (\text{C.1})$$

$\vec{\sigma}$ est un vecteur des matrices de Pauli $\hat{\sigma} = (\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z)$ décrivant le spin $\hat{S} = \hat{\sigma}\hbar/2$, E est le champ électrique effectif et $\vec{p}$ est l'opérateur de quantité de mouvement. Dans les semi-conducteurs III-V essentiellement deux phénomènes entraînent une interaction spin-orbite.

- L'effet Rashba qui provient de l'asymétrie du potentiel de confinement [149, 152], modélisé par la force de l'interaction spin-orbite de Rashba α

$$\mathcal{H}_{RSOI} = -\alpha(p_y\sigma_x + p_x\sigma_y) \quad (\text{C.2})$$

- L'effet Dresselhaus qui provient de l'asymétrie structurale [153], caractérisé par le coefficient spin-orbite de Dresselhaus β .

$$\mathcal{H}_{DSOI} = \beta(-p_x\sigma_x + p_y\sigma_y) \quad (\text{C.3})$$

Modification de la structure de bande par l'effet Rashba

L'interaction spin-orbite de Rashba ajoute un terme à l'Hamiltonien qui modifie la relation de dispersion solution de l'équation de Schrödinger [149] :

$$E_{\pm k} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \pm \alpha k \quad (\text{C.4})$$

Les relations de dispersions sont décalées dans la direction k d'une valeur $\pm k_{SO} = \pm \alpha m^*/\hbar$ et suivant l'axe des énergies d'une valeur $\Delta_{SO} = (\alpha m^*)^2$ spin [figure C.1 (c)]. Par conséquent la dégénérescence de spin est levée.

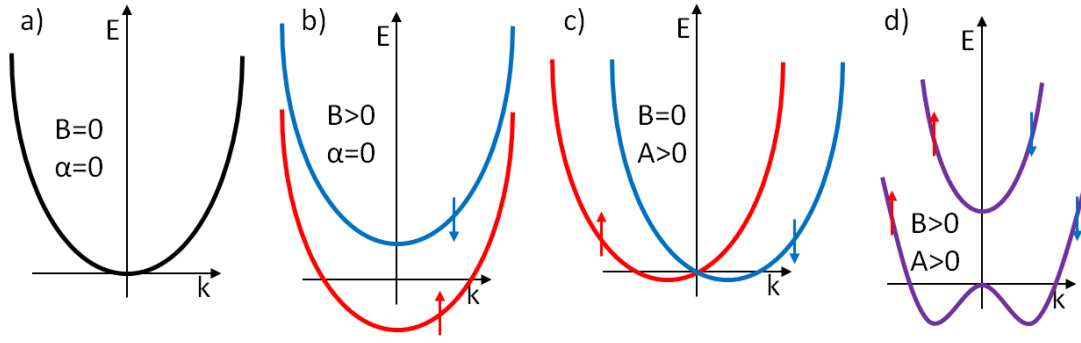


FIGURE C.1 – a) Spectre d'énergie d'un électron libre. b) Spectre d'énergie d'un électron en présence d'un champ magnétique. c) Spectre d'énergie d'un électron en présence de l'effet Rashba. d) diagramme de dispersion avec couplage spin-orbite et application d'un champ magnétique externe.

La combinaison de l'interaction spin-orbite et d'un champ magnétique permet la génération d'états hélicoïdaux avec une hybridation des états de spin [figure C.1 (d)]. Un gap apparaît entre les deux sous-bandes hybridées [154]. Des signatures de ce gap ont été observées dans des puits quantiques de GaAs [155] mais il n'a pas été mis en évidence dans des nanofils d'InAs et d'InSb. Des simulations de structure de bande auto-cohérentes prenant en compte le champ électrique de la grille (Annexe E 1) montrent que l'effet du couplage spin-orbite de Rashba sur la structure de bande est négligeable dans l'interprétation des expériences.

2 Interférences quantiques

En présence de désordre, ou du fait de la géométrie particulière d'un conducteur, plusieurs trajectoires peuvent être possibles pour transmettre un porteur d'un point a à un point b . Si la cohérence de phase est maintenue entre ces deux points, alors tous les chemins possibles doivent être considérés en même temps à l'aide des intégrales de Feynman [156]. Une probabilité A_p est attribuée à chaque chemin. La probabilité de transmission de a à b s'exprime comme le carré de la somme des probabilités A_p [10, 6]

$$T_{a \rightarrow b} = \left| \sum_p A_p \right|^2 = \sum_p |A_p|^2 + \sum_{i \neq j} A_i A_j^* \quad (\text{C.5})$$

Le terme $A_i A_j$ est une correction quantique au transport classique provenant des interférences. L'expression relative d'un chemin est $A_i(\varphi) = |A_i| \exp(i\Delta\varphi_i)$ [6]. Les fonctions d'onde correspondant à chaque chemin se rencontrent au point final avec une différence de phase $\Delta\varphi = \varphi_i - \varphi_j$. Par conséquent la probabilité de transmission s'écrit :

$$T_{a \rightarrow b} = \left| \sum_p A_p \right|^2 = \sum_p |A_p|^2 + \sum_{i \neq j} |A_i| |A_j| \cos(\varphi_i - \varphi_j) \quad (\text{C.6})$$



FIGURE C.2 – Association de deux types de trajectoires quantiques. a) Deux trajectoires A_n A_p différentes et non symétriques par renversement du temps ; en moyenne cette contribution disparaît. b) Deux trajectoires A_n et A_p symétriques par renversement du temps [157].

L'application d'un champ magnétique modifie la phase des différents chemins en fonction du potentiel vecteur A [6, 7, 158] :

$$\Delta\varphi = \frac{e}{\hbar} \int A \cdot dl \quad (C.7)$$

L'amplitude de l'onde résultante est donc modulée par le champ magnétique.

Oscillations d'Aharonov-Bohm

Les oscillations de Aharonov-Bohm constituent des oscillations de magnétoconductance périodiques en fonction du champ magnétique [158, 159] [figure C.3 (c)]. Elles apparaissent lorsque le conducteur présente une géométrie en anneau ou tubulaire [figure C.3 (a)]. La période des oscillations correspond à un quantum de flux ($\phi_0 = h/e$) emprisonné par l'anneau [10].

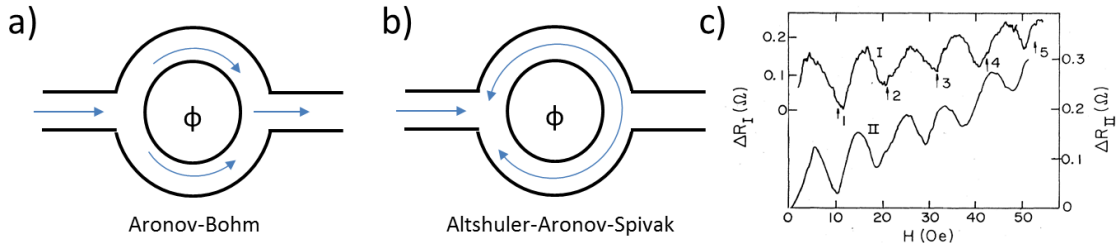


FIGURE C.3 – Trajectoire des porteurs dans un anneau menant à des interférences de type Aronov-Bohm (a) et Altshuler-Aronov-Spivak (b). c) Oscillations de magnétorésistance observées expérimentalement [158].

Deux chemins de Feynman permettent de traverser l'anneau, l'un par le chemin du haut et l'autre par le chemin du bas [figure C.3 (b)]. On attribue à chacun des

chemins les poids respectifs A_i et A_j . Leur phase est modifiée en fonction du potentiel vecteur A intégrée sur chacun des chemins [6] :

$$\varphi_1 = \frac{e}{\hbar} \int_{haut} A \cdot dl ; \quad \varphi_2 = \frac{e}{\hbar} \int_{bas} A \cdot dl \quad (C.8)$$

En remarquant que la circulation d'un chemin se fait dans le sens horaire direct et l'autre dans le sens horaire indirect, on en déduit la différence de phase :

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{|e|}{\hbar} \oint A \cdot dl = \frac{|e|}{\hbar} \int_S B \cdot dS = \frac{|e|BS}{\hbar} = 2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad (C.9)$$

Par conséquent la transmission du dispositif est périodique en fonction du flux du champ magnétique avec une période Φ_0 et s'écrit :

$$T(\varphi) = |A_i|^2 + |A_j|^2 + 2|A_i||A_j|\cos(2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} + \varphi) \quad (C.10)$$

Oscillations de Al'tshuler-Aharonov-Spivak

Un deuxième type d'interférences peut avoir lieu dans les anneaux menant à des oscillations de magnéto-conductance périodique en $h/2e$ nommées oscillations de Al'tshuler-Aharonov-Spivak [160, 161]. Ces interférences ont lieu entre deux chemins de Feynman parcourant entièrement la boucle définie par l'anneau [figure C.3 (b)]. Les chemins sont donc symétriques par renversement du temps. Si les interférences sont constructives, alors la probabilité de rétrodiffusion est maximum, conduisant à une chute de transmission. La différence de phase entre les deux chemins s'écrit alors :

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{|e|}{\hbar} \oint A \cdot dl = 2 \frac{|e|}{\hbar} \int_S B \cdot dS = 2 \frac{|e|BS}{\hbar} = 4\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad (C.11)$$

Localisation faible

Parmi les nombreux chemins que peuvent prendre les porteurs, ceux qui sont symétriques par renversement du temps [figure C.2] donnent toujours des interférences constructives. Pour un électron partant d'une position donnée, certains chemins peuvent le ramener en boucle au point d'origine [figure C.4 (a)]. Ces trajectoires peuvent être parcourues dans les deux sens. Elles forment alors deux chemins de Feynman A^+ et A^- symétriques par renversement du temps. Comme les deux chemins sont identiques, $A^+ = A^- = A$, ils sont en phase et le terme d'interférence de l'équation C.5 est maximal : $|A^+ + A^-|^2 = 4|A|^2$. Le résultat est une augmentation de la probabilité de rétrodiffusion et une diminution de la constante de diffusion entraînant une baisse de la conductivité [10, 162, 163].

L'application d'un champ magnétique supprime cet effet, ce qui produit une magnéto-conductance positive [165] [figure C.4 (b)]. Les deux chemins A_i et A_j sont parcourus en sens inverse ; par conséquent la modification de phase est opposée. La symétrie par renversement du temps est brisée. Les interférences d'une boucle ne sont alors plus constructives et la transmission augmente. La conductance en fonction du champ magnétique ne varie pas périodiquement comme pour l'effet Aronov-Bohm, ni aléatoirement comme pour les UCFs, car la localisation faible est le résultat

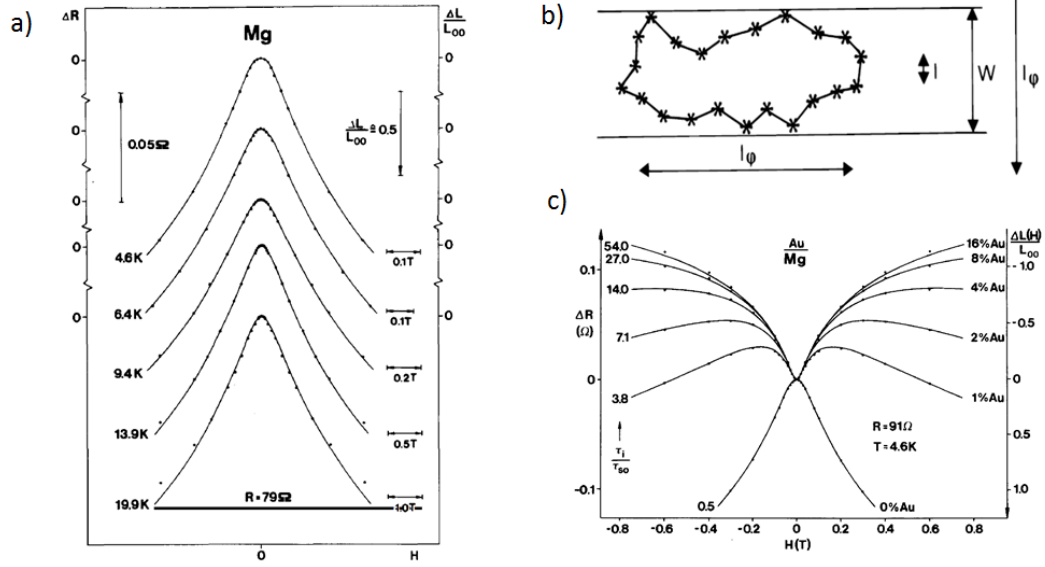


FIGURE C.4 – a) Magnétorésistance d'un film de Mg en fonction du champ magnétique [163]. Les points correspondent aux mesures expérimentales et les courbes aux valeurs théoriques. Mg présente un couplage spin-orbite très faible. La magnétorésistance négative est attribuée à la suppression de la localisation faible. b) Illustration d'une trajectoire d'un porteur ($l_\varphi > W > l_e$) symétrique par renversement du temps contribuant à la localisation faible [164]. c) Magnétorésistance d'un film de Mg recouvert d'une fine couche d'or [163]; la fraction d'or est indiquée à droite. L'or confère au système un fort couplage spin-orbite. La suppression de l'antilocalisation faible est prépondérante à faible champ magnétique et responsable de la magnétorésistance positive observée. La magnétorésistance, négative à plus fort champ magnétique, est attribuée à la suppression de la localisation faible.

d'un grand nombre de boucles qui interfèrent constructivement. Chacune de ces boucles décrit une surface différente des autres, et la différence de phase introduite par le champ magnétique est indépendante d'une boucle à l'autre. Pour un champ magnétique suffisamment fort, les interférences de chaque boucle se compensent en moyenne, et l'effet de la localisation faible sur la transmission est supprimé. La variation de conductance s'écrit en fonction de la longueur magnétique $l_B = (\hbar/eB)^{1/2}$ [10] :

$$\Delta G = -g_s g_v \frac{e^2}{h} \frac{1}{L} \left(\frac{1}{l_\varphi^2} + \frac{1}{l_B^2} \right)^{-1/2} \quad (C.12)$$

Antilocalisation faible

En présence de couplage spin-orbite, on définit une longueur spin-orbite $l_{SO} = \sqrt{3}l_R^2/D$ [165] avec l_R la longueur de précession de spin $l_R = \hbar^2/(2m^*\alpha)$. l_{SO} correspond à la longueur au bout de laquelle le spin d'un porteur effectue une rotation complète sous l'effet du couplage spin-orbite. Le retournement du spin transforme les interférences constructives en destructives; cela diminue l'effet de la localisation faible [163] = selon l'équation sur la figure C.5 [73, 162, 166, 165].

$$\Delta G = -\frac{e^2}{h} \frac{1}{L} \left[3 \left(\frac{1}{l_\varphi^2} + \frac{4}{3l_{SO}^2} + \frac{1}{l_B^2} \right)^{-\frac{1}{2}} - \left(\frac{1}{l_\varphi^2} + \frac{1}{l_B^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \right] \\ - \frac{e^2}{h} \frac{1}{L} \left[-3 \left(\frac{1}{l_\varphi^2} + \frac{4}{3l_{SO}^2} + \frac{d}{l_e^2} + \frac{1}{l_B^2} \right)^{-\frac{1}{2}} + \left(\frac{1}{l_\varphi^2} + \frac{d}{l_e^2} + \frac{1}{l_B^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \right]$$

FIGURE C.5 – Equation décrivant la variation de conductance induite par l’antilocalisation faible. d représente le nombre de dimensions du système.

L’application d’un champ magnétique supprime l’antilocalisation faible en augmentant la longueur l_{SO} conduisant à une magnéto conductance positive [160]. L’antilocalisation faible est exploitée dans de nombreuses études pour estimer l_{SO} ainsi que la force du couplage spin-orbite α dans des nanofils d’InAs [72, 167, 26, 168] et d’InSb [73].

Annexe D

Liste des échantillons

Nom	Composition	Diamètre	Longueur entre contacts
InAs1	InAs	27 nm	225 nm
InAs2	InAs	30 nm	300 nm, 300 nm et 280 nm
InAs3	InAs	52 nm	2000 nm
InAs4	InAs	42 nm	225 nm
InAs5	InAs	23 nm	100 nm
InAs6	InAs	41 nm	400 nm
InAs7	InAs	43 nm	230 nm et 580 nm
InAs8	InAs	62 nm	3000 nm
InSb1	InSb	100 nm	600 nm
InSb2	Insb	100 nm	1000 nm

TABLE D.1 – Liste des échantillons mesurées et leurs dimensions.

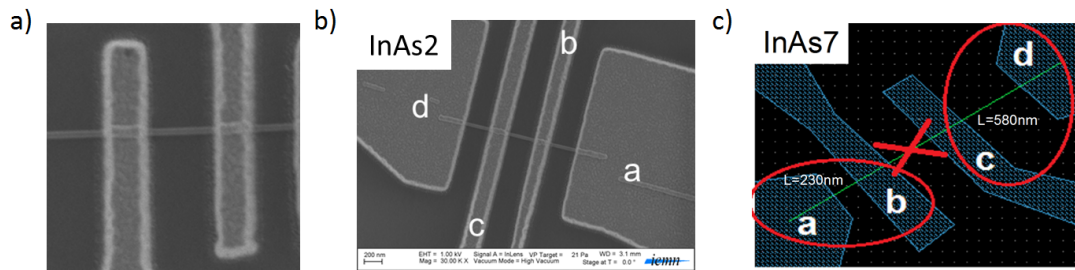


FIGURE D.1 – a) image MEB d'un nanofil contacté par des sondes métalliques. b) Image MEB de l'échantillon InAs2 et ses 4 contacts métalliques. c) Schéma des 4 contacts de l'échantillon InAs7. Le segment du milieu est détruit.

Annexe E

Résultats additionels

1 Prise en compte du champ électrique dans les simulations

Pour étudier les effets du champ électrique, des calculs auto-cohérents ont été réalisés pour un nanofil d'InSb de 100 nm de diamètre, sous champ magnétique perpendiculaire, à 0 T, 5 T 10 T et 15 T par Y. M. Niquet. Les interactions entre électrons sont traitées dans l'approximation des champs moyens (« Schrödinger-Poisson ») [169]. Un couplage capacitif de 39 pF/m est obtenu par des calculs auto-cohérents proches de la valeur géométrique (45 pF/m), mais plus grands que la valeur expérimentale (≈ 11 -13 pF/m). Cela signifie que le champ électrique effectif est fortement surestimé par rapport à la réalité.

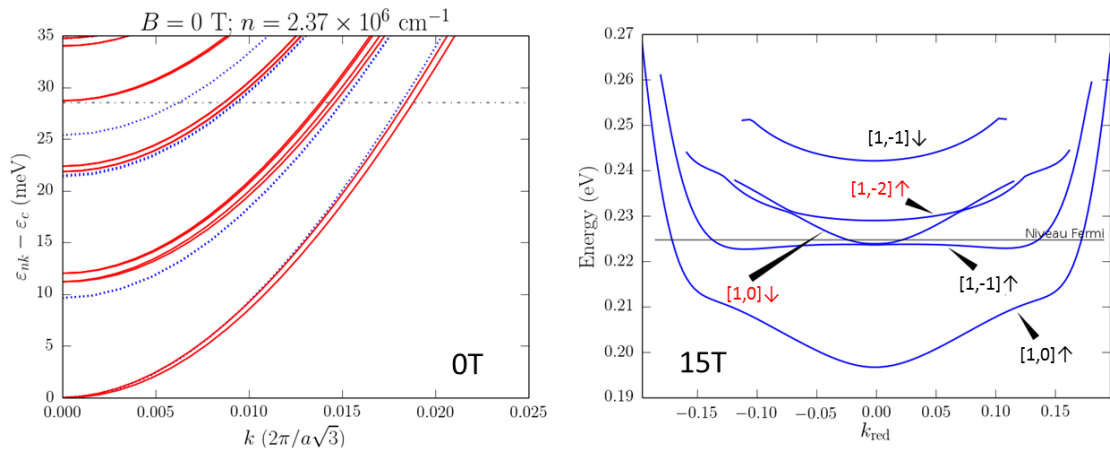


FIGURE E.1 – Gauche : structure de bande sans champ électrique (non auto-cohérente) en bleu et prenant en compte le champ électrique (auto-cohérent) en rouge, pour une concentration électronique $n = 2,37 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$ correspondant à $V_g - V_{seuil} \approx 2,11 \text{ V}$. Droite : structure de bande auto-cohérente à 15 T pour $n = 2,37 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1}$.

Les structures de bande présentées [figure E.1] montrent une différence dans l'énergie des sous-bandes entre un calcul auto-cohérent et non auto-cohérent. A champ magnétique nul, la différence d'énergie entre les sous-bandes est réduite. Les effets sont plus importants sous champ magnétique avec une modification de la dispersion. On constate aussi un rapprochement et un croisement des bandes $[1, -2] \uparrow$ et $[1, 0] \downarrow$ changeant l'ordre d'occupation des sous-bandes.

La fonction de transfert est calculée à partir des deux structures de bande; la transmission et le couplage capacitif sont ajustés pour reproduire les courbes expérimentales avec la structure de bande [figure E.2]. Plus le champ électrique est élevé, plus la différence entre les deux simulations est importante. Lorsque le niveau de Fermi est dans les deux premières sous-bandes, l'influence du champ électrique est négligeable. C'est pourquoi les simulations du nombre de modes occupés en fonction de la tension de grille sont très proches pour les premières sous-bandes.

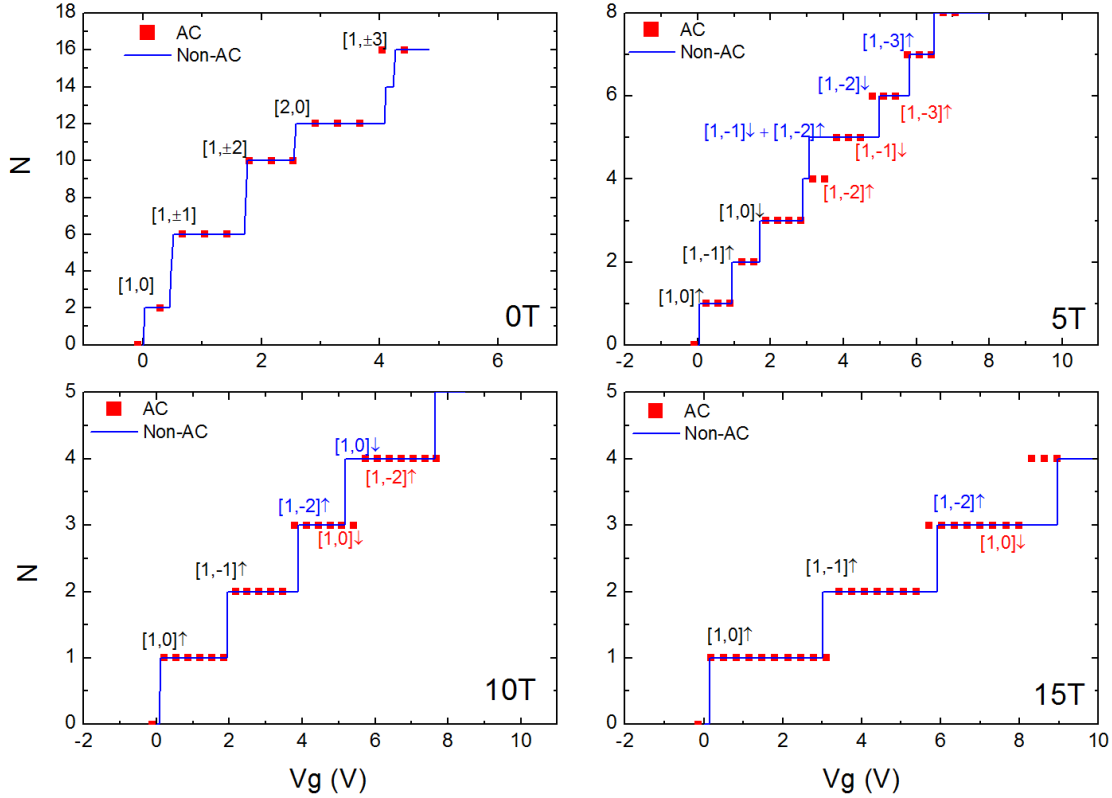


FIGURE E.2 – Nombre de modes occupés en fonction de la tension de grille à 0 T, 5 T, 10 T et 15 T calculés à partir de structures de bande auto-cohérentes (carrés rouges) et non auto-cohérentes (traits bleus). La tension de grille théorique est multipliée par 43/13 pour l'ajuster à un couplage capacitif de 13 pF/m.

La conductance des modes suivants semble aussi peu affectée par le champ électrique. Derrière cet accord apparent, il y a l'inversion des bandes $[1, -2] \uparrow$ et $[1, 0] \downarrow$ et une modification de la relation de dispersion. Mais les mesures de magnéto-transport ne sont pas sensibles à ces modifications.

2 Spectroscopie de biais sur les échantillons InAs4 et InAs7

Des spectroscopies de biais ont été réalisées sur les échantillons InAs4 et sur l'échantillon InAs7. La figure E.3 représente, pour les deux échantillons, la transconductance en fonction de la tension de grille et de la tension de biais pour une température de 1,6 K.

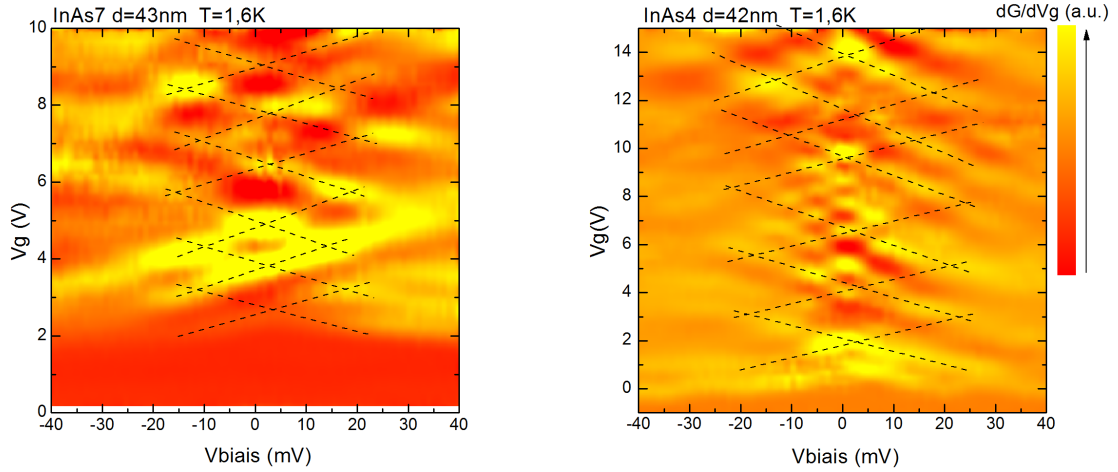


FIGURE E.3 – Représentation en couleur de la transconductance $\partial G/\partial V_g$ en fonction de la tension de grille et de biais des nanofils InAs4 (gauche) et InAs7 (droite). La transconductance est dérivée de spectroscopies de biais effectuées sur ces échantillons à la température de 1,6 K. Les lignes noires servent de guide pour suivre l'évolution des maxima en jaune.

Cependant, à cette température, des effets de cohérence apparaissent et se superposent aux effets de quantification de la conductance. En particulier sur l'échantillon InAs4 [figure E.3 (droite)] de nombreuses fluctuations de transconductance sont visibles à faibles tensions de biais. Des croisements de maxima de transconductance ont lieu à des tensions de grille largement inférieures à celles des croisements mesurés sur l'échantillon InAs7 [figure E.3 (gauche)] qui a pourtant un diamètre proche. Ces fluctuations sont attribuées à des oscillations de Fabry-Pérot qui sont d'avantage développées dans la section 4.2 du chapitre 3. L'interprétation de la transconductance n'est donc pas aisée. Néanmoins, les effets de cohérence disparaissent à forte tension de biais (section 1.2 chapitre 3). Les structures sur la transconductance visibles pour $V_{bias} > 10$ mV sont des signatures de la structure de bande et permettent de remonter à l'écart entre les niveaux d'énergie.

3 Mesures de magnéto-transport sur l'échantillon InAs1

La conductance de l'échantillon InAs1 a été mesurée à 50 K pour de nombreuses tensions de grille entre 1 V et 17 V. Des mesures avec un pas resserré ont été effectuées

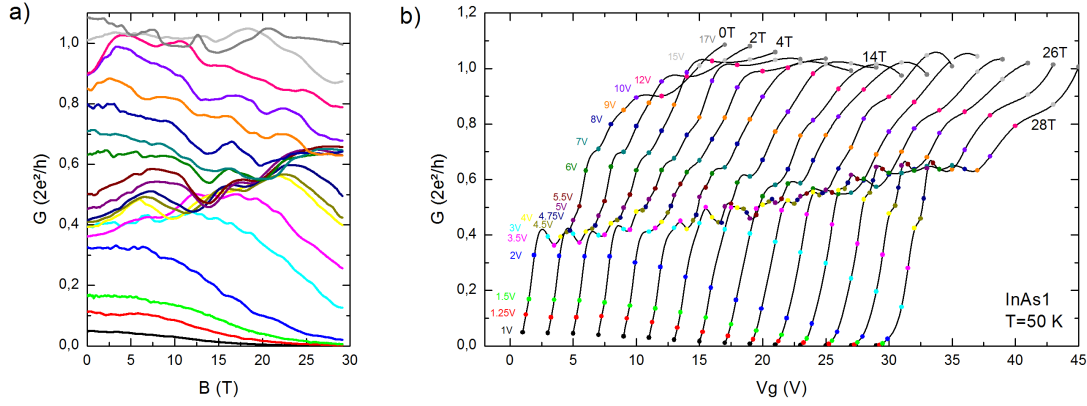


FIGURE E.4 – a) Ensemble complet des mesures de magnéto-transport obtenues sur l'échantillon InAs1 à $T = 50$ K sous champ magnétique perpendiculaire à l'axe du nanofil dans l'intervalle 0 T–28 T. b) Fonctions de transfert sous champ magnétique obtenues en interpolant les résultats de la figure de droite. Les courbes sont décalées en V_g pour plus de clarté. Les points de couleurs correspondent aux valeurs expérimentales.

entre 3 V et 6 V qui permettent de sonder l'évolution sous champ magnétique du premier plateau de conductance [figure E.4].

4 Mesures de magnéto-transport sur l'échantillon InSb2

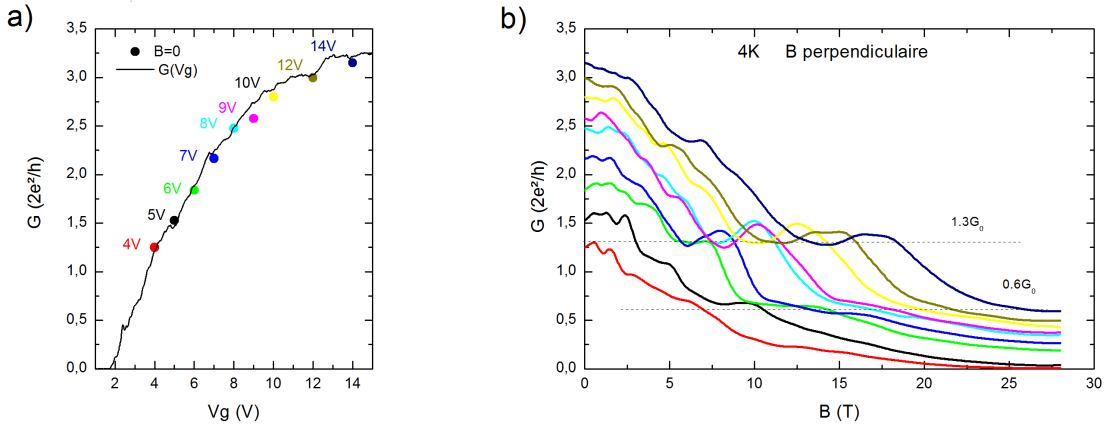


FIGURE E.5 – a) Fonction de transfert de l'échantillon InAs2. b) Mesure de magnéto-transport de l'échantillon InAs2 en configuration perpendiculaire. Les valeurs de la conductance à champ magnétique nul sont reportées sur la figure de gauche par des points de couleur correspondante.

La conductance de l'échantillon InSb2 est mesurée en fonction du champ magnétique orienté perpendiculairement à l'axe du nanofil à une température de 4,2 K. Les résultats sont similaires à ceux obtenus avec l'échantillon InSb1 au chapitre 4. A champ magnétique nul, la conductance augmente avec la tension de grille montrant

des fluctuations dus à la quantification de conductance et aux effets d'interférences quantiques [figure E.5] (a). La magnéto-conductance mesurée à tension de grille constante diminue par plateau [figure E.5] (b). Deux plateaux à $1,3 G_0$ et $0,6 G_0$ sont particulièrement visibles à partir de 7 T. La conductance de ces plateaux est constante avec le champ magnétique ce qui suggère que le dispositif est dans le régime balistique.

Annexe F

Liste des contributions

1 Articles

- F. Vigneau, V. Prudkovkiy, I. Duchemin, W. Escoffier, P. Caroff, Y.-M. Niquet, R. Leturcq, M. Goiran, and B. Raquet, **Magnetotransport Subband Spectroscopy in InAs Nanowires**, Phys. Rev. Lett. 112, 076801 (2014).
- F. Vigneau, Ö. Gül, Y. M. Niquet, D. Car, S. R. Plissard, W. Escoffier, E. P. A. M. Bakkers, I. Duchemin, B. Raquet, Michel Goiran, **Revealing the band structure of InSb nanowires by high field magneto-transport in the quasi-ballistic regime**, (accepté par Phys. Rev. B).
- F. Vigneau, I. Duchemin, W. Escoffier, P. Caroff, Y.-M. Niquet, R. Leturcq, B. Raquet, M. Goiran, **Anisotropic conductance properties of quasi-ballistic InAs Nanowires under high magnetic field**, (en préparation).

2 Presentations orales

- 33rd International Conference on the Physics of Semiconductors, **Probing the band structure of InSb nanowires and by magneto-transport in quasi-ballistic regime**, Pékin, Chine, Août 2016.
- 22nd International Conference on High Magnetic Fields in Semiconductor Physics, **Magneto-transport properties of quasi-ballistics InAs nanowires under high magnetic field**, Sapporo, Japon, Juillet 2016.
- Atelier nanofils semiconducteurs 2016. **Sonder la structure de bande de nanofils d’InSb par magnéto-transport en régime quasi-balistique**, Meudon, France, Juin 2016.
- Séminaire de laboratoire, Junichiro Kono laboratory. **Revealing the energy spectrum of semiconducting nanowires by quasi-ballistic transport under high magnetic field**, Rice University, Houston, Texas, USA, Septembre 2015.

- 23^{ième} Congrès de la Société Française de Physique, session : Supraconductivité mésoscopique et fermions de Majorana, **Revealing the energy spectrum of semiconducting nanowires by quasi-ballistic transport under high magnetic field**, Strasbourg, Août 2015.
- GDR Nanofils 2014. **Transport électronique dans les nanofils III-V sous champs magnétiques intenses**. Toulouse, Octobre 2014.

3 Presentations posters

- 11th International Conference on Research in High Magnetic Fields, **Transport under intense magnetic field : a tool to reveal electronic properties of InAs Nanowires**, Grenoble, Juillet 2015.
- 8^{ième} journée de l'école doctorale de la science de la matière de Toulouse, **Transport under intense magnetic field : a tool to reveal electronic properties of InAs Nanowires**, Toulouse, Mai 2015.
- Journées Nationales du Réseau Doctoral en Micro-nanoélectronique, **Transport under intense magnetic field : a tool to reveal electronic properties of InAs Nanowires**, Bordeaux, Mai 2015.
- Optical properties of individual nanowires and quantum dots in high magnetic field workshop, **Transport under intense magnetic field : a tool to reveal electronic properties of InAs Nanowires**, Toulouse, Septembre 2014.
- Nanowiring fall school 2013, **Revealing the energy spectrum of InAs nanowires by electronic transport under high magnetic field**, Alghero, Sardaigne, Octobre 2013.

Bibliographie

- [1] H. L. Zhao, Y. Zhu, and S. Feng, “Magnetic depopulation of hybrid magnetoelectric subbands in a quantum-well wire under an axial magnetic field,” *Phys. Rev. B*, vol. 40, pp. 8107–8110, Oct 1989.
- [2] K. Seeger, *Semiconductor physics, an introduction*. Solid-State Science, 1989.
- [3] K. Chain, J.-h. Huang, J. Duster, P. K. Ko, and C. Hu, “A MOSFET electron mobility model of wide temperature range (77-400 K) for IC simulation,” *Semiconductor science and technology*, vol. 12, no. 4, p. 355, 1997.
- [4] S. M. Sze, *Semiconductor devices : physics and technology*. John Wiley & Sons, 2008.
- [5] R. Landauer, “Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction,” *IBM Journal of Research and Development*, vol. 32, no. 3, pp. 306–316, 1988.
- [6] D. Supriyo, *Electronic transport in mesoscopic systems*. Cambridge university Press, 1997.
- [7] S. M. G. D. Ferry, *Transport in nanostructures*. Cambridge university Press, 1995.
- [8] B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel, and C. T. Foxon, “Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 60, pp. 848–850, Feb 1988.
- [9] D. Wharam, T. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J. Frost, D. Hasko, D. Peacock, D. Ritchie, and G. Jones, “One-dimensional transport and the quantisation of the ballistic resistance,” *Journal of Physics C : solid state physics*, vol. 21, no. 8, p. L209, 1988.
- [10] C. W. J. Beenakker and H. van Houten, “Quantum transport in nanostructures,” *Solid State Physics*, vol. 44, pp. 1–228, 1991.
- [11] S. Datta and B. Das, “Electronic analog of the electrooptic modulator,” *Applied Physics Letters*, vol. 56, no. 7, 1990.
- [12] M. J. Biercuk, N. Mason, J. Martin, A. Yacoby, and C. M. Marcus, “Anomalous conductance quantization in carbon nanotubes,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, p. 026801, Jan 2005.
- [13] V. K. Andrey, P.-B. Ronit, M. Diana, and S. Hadas, “Multimode Fabry-Pérot conductance oscillations in suspended stacking-faults-free InAs nanowires,” *Nano Letters*, vol. 10, no. 9, pp. 3439–3445, 2010. PMID : 20695446.

- [14] W. Liang, M. Bockrath, D. Bozovic, J. H. Hafner, M. Tinkham, and H. Park, “Fabry-Perot interference in a nanotube electron waveguide,” *Nature*, vol. 411, pp. 665–669, 2001.
- [15] A. Javey, J. Guo, Q. Wang, M. Lundstrom, and H. Dai, “Ballistic carbon nanotube field-effect transistors,” *Nature*, vol. 424, pp. 654–657, 2003.
- [16] D. Mann, A. Javey, J. Kong, Q. Wang, and H. Dai, “Ballistic transport in metallic nanotubes with reliable pd ohmic contacts,” *Nano Letters*, vol. 3, no. 11, pp. 1541–1544, 2003.
- [17] P. A. Lee, A. D. Stone, and H. Fukuyama, “Universal conductance fluctuations in metals : Effects of finite temperature, interactions, and magnetic field,” *Phys. Rev. B*, vol. 35, pp. 1039–1070, Jan 1987.
- [18] B. L. Altshuler, “Fluctuations in the extrinsic conductivity of disordered conductors,” *JETP Letters*, vol. 41, p. 648, 1985.
- [19] P. A. Lee and A. D. Stone, “Universal conductance fluctuations in metals,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 55, pp. 1622–1625, Oct 1985.
- [20] C. W. J. Beenakker, “Random-matrix theory of quantum transport,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 69, pp. 731–808, Jul 1997.
- [21] C. W. J. Beenakker and H. van Houten, “Flux-cancellation effect on narrow-channel magnetoresistance fluctuations,” *Phys. Rev. B*, vol. 37, pp. 6544–6546, Apr 1988.
- [22] S. Alagha, S. E. Hernández, C. Blömers, T. Stoica, R. Calarco, and T. Schäpers, “Universal conductance fluctuations and localization effects in InN nanowires connected in parallel,” *Journal of Applied Physics*, vol. 108, no. 11, 2010.
- [23] C. Blömers, M. I. Lepsa, M. Luysberg, D. Grützmacher, H. Lüth, and T. Schäpers, “Electronic phase coherence in InAs nanowires,” *Nano Letters*, vol. 11, no. 9, pp. 3550–3556, 2011. PMID : 21848307.
- [24] C. Blömers, T. Schäpers, T. Richter, R. Calarco, H. Lüth, and M. Marso, “Phase-coherent transport in InN nanowires of various sizes,” *Phys. Rev. B*, vol. 77, p. 201301, May 2008.
- [25] G. Petersen, S. E. Hernández, R. Calarco, N. Demarina, and T. Schäpers, “Spin-orbit coupling and phase-coherent transport in inn nanowires,” *Phys. Rev. B*, vol. 80, p. 125321, Sep 2009.
- [26] S. Estévez Hernández, M. Akabori, K. Sladek, C. Volk, S. Alagha, H. Hardt-degen, M. G. Pala, N. Demarina, D. Grützmacher, and T. Schäpers, “Spin-orbit coupling and phase coherence in InAs nanowires,” *Phys. Rev. B*, vol. 82, p. 235303, Dec 2010.
- [27] H. Yao, H. Yusuf Günel, C. Blömers, K. Weis, J. Chi, J. Grace Lu, J. Liu, D. Grützmacher, and T. Schäpers, “Phase coherent transport in InSb nanowires,” *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 8, 2012.
- [28] B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and D. E. Khmelnitsky, “Effects of electron-electron collisions with small energy transfers on quantum localisation,” *Journal of Physics C : Solid State Physics*, vol. 15, no. 36, p. 7367, 1982.

- [29] J. Kim, J.-H. Yun, C. H. Kim, Y. C. Park, J. Y. Woo, J. Park, J.-H. Lee, J. Yi, and C.-S. Han, “ZnO nanowire-embedded schottky diode for effective uv detection by the barrier reduction effect,” *Nanotechnology*, vol. 21, no. 11, p. 115205, 2010.
- [30] K.-F. Berggren, G. Roos, and H. van Houten, “Characterization of very narrow quasi-one-dimensional quantum channels,” *Phys. Rev. B*, vol. 37, pp. 10118–10124, Jun 1988.
- [31] L. Schubnikov and W. de Haas, “Die widerstandsänderung von wismuteinkristallen im magnetfeld bei der temperatur von flüssigem stickstoff,” *Proc. Netherlands R. Acad. Sci*, vol. 33, pp. 130–163, 1930.
- [32] H. van Houten, B. van Wees, J. Mooij, G. Roos, and K.-F. Berggren, “Magnetic depopulation of subbands and universal conductance fluctuations in quasi-one dimensional GaAs/AlGaAs heterostructures,” *Superlattices and Microstructures*, vol. 3, no. 5, pp. 497 – 501, 1987.
- [33] K. F. Berggren, T. J. Thornton, D. J. Newson, and M. Pepper, “Magnetic depopulation of 1D subbands in a narrow 2D electron gas in a GaAs :AlGaAs heterojunction,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 57, pp. 1769–1772, Oct 1986.
- [34] B. J. van Wees, L. P. Kouwenhoven, E. M. M. Willems, C. J. P. M. Harman, J. E. Mooij, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, and C. T. Foxon, “Quantum ballistic and adiabatic electron transport studied with quantum point contacts,” *Phys. Rev. B*, vol. 43, pp. 12431–12453, May 1991.
- [35] A. H. MacDonald and P. Středa, “Quantized hall effect and edge currents,” *Phys. Rev. B*, vol. 29, pp. 1616–1619, Feb 1984.
- [36] M. Büttiker, “Absence of backscattering in the quantum hall effect in multi-probe conductors,” *Phys. Rev. B*, vol. 38, pp. 9375–9389, Nov 1988.
- [37] H. van Houten, C. W. J. Beenakker, P. H. M. van Loosdrecht, T. J. Thornton, H. Ahmed, M. Pepper, C. T. Foxon, and J. J. Harris, “Four-terminal magnetoresistance of a two-dimensional electron-gas constriction in the ballistic regime,” *Phys. Rev. B*, vol. 37, pp. 8534–8536, May 1988.
- [38] C. Beenakker, H. Houten, and B. Wees, “Skipping orbits, traversing trajectories, and quantum ballistic transport in microstructures,” *Superlattices and Microstructures*, vol. 5, no. 1, 1989.
- [39] T. Richter, C. Blömers, H. Lüth, R. Calarco, M. Indlekofer, M. Marso, and T. Schäpers, “Flux quantization effects in InN nanowires,” *Nano Letters*, vol. 8, no. 9, pp. 2834–2838, 2008. PMID : 18712932.
- [40] M. Royo, C. Segarra, A. Bertoni, G. Goldoni, and J. Planelles, “Aharonov-bohm oscillations and electron gas transitions in hexagonal core-shell nanowires with an axial magnetic field,” *Phys. Rev. B*, vol. 91, p. 115440, Mar 2015.
- [41] O. Gül, N. Demarina, C. Blömers, T. Rieger, H. Lüth, M. I. Lepsa, D. Grütz-macher, and T. Schäpers, “Flux periodic magnetoconductance oscillations in GaAs/InAs core/shell nanowires,” *Phys. Rev. B*, vol. 89, p. 045417, Jan 2014.

- [42] A. Bachtold, C. Strunk, J.-P. Salvetat, J.-M. Bonard, L. Forró, T. Nussbaumer, and C. Schönenberger, “Aharonov–bohm oscillations in carbon nanotubes,” *Nature*, vol. 397, no. 6721, pp. 673–675, 1999.
- [43] E. N. Bogachev, A. G. Scherbakov, and U. Landman, “Nonlinear magnetoconductance of nanowires,” *Phys. Rev. B*, vol. 56, pp. 14917–14920, Dec 1997.
- [44] Y. Tserkovnyak and B. I. Halperin, “Magnetoconductance oscillations in quasiballistic multimode nanowires,” *Phys. Rev. B*, vol. 74, p. 245327, Dec 2006.
- [45] C. Rolland, P. Caroff, C. Coinon, X. Wallart, and R. Leturcq, “Inhomogeneous si-doping of gold-seeded InAs nanowires grown by molecular beam epitaxy,” *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 22, pp. –, 2013.
- [46] S. R. Plissard, D. R. Slapak, M. A. Verheijen, M. Hocevar, G. W. G. Immink, I. van Weperen, S. Nadj-Perge, S. M. Frolov, L. P. Kouwenhoven, and E. P. A. M. Bakkers, “From InSb nanowires to nanocubes : Looking for the sweet spot,” *Nano Letters*, vol. 12, no. 4, pp. 1794–1798, 2012. PMID : 22364222.
- [47] R. S. Wagner and W. C. Ellis, “Vapor-liquid-solid mechanism of single crystal growth,” *Applied Physics Letters*, vol. 4, no. 5, 1964.
- [48] M. Tchernycheva, L. Travers, G. Patriarche, F. Glas, J.-C. Harmand, G. E. Cirilin, and V. G. Dubrovskii, “Au-assisted molecular beam epitaxy of InAs nanowires : Growth and theoretical analysis,” *Journal of Applied Physics*, vol. 102, no. 9, 2007.
- [49] K. Flöhr, M. Liebmann, K. Sladek, H. Y. Günel, R. Frielinghaus, F. Haas, C. Meyer, H. Hardtdegen, T. Schäpers, D. Grützmacher, and M. Morgens-tern, “Manipulating InAs nanowires with submicrometer precision,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 82, no. 11, 2011.
- [50] S. Nanot, *Structure de bandes et transport électronique dans les nanotubes de carbone sous champ magnétique intense*. PhD thesis, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2009.
- [51] P. Frings, H. Witte, H. Jones, J. Beard, and T. Hermannsdoerfer, “Rapid cooling methods for pulsed magnets,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 18, pp. 612–615, June 2008.
- [52] O. Gul, D. J. van Woerkom, I. van Weperen, D. Car, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, and L. P. Kouwenhoven, “Towards high mobility InSb nanowire devices,” *Nanotechnology*, vol. 26, no. 21, p. 215202, 2015.
- [53] S. A. Dayeh, C. Soci, P. K. L. Yu, E. T. Yu, and D. Wang, “Transport properties of InAs nanowire field effect transistors : The effects of surface states,” *Journal of Vacuum Science & Technology B*, vol. 25, no. 4, 2007.
- [54] L. I. Glazman and A. V. Khaetskii, “Nonlinear quantum conductance of a point contact,” *JETP Letters*, vol. 48, p. 591.
- [55] L. P. Kouwenhoven, B. J. van Wees, C. J. P. M. Harmans, J. G. Williamson, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, C. T. Foxon, and J. J. Harris, “Nonlinear conductance of quantum point contacts,” *Phys. Rev. B*, vol. 39, pp. 8040–8043, Apr 1989.
- [56] I. van Weperen, O. Gul, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, S. M. Frolov, and L. P. Kouwenhoven, “Quantized conductance in an InSb nanowire,” *Nano Letters*, vol. 13, no. 2, pp. 387–391, 2013. PMID : 23259576.

- [57] W. Lu, J. Xiang, B. P. Timko, Y. Wu, and C. M. Lieber, “One-dimensional hole gas in germanium/silicon nanowire heterostructures,” *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 102, no. 29, pp. 10046–10051, 2005.
- [58] N. K. Patel, J. T. Nicholls, L. Martin-Moreno, M. Pepper, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones, “Evolution of half plateaus as a function of electric field in a ballistic quasi-one-dimensional constriction,” *Phys. Rev. B*, vol. 44, pp. 13549–13555, Dec 1991.
- [59] G. T. Noe, H. Nojiri, J. Lee, G. L. Woods, J. Léotin, and J. Kono, “A table-top, repetitive pulsed magnet for nonlinear and ultrafast spectroscopy in high magnetic fields up to 30 T,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 84, no. 12, 2013.
- [60] G. T. Noe, Q. Zhang, J. Lee, E. Kato, H. Nojiri, G. L. Woods, and J. Kono, “Terahertz time-domain magnetospectroscopy using a table-top repetitive pulsed magnet,” in *2014 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) - Laser Science to Photonic Applications*, pp. 1–2, June 2014.
- [61] S. Chuang, Q. Gao, R. Kapadia, A. C. Ford, J. Guo, and A. Javey, “Ballistic InAs nanowire transistors,” *Nano Letters*, vol. 13, no. 2, pp. 555–558, 2013. PMID : 23256503.
- [62] A. C. Ford, S. B. Kumar, R. Kapadia, J. Guo, and A. Javey, “Observation of degenerate one-dimensional sub-bands in cylindrical InAs nanowires,” *Nano Letters*, vol. 12, no. 3, pp. 1340–1343, 2012. PMID : 22268516.
- [63] P. F. Bagwell and T. P. Orlando, “Landauer’s conductance formula and its generalization to finite voltages,” *Phys. Rev. B*, vol. 40, pp. 1456–1464, Jul 1989.
- [64] S. He and S. Das Sarma, “Quantum conduction in narrow constrictions,” *Phys. Rev. B*, vol. 40, pp. 3379–3382, Aug 1989.
- [65] Y. M. Niquet, A. Lherbier, N. H. Quang, M. V. Fernández-Serra, X. Blase, and C. Delerue, “Electronic structure of semiconductor nanowires,” *Phys. Rev. B*, vol. 73, p. 165319, Apr 2006.
- [66] J.-M. Jancu, R. Scholz, F. Beltram, and F. Bassani, “Empirical spds* tight-binding calculation for cubic semiconductors : General method and material parameters,” *Phys. Rev. B*, vol. 57, pp. 6493–6507, Mar 1998.
- [67] M. P. Persson, , and H. Q. Xu, “Electronic structure of [100]-oriented free-standing semiconductor nanowires,” *Nano Letters*, vol. 4, no. 12, pp. 2409–2414, 2004.
- [68] R. Chen and K. K. Bajaj, “Enhancement of the electronic effective mass in quantum wires,” *Phys. Rev. B*, vol. 50, pp. 1949–1952, Jul 1994.
- [69] K. K. Das and A. Mizel, “Radial dependence of the carrier mobility in semiconductor nanowires,” *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 17, no. 42, p. 6675, 2005.
- [70] G. W. Holloway, D. Shiri, C. M. Haapamaki, K. Willick, G. Watson, R. R. La-Pierre, and J. Baugh, “Magnetoelectronic signatures of subband structure in semiconductor nanowires,” *Phys. Rev. B*, vol. 91, p. 045422, Jan 2015.

- [71] D. Liang, M. R. Sakr, and X. P. A. Gao, “One-dimensional weak localization of electrons in a single InAs nanowire,” *Nano Letters*, vol. 9, no. 4, pp. 1709–1712, 2009.
- [72] A. E. Hansen, M. T. Björk, C. Fasth, C. Thelander, and L. Samuelson, “Spin relaxation in InAs nanowires studied by tunable weak antilocalization,” *Phys. Rev. B*, vol. 71, p. 205328, May 2005.
- [73] I. van Weperen, B. Tarasinski, D. Eeltink, V. S. Pribiag, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, L. P. Kouwenhoven, and M. Wimmer, “Spin-orbit interaction in InSb nanowires,” *Phys. Rev. B*, vol. 91, p. 201413, May 2015.
- [74] P. Roulleau, T. Choi, S. Riedi, T. Heinzl, I. Shorubalko, T. Ihn, and K. Ensslin, “Suppression of weak antilocalization in InAs nanowires,” *Phys. Rev. B*, vol. 81, p. 155449, Apr 2010.
- [75] N. Gupta, Y. Song, G. W. Holloway, U. Sinha, C. M. Haapamaki, R. R. LaPierre, and J. Baugh, “Temperature-dependent electron mobility in InAs nanowires,” *Nanotechnology*, vol. 24, no. 22, p. 225202, 2013.
- [76] A. C. Ford, J. C. Ho, Y.-L. Chueh, Y.-C. Tseng, Z. Fan, J. Guo, J. Bokor, and A. Javey, “Diameter-dependent electron mobility of InAs nanowires,” *Nano Letters*, vol. 9, no. 1, pp. 360–365, 2009. PMID : 19143505.
- [77] K. D. R., , and W. J., “Gate coupling and charge distribution in nanowire field effect transistors,” *Nano Letters*, vol. 7, no. 9, pp. 2778–2783, 2007. PMID : 17718588.
- [78] A. Konar, J. Mathew, K. Nayak, M. Bajaj, R. K. Pandey, S. Dhara, K. V. R. M. Murali, and M. M. Deshmukh, “Carrier transport in high mobility InAs nanowire junctionless transistors,” *Nano Letters*, vol. 15, no. 3, pp. 1684–1690, 2015. PMID : 25658044.
- [79] S. A. Dayeh, D. P. Aplin, X. Zhou, P. K. Yu, E. T. Yu, and D. Wang, “High electron mobility InAs nanowire field-effect transistors,” *small*, vol. 3, no. 2, pp. 326–332, 2007.
- [80] D. L. Rode, “Electron transport in InSb, InAs, and InP,” *Phys. Rev. B*, vol. 3, pp. 3287–3299, May 1971.
- [81] L. B. Wang, J. K. Guo, N. Kang, D. Pan, S. Li, D. Fan, J. Zhao, and H. Q. Xu, “Phase-coherent transport and spin relaxation in InAs nanowires grown by molecule beam epitaxy,” *Applied Physics Letters*, vol. 106, no. 17, 2015.
- [82] R. de Picciotto, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. W. West, “Four-terminal resistance of a ballistic quantum wire,” *Nature*, vol. 411, pp. 51–54.
- [83] M. Büttiker, “Four-terminal phase-coherent conductance,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 57, pp. 1761–1764, Oct 1986.
- [84] M. Büttiker, “Role of quantum coherence in series resistors,” *Phys. Rev. B*, vol. 33, pp. 3020–3026, Mar 1986.
- [85] F. Vigneau, V. Prudkovkiy, I. Duchemin, W. Escoffier, P. Caroff, Y.-M. Niquet, R. Leturcq, M. Goiran, and B. Raquet, “Magnetotransport subband spectroscopy in InAs nanowires,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 112, p. 076801, Feb 2014.

- [86] S. Heedt, W. Prost, J. Schubert, D. Grützmacher, and T. Schäpers, “Ballistic transport and exchange interaction in InAs nanowire quantum point contacts,” *Nano letters*, vol. 16, no. 5, pp. 3116–3123, 2016. PMID : 27104768.
- [87] M. de la Mata, R. Leturcq, S. R. Plissard, C. Rolland, C. Magén, J. Arbiol, and P. Caroff, “Twin-induced InSb nanosails : A convenient high mobility quantum system,” *Nano letters*, vol. 16, no. 2, pp. 825–833, 2016.
- [88] M. Krüger, M. R. Buitelaar, T. Nussbaumer, C. Schönenberger, and L. Forró, “Electrochemical carbon nanotube field-effect transistor,” *Applied Physics Letters*, vol. 78, no. 9, pp. 1291–1293, 2001.
- [89] S. Ilani, L. A. Donev, M. Kindermann, and P. L. McEuen, “Measurement of the quantum capacitance of interacting electrons in carbon nanotubes,” *Nature Physics*, vol. 2, no. 10, pp. 687–691, 2006.
- [90] L. A. Ponomarenko, R. Yang, R. V. Gorbachev, P. Blake, A. S. Mayorov, K. S. Novoselov, M. I. Katsnelson, and A. K. Geim, “Density of states and zero landau level probed through capacitance of graphene,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, p. 136801, Sep 2010.
- [91] S. Nanot, W. Escoffier, B. Lassagne, J.-M. Broto, and B. Raquet, “Exploring the electronic band structure of individual carbon nanotubes under 60 T,” *Comptes Rendus Physique*, vol. 10, no. 4, pp. 268 – 282, 2009. Carbon nanotube electronicsÉlectronique à nanotubes de carbone.
- [92] J. Kammhuber, M. C. Cassidy, H. Zhang, Önder Gül, F. Pei, M. W. A. de Moor, B. Nijholt, K. Watanabe, T. Taniguchi, D. Car, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, and L. P. Kouwenhoven, “Conductance quantization at zero magnetic field in InSb nanowires,” *Nano Letters*, vol. 16, no. 6, pp. 3482–3486, 2016. PMID : 27121534.
- [93] M. T. Björk, A. Fuhrer, A. E. Hansen, M. W. Larsson, L. E. Fröberg, and L. Samuelson, “Tunable effective g factor in InAs nanowire quantum dots,” *Phys. Rev. B*, vol. 72, p. 201307, Nov 2005.
- [94] A. De and C. E. Pryor, “Calculation of landé g factors for III-V nanowhisker quantum dots and comparison with experiment,” *Phys. Rev. B*, vol. 76, p. 155321, Oct 2007.
- [95] J. Zhang, N. Xi, K. W. C. Lai, H. Chen, Y. Luo, and G. Li, “Single carbon nanotube based photodiodes for infrared detection,” in *2007 7th IEEE Conference on Nanotechnology (IEEE NANO)*, pp. 1156–1160, Aug 2007.
- [96] H. Chen, X. Sun, K. W. C. Lai, M. Meyyappan, and N. Xi, “Infrared detection using an InSb nanowire,” in *Nanotechnology Materials and Devices Conference, 2009. NMDC '09. IEEE*, pp. 212–216, June 2009.
- [97] J. Miao, W. Hu, N. Guo, Z. Lu, X. Zou, L. Liao, S. Shi, P. Chen, Z. Fan, J. C. Ho, T.-X. Li, X. S. Chen, and W. Lu, “Single InAs nanowire room-temperature near-infrared photodetectors,” *ACS Nano*, vol. 8, no. 4, pp. 3628–3635, 2014. PMID : 24592971.
- [98] C.-H. Kuo, J.-M. Wu, S.-J. Lin, and W.-C. Chang, “High sensitivity of middle-wavelength infrared photodetectors based on an individual InSb nanowire,” *Nanoscale Research Letters*, vol. 8, no. 1, pp. 1–8, 2013.

- [99] D. Fan, N. Kang, S. G. Ghalamestani, K. A. Dick, and H. Q. Xu, “Schottky barrier and contact resistance of InSb nanowire field-effect transistors,” *Nanotechnology*, vol. 27, no. 27, p. 275204, 2016.
- [100] J. Wang, M. S. Gudiksen, X. Duan, Y. Cui, and C. M. Lieber, “Highly polarized photoluminescence and photodetection from single Indium Phosphide nanowires,” *Science*, vol. 293, no. 5534, pp. 1455–1457, 2001.
- [101] M. P. van Kouwen, M. H. M. van Weert, M. E. Reimer, N. Akopian, U. Perinetti, R. E. Algra, E. P. A. M. Bakkers, L. P. Kouwenhoven, and V. Zwiller, “Single quantum dot nanowire photodetectors,” *Applied Physics Letters*, vol. 97, no. 11, 2010.
- [102] M. H. M. van Weert, N. Akopian, F. Kelkensberg, U. Perinetti, M. P. van Kouwen, J. G. Rivas, M. T. Borgström, R. E. Algra, M. A. Verheijen, E. P. A. M. Bakkers, L. P. Kouwenhoven, and V. Zwiller, “Orientation-dependent optical-polarization properties of single quantum dots in nanowires,” *Small*, vol. 5, no. 19, pp. 2134–2138, 2009.
- [103] H. Pettersson, J. Trägårdh, A. I. Persson, L. Landin, D. Hessman, and L. Samuelson, “Infrared photodetectors in heterostructure nanowires,” *Nano Letters*, vol. 6, no. 2, pp. 229–232, 2006. PMID : 16464040.
- [104] D. C. Kim, D. L. Dheeraj, B. O. Fimland, and H. Weman, “Polarization dependent photocurrent spectroscopy of single wurtzite GaAs/AlGaAs core-shell nanowires,” *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 14, 2013.
- [105] J. L. Birman, “Some selection rules for band-band transitions in wurtzite structure,” *Phys. Rev.*, vol. 114, pp. 1490–1492, Jun 1959.
- [106] A. L. Efros and W. R. L. Lambrecht, “Theory of light emission polarization reversal in zinc-blende and wurtzite nanowires,” *Phys. Rev. B*, vol. 89, p. 035304, Jan 2014.
- [107] D. Spirkoska, A. L. Efros, W. R. L. Lambrecht, T. Cheiwchanchamnangij, A. Fontcuberta i Morral, and G. Abstreiter, “Valence band structure of polytypic zinc-blende/wurtzite GaAs nanowires probed by polarization-dependent photoluminescence,” *Phys. Rev. B*, vol. 85, p. 045309, Jan 2012.
- [108] A. Mishra, L. V. Titova, T. B. Hoang, H. E. Jackson, L. M. Smith, J. M. Yarrison-Rice, Y. Kim, H. J. Joyce, Q. Gao, H. H. Tan, and C. Jagadish, “Polarization and temperature dependence of photoluminescence from zincblende and wurtzite InP nanowires,” *Applied Physics Letters*, vol. 91, no. 26, 2007.
- [109] P. Yang, R. Yan, and M. Fardy, “Semiconductor nanowire : What’s next?,” *Nano Letters*, vol. 10, no. 5, pp. 1529–1536, 2010. PMID : 20394412.
- [110] J. A. Del Alamo, “Nanometre-scale electronics with III-V compound semiconductors,” *Nature*, vol. 479, no. 7373, pp. 317–323, 2011.
- [111] G. E. Moore, “Cramming more components onto integrated circuits, reprinted from electronics, volume 38, number 8, april 19, 1965, pp. 114 ff.,” *IEEE Solid-State Circuits Newsletter*, vol. 3, no. 20, pp. 33–35, 2006.
- [112] D. J. Frank, “Power-constrained cmos scaling limits,” *IBM Journal of Research and Development*, vol. 46, pp. 235–244, March 2002.
- [113] K. Tomioka, M. Yoshimura, and T. Fukui, “A III-V nanowire channel on silicon for high-performance vertical transistors,” *Nature*, vol. 488, p. 189–192, 2012.

- [114] G. Larrieu and X.-L. Han, "Vertical nanowire array-based field effect transistors for ultimate scaling," *Nanoscale*, vol. 5, no. 6, pp. 2437–2441, 2013.
- [115] H. Takato, K. Sunouchi, N. Okabe, A. Nitayama, K. Hieda, F. Horiguchi, and F. Masuoka, "Impact of surrounding gate transistor (SGT) for ultra-high-density LSI's," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 38, pp. 573–578, Mar 1991.
- [116] M. W. Larsson, J. B. Wagner, M. Wallin, P. Håkansson, L. E. Fröberg, L. Samuelson, and L. R. Wallenberg, "Strain mapping in free-standing heterostructured wurtzite InAs/InP nanowires," *Nanotechnology*, vol. 18, no. 1, p. 015504, 2007.
- [117] A. W. Dey, C. Thelander, E. Lind, K. A. Dick, B. M. Borg, M. Borgstrom, P. Nilsson, and L. E. Wernersson, "High-performance InAs nanowire MOS-FETs," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 33, pp. 791–793, June 2012.
- [118] J. Svensson, A. W. Dey, D. Jacobsson, and L.-E. Wernersson, "III–V nanowire complementary metal–oxide semiconductor transistors monolithically integrated on si," *Nano Letters*, vol. 15, no. 12, pp. 7898–7904, 2015. PMID : 26595174.
- [119] H. Schmid, M. Borg, K. Moselund, L. Gignac, C. M. Breslin, J. Bruley, D. Cuttaia, and H. Riel, "Template-assisted selective epitaxy of III–V nanoscale devices for co-planar heterogeneous integration with si," *Applied Physics Letters*, vol. 106, no. 23, 2015.
- [120] C. Thelander, C. Rehnstedt, L. E. Froberg, E. Lind, T. Martensson, P. Caroff, T. Lowgren, B. J. Ohlsson, L. Samuelson, and L. E. Wernersson, "Development of a vertical wrap-gated InAs FET," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 55, pp. 3030–3036, Nov 2008.
- [121] L. E. Froberg, C. Rehnstedt, C. Thelander, E. Lind, L. E. Wernersson, and L. Samuelson, "Heterostructure barriers in wrap gated nanowire FETs," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 29, pp. 981–983, Sept 2008.
- [122] E. Garnett and P. Yang, "Light trapping in silicon nanowire solar cells," *Nano Letters*, vol. 10, no. 3, pp. 1082–1087, 2010. PMID : 20108969.
- [123] J. Wallentin, N. Anttu, D. Asoli, M. Huffman, I. Åberg, M. H. Magnusson, G. Siefert, P. Fuss-Kailuweit, F. Dimroth, B. Witzigmann, *et al.*, "InP nanowire array solar cells achieving 13.8% efficiency by exceeding the ray optics limit," *Science*, vol. 339, no. 6123, pp. 1057–1060, 2013.
- [124] B. Tian, X. Zheng, T. J. Kempa, Y. Fang, N. Yu, G. Yu, J. Huang, and C. M. Lieber, "Coaxial silicon nanowires as solar cells and nanoelectronic power sources," *Nature*, vol. 449, no. 7164, pp. 885–889, 2007.
- [125] O. Fruchart, "Dossier spintronique," *Reflets de la physique*, 2012.
- [126] S. M. Frolov, S. R. Plissard, S. Nadj-Perge, L. P. Kouwenhoven, and E. P. Bakkers, "Quantum computing based on semiconductor nanowires," *MRS Bulletin*, vol. 38, pp. 809–815, 10 2013.
- [127] S. Nadj-Perge, V. S. Pribiag, J. W. G. van den Berg, K. Zuo, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, S. M. Frolov, and L. P. Kouwenhoven, "Spectroscopy of spin-orbit quantum bits in indium antimonide nanowires," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, p. 166801, Apr 2012.

- [128] F. Koppens, C. Buizert, K.-J. Tielrooij, I. Vink, K. Nowack, T. Meunier, L. Kouwenhoven, and L. Vandersypen, “Driven coherent oscillations of a single electron spin in a quantum dot,” *Nature*, vol. 442, no. 7104, pp. 766–771, 2006.
- [129] J. W. G. van den Berg, S. Nadj-Perge, V. S. Pribiag, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, S. M. Frolov, and L. P. Kouwenhoven, “Fast spin-orbit qubit in an Indium Antimonide nanowire,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, p. 066806, Feb 2013.
- [130] E. Majorana, “Teoria simmetrica dell’elettrone e del positrone,” *Il Nuovo Cimento (1924-1942)*, vol. 14, no. 4, pp. 171–184, 1937.
- [131] F. Wilczek, “Majorana returns,” *Nature Physics*, vol. 5, no. 9, pp. 614–618, 2009.
- [132] A. Stern and N. H. Lindner, “Topological quantum computation-from basic concepts to first experiments,” *Science*, vol. 339, no. 6124, pp. 1179–1184, 2013.
- [133] A. Y. Kitaev, “Unpaired Majorana fermions in quantum wires,” *Phys.-Usp*, vol. 44, no. 131, 2001.
- [134] Y. Oreg, G. Refael, and F. von Oppen, “Helical liquids and Majorana bound states in quantum wires,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, p. 177002, Oct 2010.
- [135] W. Chang, S. M. Albrecht, T. S. Jespersen, F. Kuemmeth, P. Krogstrup, J. Nygard, and C. M. Marcus, “Hard gap in epitaxial semiconductor–superconductor nanowires,” *Nat Nano*, vol. 10, p. 232–236, 2015.
- [136] A. Das, Y. Ronen, Y. Most, Y. Oreg, M. Heiblum, and H. Shtrikman, “Zero-bias peaks and splitting in an Al-InAs nanowire topological superconductor as a signature of Majorana fermions,” *Nat Phys*, vol. 8, p. 887–895, 2012.
- [137] V. Mourik, K. Zuo, S. M. Frolov, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, and L. P. Kouwenhoven, “Signatures of Majorana fermions in hybrid superconductor–semiconductor nanowire devices,” *Science*, vol. 336, no. 6084, pp. 1003–1007, 2012.
- [138] M. T. Deng, C. L. Yu, G. Y. Huang, M. Larsson, P. Caroff, and H. Q. Xu, “Anomalous zero-bias conductance peak in a Nb–InSb nanowire–Nb hybrid device,” *Nano Letters*, vol. 12, no. 12, pp. 6414–6419, 2012. PMID : 23181691.
- [139] M. T. Deng, C. L. Yu, G. Y. Huang, M. Larsson, P. Caroff, and H. Q. Xu, “Parity independence of the zero-bias conductance peak in a nanowire based topological superconductor–quantum dot hybrid device,” *Scientific Reports*, vol. 4, 2014.
- [140] S. Abay, H. Nilsson, F. Wu, H. Xu, C. Wilson, and P. Delsing, “High critical-current superconductor–InAs nanowire–superconductor junctions,” *Nano Letters*, vol. 12, no. 11, pp. 5622–5625, 2012.
- [141] H. A. Nilsson, P. Samuelsson, P. Caroff, and H. Q. Xu, “Supercurrent and multiple andreev reflections in an InSb nanowire josephson junction,” *Nano Letters*, vol. 12, no. 1, pp. 228–233, 2012. PMID : 22142358.
- [142] B. Nijholt and A. R. Akhmerov, “Orbital effect of magnetic field on the Majorana phase diagram,” *Phys. Rev. B*, vol. 93, p. 235434, Jun 2016.

- [143] T. D. Stanescu, R. M. Lutchyn, and S. Das Sarma, “Majorana fermions in semiconductor nanowires,” *Phys. Rev. B*, vol. 84, p. 144522, Oct 2011.
- [144] T. Hyart, B. van Heck, I. Fulga, M. Burrello, A. Akhmerov, and C. Beenakker, “Flux-controlled quantum computation with Majorana fermions,” *Physical Review B*, vol. 88, no. 3, p. 035121, 2013.
- [145] V. Siklitsky, “New semiconductor materials. characteristics and properties,” 1998.
- [146] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, “Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys,” *Journal of Applied Physics*, vol. 89, no. 11, 2001.
- [147] J. Konopka, “Conduction electron spin resonance in InAs,” *Physics Letters A*, vol. 26, no. 1, pp. 29 – 31, 1967.
- [148] R. A. Isaacson, “Electron spin resonance in n -type InSb,” *Phys. Rev.*, vol. 169, pp. 312–314, May 1968.
- [149] D. Bercioux and P. Lucignano, “Quantum transport in rashba spin–orbit materials : a review,” *Reports on Progress in Physics*, vol. 78, no. 10, p. 106001, 2015.
- [150] B. H. Bransden and C. J. Joachain, *Physics of Atoms and Molecules*. Pearson Education, 2003.
- [151] J. J. Sakurai and J. Napolitano, *Modern Quantum Mechanics*. Pearson, 2013.
- [152] E. A. de Andrada e Silva, G. C. La Rocca, and F. Bassani, “Spin-split subbands and magneto-oscillations in III-V asymmetric heterostructures,” *Phys. Rev. B*, vol. 50, pp. 8523–8533, Sep 1994.
- [153] G. Dresselhaus, “Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures,” *Phys. Rev.*, vol. 100, pp. 580–586, Oct 1955.
- [154] Y. V. Pershin, J. A. Nesteroff, and V. Privman, “Effect of spin-orbit interaction and in-plane magnetic field on the conductance of a quasi-one-dimensional system,” *Phys. Rev. B*, vol. 69, p. 121306, Mar 2004.
- [155] C. H. L. Quay, T. L. Hughes, J. A. Sulpizio, L. N. Pfeiffer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, K. W. West, D. Goldhaber-Gordon, and R. de Picciotto, “Observation of a one-dimensional spin-orbit gap in a quantum wire,” *Nat Phys*, vol. 6, p. 336–339, 2010.
- [156] R. P. Feynman and A. R. Hibbs, *Quantum Mechanics and Path Integrals*. Emended edition.
- [157] B. Lassagne, *Structure de bandes et transport électronique dans les nanotubes de carbone sous champ magnétique intense*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, 2006.
- [158] A. G. Aronov and Y. V. Sharvin, “Magnetic flux effects in disordered conductors,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 59, pp. 755–779, Jul 1987.
- [159] W. Richard A and W. Sean, “Quantum interference fluctuations in disordered metal,” *Physics Today*, vol. 41, p. 46, Dec 1988.
- [160] B. Al’tshuler, A. Aronov, A. Larkin, and D. Khmel’nitskii, “Anomalous magnetoresistance in semiconductors,” *JETP Letters*, vol. 52, p. 441, 1980.

- [161] D. Y. Sharvin and Y. V. Sharvin, “Magnetic-flux quantization in a cylindrical film of a normal metal,” *JETP Letters*, vol. 34, p. 272, 1981.
- [162] S. Chakravarty and A. Schmid, “Weak localization : The quasiclassical theory of electrons in a random potential,” *Physics Reports*, vol. 140, no. 4, pp. 193 – 236, 1986.
- [163] G. Bergmann, “Weak localization in thin films,” *Physics Reports*, vol. 107, no. 1, pp. 1 – 58, 1984.
- [164] van Houten *Acta Electronica*, vol. 28, Aug 1988.
- [165] C. W. J. Beenakker and H. van Houten, “Boundary scattering and weak localization of electrons in a magnetic field,” *Phys. Rev. B*, vol. 38, pp. 3232–3240, Aug 1988.
- [166] C. Kurdak, A. Chang, A. Chin, and T. Chang, “Quantum interference effects and spin-orbit interaction in quasi-one-dimensional wires and rings,” *Physical Review B*, vol. 46, no. 11, p. 6846, 1992.
- [167] D. Liang and X. P. Gao, “Strong tuning of rashba spin-orbit interaction in single InAs nanowires,” *Nano Letters*, vol. 12, no. 6, pp. 3263–3267, 2012. PMID : 22545669.
- [168] S. Dhara, H. S. Solanki, V. Singh, A. Narayanan, P. Chaudhari, M. Gokhale, A. Bhattacharya, and M. M. Deshmukh, “Magnetotransport properties of individual InAs nanowires,” *Phys. Rev. B*, vol. 79, p. 121311, Mar 2009.
- [169] E. Lind, Y.-M. Niquet, H. Mera, and L.-E. Wernersson, “Accumulation capacitance of narrow band gap metal-oxide-semiconductor capacitors,” *Applied Physics Letters*, vol. 96, no. 23, 2010.

Résumé :

Les nanofils d'InAs et InSb, fabriqués par épitaxie, représentent un gaz électronique confiné dans un conducteur 1D avec nombreux avantages comme une grande mobilité et un fort couplage spin-orbite. Cependant un manque de caractérisation expérimentale de leur structure de bande subsiste. Dans cette thèse, la structure de bande et les propriétés électroniques des nanofils d'InAs et d'InSb sont étudiées par transport électronique en régime quasi-balistique et sous un champ magnétique montant jusqu'à 55 T. Le régime quasi-balistique est mis en évidence entre 2 K et 50 K par la quantification de la conductance. La structure de bande est sondée par l'analyse des plateaux de conductance, en fonction de la concentration électronique, de la tension de biais et du champ magnétique. Les résultats montrent un bon accord avec des simulations de structure de bande. D'autres informations sont extraites comme la transmission, la mobilité de champ et le couplage capacitif. L'application du champ magnétique lève la dégénérescence de spin et la dégénérescence orbitale. Sous champ magnétique perpendiculaire à l'axe du nanofil, les bandes évoluent vers la quantification de Landau, accompagnée d'une réduction de la rétrodiffusion. Le régime balistique est mis en évidence à fort champ magnétique et permet la détermination de la transmission des contacts. Des fluctuations quasi-périodiques de la conductance sont mesurées en fonction du champ magnétique parallèle à l'axe du nanofil. Elles révèlent le confinement des porteurs à l'intérieur du nanofil et la formation d'orbites de Landau dans la direction du transport. Le transport électronique cohérent est conjointement étudié dans ces systèmes. Il est mis en évidence par l'observation de fluctuations universelles de conductance et du régime de Fabry-Pérot électronique. Enfin la photoconductivité à basse température est mesurée sous illumination pour des longueurs d'onde proches de l'énergie de bande interdite. Dans ce travail exploratoire, la mesure de photoconductivité révèle la présence de barrières de Schottky au niveau des contacts et une anisotropie en fonction de la direction de polarisation linéaire inattendue pour des nanofils d'InSb de structure cristalline Blende de Zinc.

Abstract :

InAs and InSb nanowires, fabricated by epitaxial growth, represent an electron gas confined in a 1D conductor with many advantages such as high mobility and a strong spin-orbit coupling. However a lack of experimental characterization of their band structure remains. In this thesis the electronic properties are studied experimentally by measuring the electronic transport in the quasi-ballistic regime and under magnetic field up to 55 T. The quasi-ballistic regime is highlighted by the conductance quantization between the temperatures of 2 K to 50 K. The band structure is probed by analyzing the conductance plateaus as a function of the gate voltage, the bias voltage, and the magnetic field. The results show good agreements with band structure simulations. Other information, such as transmission, field effect mobility and gate capacitance, is extracted. The application of a magnetic field lifts the orbital and spin degeneracy. Under a magnetic field perpendicular to the nanowire axis subbands evolved towards Landau quantization together with backscattering reduction. The ballistic regime is prominent under strong magnetic fields and allows the determination of the transmission of the contacts. Fluctuations of the magneto-conductance are observed in function of magnetic field parallel to the nanowire axis. They reveal the carriers confinement within the nanowire and Landau orbits emergence in the transport direction. The coherent electron transport is jointly studied in these systems. It is highlighted by the observation of universal conductance fluctuations and electronic Fabry-Pérot oscillations. Finally the low-temperature photoconductivity is measured under illumination for wavelengths close to the band gap energy. In this exploratory work, photoconductivity measurement reveals the presence of Schottky barriers at the contacts and unexpected anisotropy according to the direction of linear polarization for InSb Zinc Blende nanowires.