



**HAL**  
open science

# Effets dimensionnels dans un système désordonné au voisinage des transitions métal-isolant et supraconducteur-isolant

Claire Marrache-Kikuchi

► **To cite this version:**

Claire Marrache-Kikuchi. Effets dimensionnels dans un système désordonné au voisinage des transitions métal-isolant et supraconducteur-isolant. Matière Condensée [cond-mat]. Université Paris Sud - Paris XI, 2006. Français. NNT: . tel-00325067

**HAL Id: tel-00325067**

**<https://theses.hal.science/tel-00325067>**

Submitted on 26 Sep 2008

**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.

**UNIVERSITÉ DE PARIS SUD  
U.F.R SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

**THESE DE PHYSIQUE DES SOLIDES ET DES MILIEUX  
DENSES**

pour obtenir le grade de  
**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI**

par  
**CLAIRE AKIKO MARRACHE-KIKUCHI**

Sujet :  
**Effets dimensionnels dans un système désordonné au  
voisinage des transitions métal-isolant et  
supraconducteur-isolant**

Soutenue le **7 février 2006** devant la Commission d'Examen :

**Yshai AVISHAI**

**Alain BENOIT**

**Claude CHAPELIER** Rapporteur

**Louis DUMOULIN** Directeur de thèse

**Christian GLATTLI** Rapporteur

**Michel HERITIER** Président

**C.S.N.S.M. ORSAY**

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Partie expérimentale</b>	<b>3</b>
<b>1 Dispositifs expérimentaux</b>	<b>4</b>
1.1 Évaporation des échantillons . . . . .	4
1.1.1 Évaporation de films minces de $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ . . . . .	4
1.1.2 Géométrie des échantillons . . . . .	8
1.2 Caractérisation des échantillons . . . . .	9
1.2.1 R.B.S. . . . .	10
1.2.2 Microscopie électronique à balayage (M.E.B.) . . . . .	11
1.2.3 Microscopie à Force Atomique . . . . .	11
1.3 Confiance en la qualité de nos échantillons . . . . .	14
1.3.1 Homogénéité des films en composition . . . . .	15
1.3.2 Homogénéité en composition des films d'une même série . . . . .	16
1.3.3 Granularité des films . . . . .	16
1.3.4 Effets de bord . . . . .	16
1.4 Cryogénie . . . . .	17
1.4.1 Aménagement du cryostat . . . . .	18
1.4.2 Câblage du cryostat . . . . .	19
1.4.3 Thermométrie . . . . .	21
1.4.4 Performances . . . . .	22
1.4.5 Préparation des échantillons . . . . .	23
1.5 Mesures de transport . . . . .	23
1.5.1 Lecture et régulation de la température . . . . .	24
1.5.2 Mesures de résistances hautes impédances . . . . .	24
1.5.3 Mesures de résistances basses impédances . . . . .	24
<b>II Effets dimensionnels dans les supraconducteurs. Transition Supraconducteur-Isolant</b>	<b>27</b>
<b>2 Théorie des transitions supraconducteur-isolant</b>	<b>28</b>
Introduction . . . . .	28
2.1 Lois d'échelle . . . . .	30
2.2 Théorie de M. Fisher - modèle de fluctuations de phase . . . . .	30

2.2.1	Sur la dualité bosons-vortex . . . . .	31
2.2.2	La théorie de la transition supraconducteur-isolant . . . . .	31
2.3	Une théorie alternative - Finkelstein ou un modèle de fluctuations d'amplitude . . . . .	34
	Conclusion . . . . .	36
<b>3</b>	<b>La situation expérimentale</b>	<b>37</b>
3.1	TSI induite par l'application d'un champ magnétique perpendiculaire . . . . .	37
3.2	TSI induite par l'épaisseur . . . . .	38
3.3	Résistance critique . . . . .	40
3.4	Questions ouvertes . . . . .	42
3.5	Conditions expérimentales . . . . .	42
3.6	Échantillons étudiés . . . . .	42
<b>4</b>	<b>Résultats expérimentaux sur la TSI en champ magnétique</b>	<b>45</b>
	Introduction . . . . .	45
4.1	Champ perpendiculaire . . . . .	46
4.1.1	Caractéristiques générales . . . . .	46
4.1.2	Grandeurs caractéristiques . . . . .	47
4.1.3	Existence d'un point de croisement . . . . .	48
4.1.4	Renormalisation . . . . .	49
4.2	Champ parallèle . . . . .	53
	Conclusion . . . . .	53
4.2.1	Dimensionnalité de nos échantillons . . . . .	56
<b>5</b>	<b>Résultats expérimentaux sur la TSI en épaisseur sous champ</b>	<b>58</b>
	Introduction . . . . .	58
5.1	Philosophie générale . . . . .	58
5.2	Caractéristiques générales . . . . .	60
5.3	Scaling . . . . .	62
5.3.1	Discussion de la quantité renormalisée . . . . .	65
5.4	Conclusion . . . . .	67
<b>6</b>	<b>Résultats expérimentaux sur la TSI en épaisseur en champ nul</b>	<b>69</b>
6.1	Introduction . . . . .	69
6.2	Échantillons de Nb <sub>15</sub> Si <sub>85</sub> . . . . .	70
6.2.1	Remarques préliminaires . . . . .	70
6.2.2	Caractéristiques générales . . . . .	70
6.2.3	Scaling . . . . .	70
6.3	Échantillons de Nb <sub>17</sub> Si <sub>83</sub> . . . . .	73
6.4	Analyse des réductions de $T_c$ . . . . .	73
6.5	Conclusion . . . . .	75
<b>7</b>	<b>Diagramme de phase</b>	<b>76</b>
7.1	La résistance critique n'est pas universelle . . . . .	76
7.2	Le diagramme de phase . . . . .	77



<b>8</b>	<b>Réflexions autour de la transition supraconducteur-isolant</b>	<b>80</b>
8.1	Ce que montrent nos résultats . . . . .	80
8.2	Perspectives . . . . .	81
 <b>III Effets dimensionnels dans les isolants d'Anderson. Transition Métal-Isolant</b>		<b>83</b>
<b>9</b>	<b>Théorie de la transition métal-isolant</b>	<b>84</b>
	Introduction . . . . .	84
9.1	Transition de Mott . . . . .	85
9.2	Transition d'Anderson . . . . .	86
9.3	Théorie de la localisation . . . . .	87
9.3.1	Une approche plus "intuitive" de la localisation . . . . .	91
9.4	Effet de la température non nulle . . . . .	93
9.5	TMI à 2D : les expériences sur des systèmes intrinsèquement bi-dimensionnels	97
9.5.1	Une nouvelle transition ? . . . . .	97
9.5.2	Autres explications possibles . . . . .	100
	Conclusion . . . . .	101
<b>10</b>	<b>Échantillons pour l'étude de la Transition Métal-Isolant</b>	<b>102</b>
<b>11</b>	<b>Résultats expérimentaux sur la TMI</b>	<b>104</b>
	Introduction . . . . .	104
11.1	Qu'est-ce qu'un métal ? . . . . .	108
11.1.1	Localisation faible à 3D . . . . .	108
11.1.2	Localisation faible à 2D . . . . .	110
11.2	Présentation de nos résultats . . . . .	111
11.2.1	Contrôle de la composition pour la série à épaisseur fixée . . . . .	111
11.2.2	Existence de saturations à basse température . . . . .	114
11.3	Étude des saturations de la résistance à basse température près de la TMI	115
11.3.1	Exclusion des effets de bord . . . . .	116
11.3.2	Effets des inhomogénéités selon l'épaisseur . . . . .	118
11.3.3	Discussion sur les puissances parasites éventuelles . . . . .	119
11.3.4	Conclusion sur les effets de "saturation" . . . . .	122
11.4	Interprétation en terme de TMI 3D . . . . .	124
11.4.1	Discrimination entre métal et isolant . . . . .	124
11.4.2	Transition induite par la composition : composition critique et transition . . . . .	126
11.4.3	Transition induite par le désordre : épaisseur critique et transition	129
11.4.4	Lois en température . . . . .	130
11.4.5	Analyse des longueurs caractéristiques . . . . .	134
11.5	Interprétation en termes de TMI 2D . . . . .	137
11.6	Interprétation en termes de transition entre localisation faible et localisation forte . . . . .	137

<b>IV Cohabitation de la Transition Métal-Isolant et de la Transition Supra-Isolant</b>	<b>140</b>
<b>12 Synthèse des résultats obtenus</b>	<b>141</b>
12.1 Introduction : le diagramme de phase de NbSi . . . . .	141
12.2 Les différents modèles pour un métal bosonique à 2D . . . . .	143
12.2.1 Le verre de phase . . . . .	143
12.2.2 Le métal de Bose . . . . .	144
12.2.3 Mesure du désordre : $R_n$ ou $d$ ? . . . . .	147
12.3 Scenario fermionique . . . . .	147
12.4 Unification . . . . .	148
<b>Conclusion</b>	<b>149</b>
<b>A Application des couches minces résistives à la détection</b>	<b>154</b>
A.1 L'expérience EDELWEISS . . . . .	154
A.2 Apport des couches minces résistives à la détection . . . . .	155
A.2.1 Couplage électron-phonon . . . . .	156
A.2.2 Bruit des couches minces . . . . .	157
A.3 Faisabilité de l'implantation de couches minces pour la détection . . . . .	158
<b>B Application des couches minces supraconductrices à la détection</b>	<b>159</b>
<b>C Grandeurs électriques</b>	<b>161</b>
<b>Notations</b>	<b>163</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>164</b>

# Introduction générale

Les propriétés de transport de matériaux conducteurs désordonnés à basse température impliquent les phénomènes d'interférences quantiques, de répulsions coulombiennes, et le cas échéant de fluctuations supraconductrices. La **dimension 2** étant la dimension critique inférieure à la fois pour l'état métallique et la supraconductivité, le transport dans des couches minces de ce type est particulièrement intéressant à étudier.

Plus spécifiquement, la question de l'existence d'une **phase métallique en dimension 2** est revenue depuis quelques années au centre de l'actualité de physique des solides. En effet, en 1979, Abrahams, Anderson, Licciardello et Ramakrishnan formulent la théorie de la localisation qui prédit que, pour des systèmes de basse dimensionnalité (2D et 1D), un système d'électrons indépendants en présence de désordre est toujours isolant. Un état à résistivité finie à  $T = 0$  ne peut donc exister. Depuis lors, les théoriciens aussi bien que les expérimentateurs recherchent des preuves ou des théories étayant ou infirmant cette thèse. Alors qu'elle semblait unanimement acceptée, les expériences de Kravchenko et collaborateurs [Kravchenko et al., 1994] sur des MOSFETs-Si tendant à montrer l'existence d'une phase métallique à 2D ont soulevé de nombreuses interrogations et ont remis ce dogme en question.

Du côté des **supraconducteurs**, l'étude de ceux-ci en présence de désordre a commencé depuis les années 1960 [Goldman et Markovic, 1998], et l'intérêt de ce sujet a été relancé à la fin des années 1980 par l'hypothèse que les transitions superfluide-isolant (TSI) pourraient être des **transitions de phase quantiques** [Fisher et Lee, 1989]. Les TSI auraient alors une physique commune [Sondhi et al., 1997] avec d'autres phénomènes ou systèmes très étudiés tels que la Transition Métal-Isolant, les réseaux de jonctions Josephson, l'hélium-4 dans des milieux poreux, ou encore les supraconducteurs à haute température critique. Démontrer le mécanisme sous-jacent aux TSI rejallirait alors sur la compréhension que l'on a de ces systèmes.

## Objectifs de la thèse

L'objectif de cette thèse est de s'intéresser à deux transitions de phase quantiques - la **Transition Supraconducteur-Isolant** (TSI) et la **Transition Métal-Isolant** (TMI) - lorsque l'on diminue l'épaisseur d'un système désordonné, dans notre cas le matériau amorphe  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ .

En effet, les films de  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  épais présentent une TMI pour une composition de 9% en niobium et une transition supraconducteur-métal (TSM) pour des compositions au-delà de 12%. Ce système permet donc a priori d'étudier les effets dimensionnels partant d'un état initial 3D supraconducteur ou métallique. Comme nous le verrons,

dans les deux cas, la réduction de l'épaisseur à une composition donnée, conduit à un état isolant. Le but ultime est d'aboutir au **diagramme de phase** du  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  en fonction de la composition et de l'épaisseur, comme système modèle du diagramme de phases isolant-métal-supraconducteur en fonction du désordre et de l'approche de la dimension 2. La question sous-jacente est celle de la **continuité entre les différentes phases** et notamment les conditions d'apparition d'un état métallique.

Par ailleurs, l'équipe de physique des solides du C.S.N.S.M. prenant part à diverses expériences de bolométrie impliquant des films minces de  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  comme thermomètre, ce travail est lié à l'**amélioration des performances de tels détecteurs**.

### Plan de l'exposé

Dans la **première partie**, nous exposerons les **techniques expérimentales** que nous avons mises en œuvre pendant cette thèse. Nous avons à la fois synthétisé, caractérisé et étudié tous les échantillons mentionnés dans cette thèse.

La **deuxième partie** est, elle, dévolue à la description des **Transitions Supraconducteur-Isolant**. Nous allons, dans le chapitre 2, exposer les principales théories pouvant décrire ces transitions supraconducteur-isolant en dimension 2 avant de revenir brièvement sur les échantillons que nous avons étudiés dans ce cadre. Nous exposerons ensuite nos résultats concernant la TSI induite par l'application d'un champ magnétique. Le cinquième chapitre se concentrera sur la TSI induite par l'épaisseur sous champ magnétique et le sixième à la situation d'une TSI induite par l'épaisseur mais en champ nul. Ces trois études nous auront permis de construire le diagramme de phase du NbSi dans ces conditions. C'est ce que nous exposerons dans le chapitre 7. Dans le dernier chapitre de cette partie, nous livrerons quelques réflexions que nous avons eues autour de ces expériences qui ne sont pas encore comprises dans leur intégralité.

La **troisième partie** concerne la **Transition Métal-Isolant**. Le premier chapitre de cette partie sera dévolu à l'exposé théorique de la transition métal-isolant en dimension 2 et 3. Nous décrirons ensuite les échantillons étudiés dans le cadre de cette thèse. Dans le chapitre 11, nous donnerons les principaux résultats obtenus dans ce domaine.

La **quatrième partie** tentera une synthèse des deux précédentes en vue d'établir le diagramme de phase du NbSi.

Dans les annexes, nous présenterons des applications de ce travail pour la détection en astrophysique, telles que l'expérience EDELWEISS dans laquelle le groupe est impliqué.

Première partie

**Partie expérimentale**

# Chapitre 1

## Dispositifs expérimentaux

Dans ce chapitre sont décrites les différentes techniques expérimentales, depuis l'évaporation des couches minces jusqu'aux mesures électriques dans un cryostat à dilution  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ , qui nous ont permis d'arriver aux résultats décrits ci-après. Du fait de la sensibilité des mesures à la concentration, à l'épaisseur des films, et de la disparité en résistance des films étudiés - métalliques, isolants et supraconducteurs - nous avons été conduits à fournir un effort particulier pour améliorer la synthèse, la caractérisation et la mesure des échantillons. Nous avons parfait le dispositif d'évaporation existant, eu un soucis constant de la qualification des films minces que nous avons étudiés, ce qui nous a amené à acquérir un certain nombre de techniques de caractérisation. Enfin, en ce qui concerne la mesure des échantillons, nous avons prêté une attention particulière au câblage du cryostat à dilution que nous avons utilisé afin de pouvoir mesurer à la fois de faibles et de fortes impédances.

### 1.1 Évaporation des échantillons

#### 1.1.1 Évaporation de films minces de $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$

Tous les films en  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  étudiés dans cette thèse ont été synthétisés au C.S.N.S.M.. Cette synthèse comporte deux étapes principales correspondant à deux évaporateurs distincts : l'un dédié aux contacts électriques, l'autre à la synthèse des films de  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  eux-mêmes. Le schéma d'un échantillon typique est donné figure (1.1) : les précontacts et les électrodes sont évaporés en premier, puis le film de  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  est surimposé dans une seconde étape.

**Évaporation des contacts électriques** La première étape est l'évaporation des contacts électriques (or, niobium...) sur un substrat (saphir, majoritairement, dans le cas de cette thèse). L'évaporateur pour les pré-contacts est une enceinte de type ultra-vide équipée d'un "groupe sec" (pompe turbo-moléculaire et pompe à membrane), d'une pompe ionique et d'un dispositif à sublimation de titane. Le vide limite typique est de  $5 \cdot 10^{-9}$  mbar. La plupart des évaporations sont faites dans la gamme de quelques  $10^{-8}$  mbar.

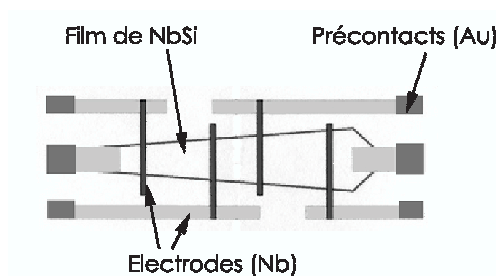


FIG. 1.1 – Schéma d'un échantillon trapézoïdal. Les différentes parties sont synthétisées en plusieurs étapes.

Les sources d'évaporation sont des canons à électrons (or, niobium, iridium) ou des creusets en tantale ou tungstène chauffés par effet Joule (SiO et chrome). Les épaisseurs sont contrôlées in situ par des quartz piézoélectriques.

Les substrats les plus utilisés sont en saphir poli optiquement à  $\frac{\lambda}{4}$ , soigneusement nettoyés, de dimensions  $20 \times 30 \text{ mm}^2$  et d'épaisseur 1 mm.

Les échantillons sont obtenus par dépôt au travers de masques mécaniques que l'on peut plaquer successivement sur l'échantillon par un mécanisme changeur de masques in situ. Pour cette étape, la séquence des évaporations est la suivante :

- Sous-couche de SiO sur tout ou partie du futur film de  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  afin d'améliorer la rugosité résiduelle du substrat poli.
- 15 à 20 Å de chrome constituant la couche d'accrochage des précontacts. Cette étape est indispensable afin que l'or des précontacts ne se décolle pas lors du bonding.
- 1500 à 2000 Å d'or immédiatement après pour les précontacts à proprement parlé.
- 400 à 500 Å de niobium pour les électrodes.
- 50 Å d'iridium par-dessus les électrodes pour les protéger contre l'oxydation lors du transfert de l'échantillon dans l'évaporateur servant à fabriquer le film de  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ .

**Évaporation du film de  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$**  Le deuxième évaporateur permet la coévaporation, toujours sous ultra-vide (quelques  $10^{-8}$  mbar), du niobium et du silicium par deux canons à électrons pour synthétiser les films de  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ . La composition atomique  $x$  du  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  est fixée par le taux d'évaporation relatif entre le Nb et le Si. La vitesse de dépôt au niveau de l'échantillon est fixée à environ  $2 \text{ \AA} \cdot \text{s}^{-1}$ . Pour des taux d'évaporation plus élevés, la source de Si présente des instabilités (recristallisation du lingot aux bords du creuset) et la régulation de l'évaporation se dégrade. La géométrie des films est contrôlée par un jeu de masques placés devant le substrat pendant l'évaporation comme indiqué sur la figure (1.2).

La régulation du taux d'évaporation se fait individuellement pour le Nb et le Si en utilisant un contrôleur à quartz INFICON IC5. La fréquence de résonance des quartz piézo-électriques variant en fonction de la matière déposée, on détermine la composition et l'épaisseur du film avec une grande précision (typiquement  $\pm 0.02\%$  sur

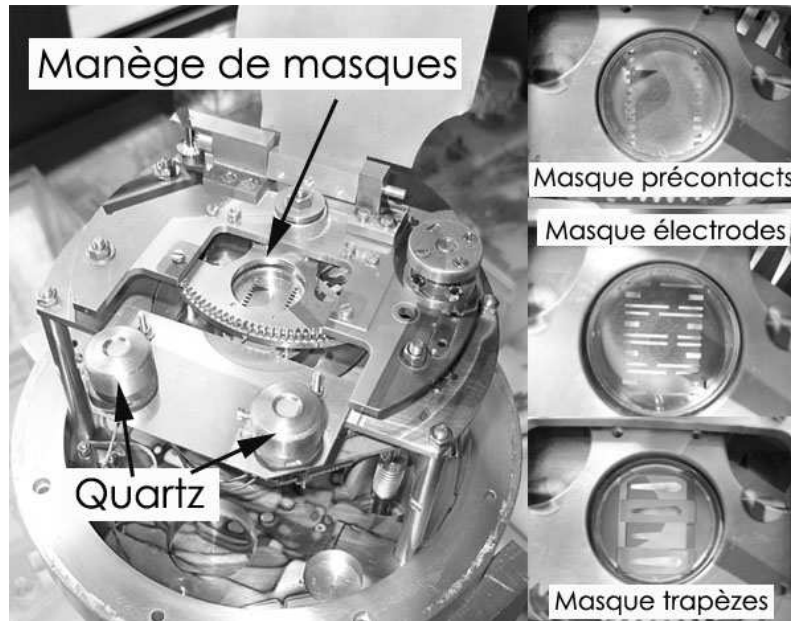


FIG. 1.2 – Un jeu de masques in situ permet de choisir le motif à évaporer. L'avantage de ce dispositif est que l'on peut évaporer différents motifs sans casser le vide dans l'évaporateur.

la composition  $x$  en niobium et  $\pm 1 \text{ \AA}$  sur l'épaisseur déposée). Nous utilisons deux quartz pour chaque matériau, disposés près de l'échantillon, de manière symétrique (figure (1.3)), de sorte que le flux médian entre les deux quartz tombe au centre de l'échantillon. Chaque paire de quartz est protégée pour recevoir l'évaporation provenant uniquement de l'une des deux sources.

Au deuxième ordre en anisotropie d'évaporation, la matière reçue par l'échantillon est proportionnelle à la moyenne de matière déposée sur chaque paire de quartz. Le contrôleur calcule en temps réel cette moyenne et asservit en conséquence la puissance des canons à électrons afin d'obtenir le taux d'évaporation programmé. La comparaison entre les deux quartz de chaque source, nous permet de contrôler la symétrie de l'évaporation. Cependant il existe toujours un gradient de concentration suivant l'axe parallèle aux sources d'évaporation (axe  $x$  dans la figure (1.3)). Ce gradient provient de la diminution du flux de matière évaporée pour une direction s'éloignant de la verticale à la surface de la source. Au niveau de l'échantillon ce gradient est de  $\frac{\Delta x/x}{\Delta L} = 0.2\%/mm$  où  $\Delta L$  est une longueur prise selon l'axe des deux sources qui coïncide avec l'axe du motif trapézoïdal figure (1.1).

Dans toute cette thèse, pour des questions de reproductibilité des évaporations, nous avons favorisé des configurations où nous ne faisons varier qu'un seul paramètre - l'épaisseur *ou* la composition - pour les quatre films (du type de celui montré figure (1.1) que comporte une plaquette. Nous avons alors des échantillons de même composition avec des épaisseurs différentes ou des échantillons de même épaisseur et de composition variable.



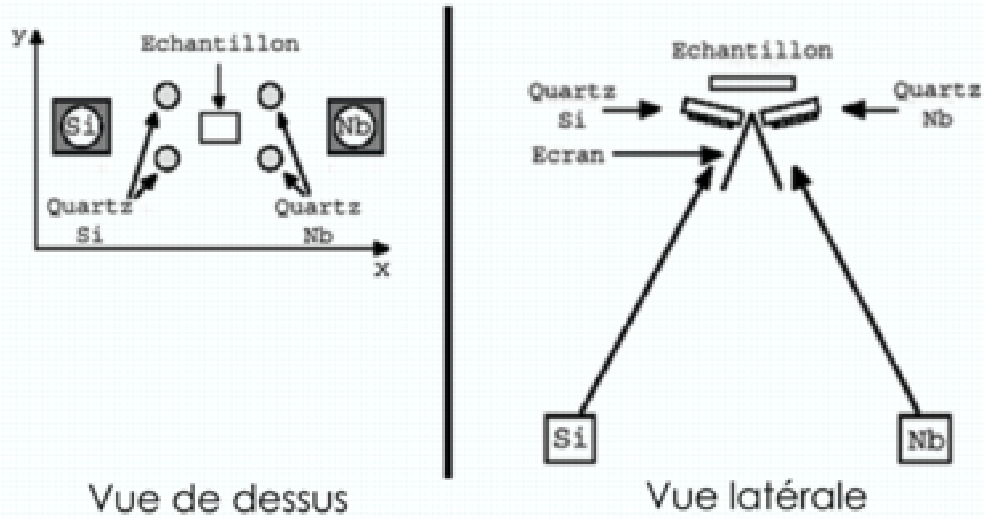


FIG. 1.3 – Schématisation de la disposition dans l'évaporateur dédié au  $Nb_xSi_{1-x}$ .

On peut s'affranchir - au premier ordre en gradient angulaire - de l'effet du gradient suivant  $x$  en faisant tourner l'échantillon dans son plan autour d'un axe vertical. Le masque doit alors tourner avec l'échantillon et on perd le bénéfice du changeur de masque in situ. La méthode a été utilisée pour certains échantillons de géométrie annulaire.

L'équipe a fourni un effort important tout au long de cette thèse pour améliorer la précision de la régulation du taux d'évaporation et sa stabilité dans le temps puisqu'elle conditionne les propriétés de nos couches minces. En effet, nous le verrons plus tard, le comportement du  $Nb_xSi_{1-x}$  à basse température varie énormément avec sa composition  $x$ , et d'éventuelles dérives ou une mauvaise régulation pendant l'évaporation dégradent la qualité des couches. Nous avons également mis en service de nouvelles alimentations pour des canons à électrons plus performants et permettant un meilleur contrôle du faisceau envoyé sur les creusets où se trouve la matière à évaporer. Cependant, ce dispositif n'a pas été utilisé dans le cadre de cette thèse.

Après évaporation, tous les films de NbSi ont été protégés de l'oxydation de l'air ambiant par 250 Å de SiO.

**Recuit des films** Tous les échantillons ont été recuits afin de les stabiliser et de relâcher les contraintes accumulées dans le matériau ([Béal et Friedel, 1964]) pendant l'évaporation. On les introduit dans l'étuve pendant le chauffage de celle-ci à 70°C, on les y laisse 1h, après quoi on éteint l'étuve et les retire lorsque l'étuve s'est refroidie, ceci afin d'éviter des chocs thermiques trop brutaux.

### 1.1.2 Géométrie des échantillons

La géométrie des échantillons est, on l'a vu, contrôlée par un jeu de masques disposé devant le substrat. Il reste cependant deux problèmes à résoudre : les effets de bord provenant de l'utilisation de ces masques et les inhomogénéités de concentration, inhérentes au procédé de coévaporation.

La coévaporation du  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  à travers un masque mécanique rectangulaire produit, aux bords des films, des régions de Si pur et de Nb pur (figure (1.4)). On peut donc avoir des régions de Nb supraconductrices à basse température qui peuvent fausser les mesures en court-circuitant le film.

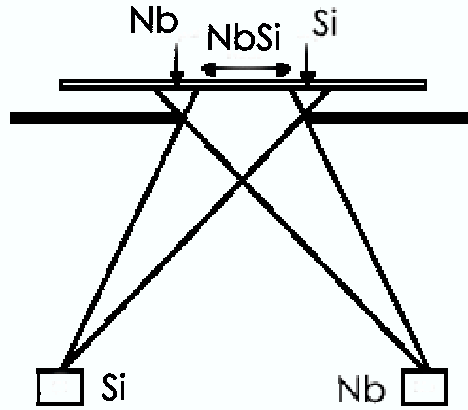


FIG. 1.4 – Illustration des effets d'ombrage engendrant des effets de bords lors de l'évaporation avec des masques mécaniques.

Il a donc fallu trouver des dispositifs expérimentaux qui nous permettraient de nous affranchir de ces effets de bord gênants, surtout pour regarder en détail les propriétés de transport de ces films. Nous avons développé, pour les mesures de transport deux géométries d'échantillons : une géométrie trapézoïdale et des échantillons annulaires de type Corbino.

**Échantillons trapézoïdaux** Dans un premier temps, nous avons étudié des films trapézoïdaux (figures (1.1) et (1.19)). Pendant l'évaporation du film de  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ , le trapèze est orienté selon l'axe reliant la source de niobium à la source de silicium, avec la partie étroite du trapèze du côté du niobium. Avec une telle géométrie, les éventuels bords de niobium pur sont du côté large du trapèze, au-delà des électrodes de mesure, et les court-circuits qu'ils auraient pu entraîner n'ont ici aucun effet sur les propriétés de transport que nous avons étudiées. Par ailleurs, avec une telle disposition, l'ombre portée du bord est plus large pour le silicium que pour le niobium. Le gradient de composition sur le bord va dans le sens d'un matériau plus isolant donc ne perturbant pas la mesure de résistance du "corps" du film.

Cependant, pour des films très minces, nous avons eu des soupçons de réminiscence de ces effets de bord lorsque nous avons mesuré leurs caractéristiques de transport.

Nous avons attribué ces défauts au fait que les masques utilisés étaient mécaniques et donc comportaient eux-mêmes des irrégularités qui peuvent recréer des effets de bord par endroits. Pour pouvoir utiliser cette géométrie en toute sécurité, il faudrait passer à des techniques de lithographie qui permettraient de s'affranchir de ces effets de bord.

**Échantillons annulaires** Pour pallier ces effets nous avons également réalisé des échantillons annulaires de type Corbino (figure (1.5)). Le film de  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  étudié est alors enserré par deux électrodes circulaires supraconductrices. Il n'y a donc plus de bord. De plus le  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  est déposé en faisant tourner l'échantillon devant un secteur circulaire. On élimine ainsi le problème du gradient de composition selon la direction joignant les sources de niobium et de silicium dans le cas des évaporations sur substrat fixe. Enfin, en déposant simultanément différents films au travers de secteurs d'ouverture angulaire différente, on réalise des films d'épaisseurs différentes ayant rigoureusement la même composition moyenne.

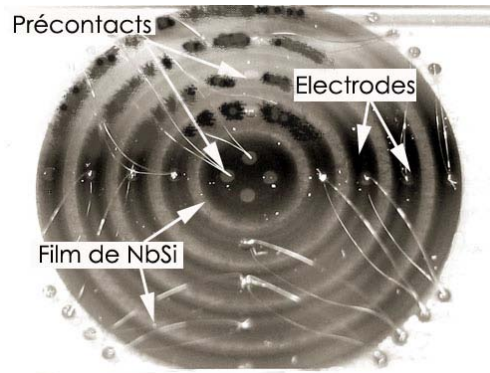


FIG. 1.5 – Échantillon annulaire. Les précontacts sont en or et les électrodes en niobium.

## 1.2 Caractérisation des échantillons

On le verra, les résultats que nous obtenons montrent une grande sensibilité des propriétés des films minces de  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  à la composition aussi bien qu'à l'épaisseur des couches. Nous avons donc dû porter une attention toute particulière à la caractérisation physico-chimique des échantillons, avant d'étudier leurs caractéristiques électriques. Nous avons, en premier lieu, exploité les méthodes de caractérisation qui étaient à notre disposition au C.S.N.S.M., mais nous avons également collaboré avec d'autres laboratoires afin de bénéficier de leur matériel, voire de leur savoir-faire sur des techniques particulières.

Nous avons exploité quelques méthodes de microscopie afin de mesurer la rugosité de nos films, et, pour les plus minces, leur continuité. Nous verrons que nous avons toujours observé, jusqu'aux plus faibles épaisseurs (25 Å), que les films minces de  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  synthétisés ne présentaient pas de discontinuités ou de trous pouvant affecter leurs caractéristiques de transport.

### 1.2.1 R.B.S.

Afin de déterminer la composition et l'épaisseur de nos échantillons, nous avons systématiquement caractérisé tous les échantillons synthétisés au cours de cette thèse en R.B.S. (Rutherford Back Scattering). Ces analyses ont été conduites sur l'accélérateur ARAMIS du laboratoire, principalement par François Lалу et Laurent Bergé.

Le principe de la mesure est le suivant : des ions accélérés - dans notre cas des ions  $\text{He}^+$  - sont envoyés sur l'échantillon que l'on veut caractériser. Le faisceau d'ions est généralement de 1 mm de diamètre, et les résultats sont moyennés sur cette surface de l'échantillon. Ils peuvent pénétrer jusqu'à 1 ou 2  $\mu\text{m}$  à l'intérieur de l'échantillon. Une petite fraction de ces ions sont retro-diffusés par les noyaux des atomes composant l'échantillon comme schématisé sur la figure (1.6). Ils sont alors réfléchis vers la surface de l'échantillon et captés par un détecteur qui mesure alors leur énergie. Leur énergie retro-diffusée est alors reliée à la masse des atomes sur lesquels ils ont diffusé ainsi qu'à la profondeur de ceux-ci dans la couche mince.

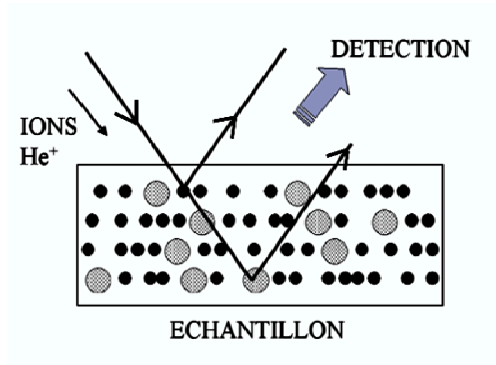


FIG. 1.6 – Schéma de principe de la R.B.S.. Les ions hélium arrivent sur l'échantillon et sont retrodiffusés par le niobium - les plus gros atomes - ou le silicium - les plus petits - composant celui-ci. Leur énergie est alors détectée en sortie de l'échantillon. En pratique, la détection se fait avec un angle de retro-diffusion de  $7^\circ$ .

Nous n'avons pas effectué l'analyse R.B.S. sur les échantillons eux-mêmes, mais sur des plaquettes témoins en silicium recouvertes de 200 nm de fluorure de lithium ( $\text{LiF}$ ) et placées près de l'échantillon pendant l'évaporation (figure (1.7)). La raison en est que la détermination de la composition  $x$  en niobium, par une analyse R.B.S., directement sur l'échantillon est impossible à cause du mélange entre la raie du silicium provenant du  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  avec le front de montée du substrat en saphir du fait de la proximité des masses atomiques du silicium et de l'aluminium.

Les plaquettes de  $\text{LiF}$  sont placées suffisamment près de l'échantillon pour que l'on puisse considérer qu'elles reçoivent la même quantité de  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  que ce dernier. Nous pouvons même disposer deux plaquettes de  $\text{LiF}$  de part et d'autre de l'échantillon, afin de mesurer les gradients de concentration. Ceux-ci sont minimes dans le plan médiateur des sources et la différence de concentration entre deux telles plaquettes de  $\text{LiF}$  se situe dans la limite de résolution de la RBS. En effet, cette technique donne la **composition de nos films à plus ou moins 0.1%**.

La figure (1.8) montre un spectre R.B.S. typique obtenu sur nos échantillons. L'analyse de celui-ci nous donne la concentration relative  $x$  entre le niobium et le silicium ainsi que l'épaisseur de l'échantillon. Les résultats sont généralement en accord avec la consigne du taux d'évaporation du contrôleur des quartz, programmée avant évaporation.

Il faut noter que l'épaisseur obtenue par les analyses R.B.S. sont des épaisseurs massiques. En effet, on calcule l'épaisseur d'un échantillon uniquement via le pic du silicium et à l'aide de la densité "bulk" moyenne du silicium. On néglige donc la contribution des atomes de niobium à l'épaisseur. Par ailleurs, un matériau évaporé a une densité plus faible que celle du "bulk" dû au fait que les atomes ne s'agencent pas de manière aussi compacte lors de l'évaporation qu'ils ne l'auraient fait dans un matériau massif. On mesure donc ici indirectement le nombre d'atomes présents dans le film. Même si nous n'avons pas fait de mesures optiques de l'épaisseur de nos couches, l'épaisseur "optique" réelle est vraisemblablement plus grande que celle donnée par la R.B.S.. Cependant, l'épaisseur "massique" que nous mesurons ainsi est pertinente pour notre étude, puisque ce qui importe est principalement le nombre d'électrons du film, ou son épaisseur en termes de nombre d'atomes effectivement présents dans le système.

### 1.2.2 Microscopie électronique à balayage (M.E.B.)

Afin de déterminer la rugosité de nos films, nous avons effectué, avec Sophie Collin, des mesures de microscopie électronique à balayage (M.E.B.) à l'Institut d'Électronique Fondamentale (I.E.F.).

Le principe du M.E.B. est le suivant : un canon à électrons émet un faisceau d'électrons d'énergie variant de 1 à 40 keV typiquement. L'énergie est dissipée à la surface de l'échantillon étudié via une émission de rayons X, d'électrons secondaires ou retrodiffusés qui peuvent être collectés par divers détecteurs. Le signal est amplifié et utilisé pour moduler en synchronisme le faisceau d'un tube cathodique qui donne alors une image de l'échantillon. Parmi ces différentes émissions, les électrons secondaires ont de faibles énergies (typiquement  $< 50$  eV) et proviennent donc de la couche superficielle (5 à 50 nm) de l'échantillon. La collecte de ces électrons permet donc d'obtenir une cartographie de la surface de celui-ci.

Avec le type de microscope utilisé ici, on peut typiquement atteindre un grossissement de 20 à  $10^5$  et une résolution de 10 nm.

Nous avons effectué des cartographies de plusieurs échantillons de 25 à 75 Å. Sur le cliché pris du film de 50 Å (figure (1.9)), on voit clairement les marches faites par la sous-couche de SiO (250 Å) et l'électrode de Nb (500 Å). En revanche le film semble continu. Cela est confirmé par la cartographie du film de 25 Å (figure (1.10)).

### 1.2.3 Microscopie à Force Atomique

Pour affiner notre connaissance de la rugosité de nos films, nous avons effectué avec Dominique Débarre (I.E.F.) et Sophie Collin des mesures de microscopie à force atomique (A.F.M.) à l'I.E.F..

Le fonctionnement de l'A.F.M. est fondé sur la détection des forces inter-atomiques entre l'atome unique terminant la pointe de détection du microscope et les atomes de la surface de l'échantillon. La pointe est montée sur un micro-levier de telle sorte qu'elle

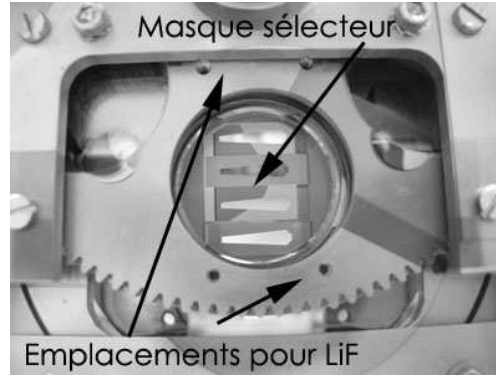


FIG. 1.7 – Deux plaquettes de LiF encadrent la fenêtre à travers laquelle l'échantillon reçoit l'évaporation de  $Nb_xSi_{1-x}$ .

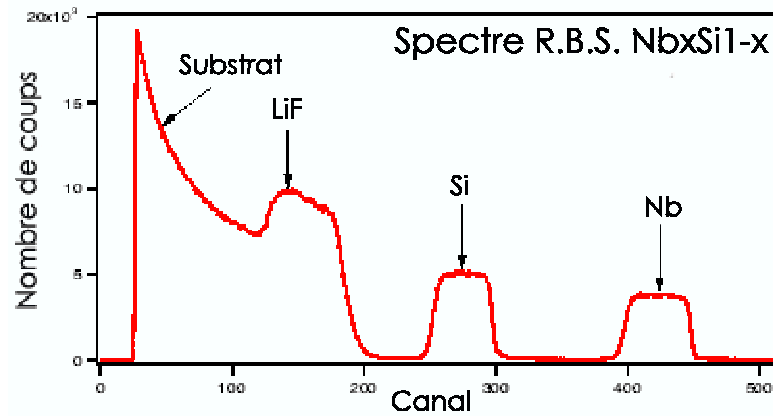


FIG. 1.8 – Spectre typique d'un film de  $Nb_xSi_{1-x}$  obtenu par R.B.S.. Le numéro du canal correspond à l'énergie des ions rétro-diffusés.

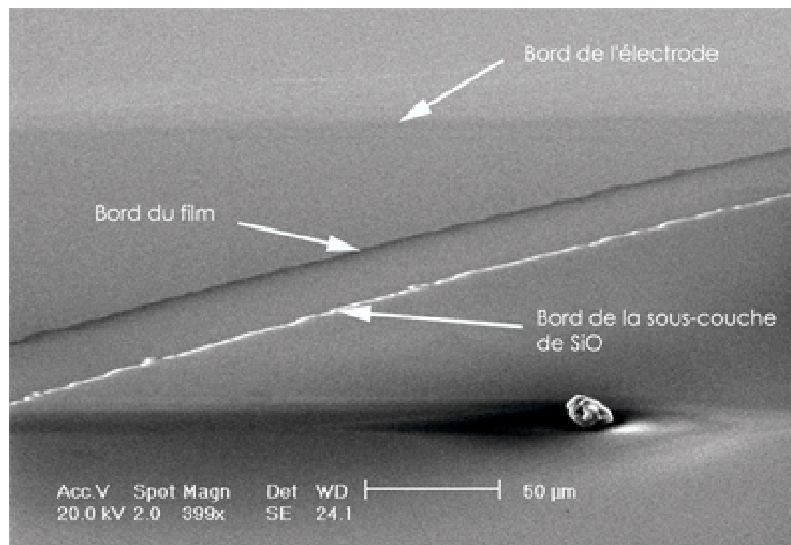


FIG. 1.9 – Film de Nb<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> de 50 Å d'épaisseur vu par MEB. Les flèches montrent les bords du film, de l'électrode et de la sous-couche de SiO.

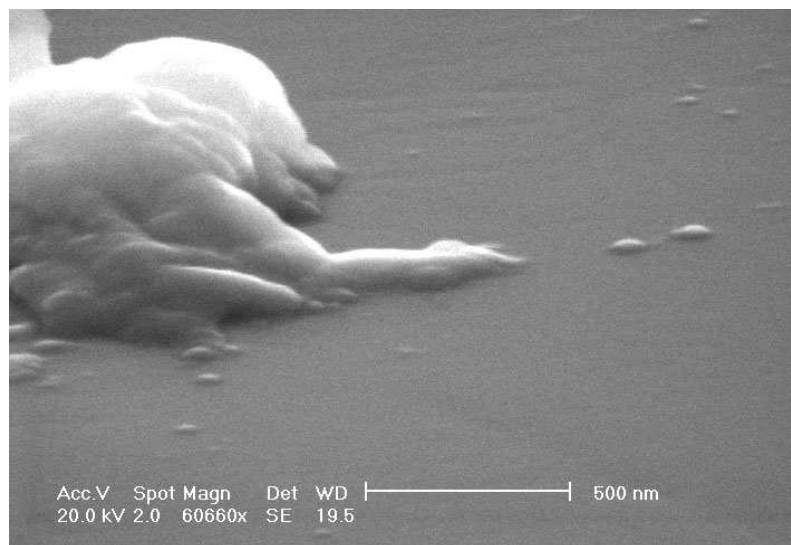


FIG. 1.10 – Cliché MEB d'un film de Nb<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> de 25 Å d'épaisseur. En dehors de la grosse poussière, à gauche de l'image, utilisée pour focaliser le microscope, on remarquera l'homogénéité spatiale du film même à petite échelle.

soit à proximité (quelques angströms) de la surface à étudier. On balaye alors celle-ci et l'asservissement électronique de la pointe permet de remonter à la topographie de l'échantillon.

Ces études nous ont permis de caractériser non seulement nos films, mais aussi le saphir que nous utilisons comme substrat. Des images du substrat montrent que si, sur une échelle de quelques microns (figure (??a)), le saphir comporte de grandes rayures (typiquement 40 Å de profondeur sur 3000 Å de long avec une pente inférieure à 1°, à plus petite échelle (figure (??b)) il est beaucoup moins rugueux (rugosité moyenne de 13 Å).

Les images des différents films étudiés - de 25 à 500 Å - montrent (figure (1.11)) des films continus et peu rugueux (voir les figures (1.12) récapitulatives) : même si la rugosité relative (le rapport rugosité/épaisseur du film) augmente lorsque l'on diminue l'épaisseur du film, la rugosité à petite échelle reste de l'ordre de 2 Å pour des films de 25 Å, ce qui est très satisfaisant.

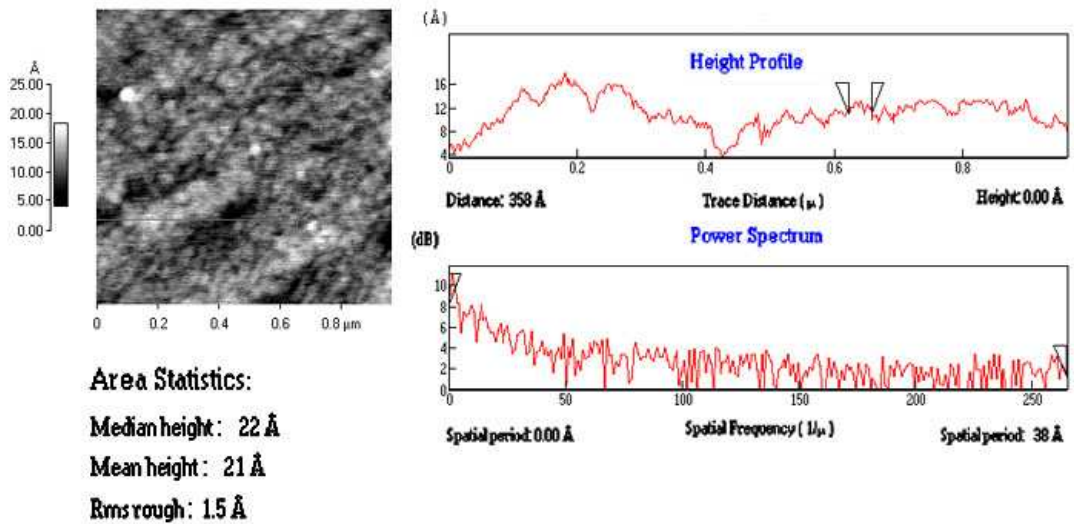


FIG. 1.11 – Images AFM d'un film de  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  de 25 Å d'épaisseur. La rugosité moyenne de ce film est seulement de 1.5 Å.

### 1.3 Confiance en la qualité de nos échantillons

Les transitions de phase quantiques telles que la TSI ou la TMI sont difficiles à mettre en évidence dans la mesure où elles ne peuvent, en toute rigueur, avoir lieu qu'à température nulle. Nous n'en avons que des indications aux températures expérimentalement accessibles, via des lois d'échelle. Pour pouvoir tirer des conclusions fiables des expériences, il est donc nécessaire d'avoir des échantillons particulièrement bien contrôlés. Nous synthétisons ici nos critères de confiance en nos échantillons.



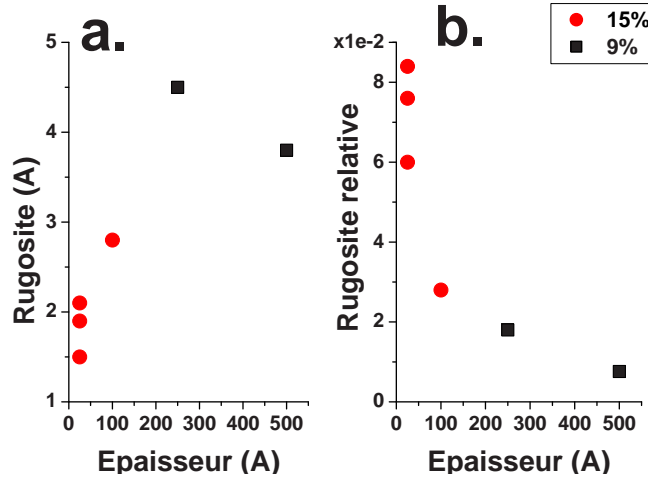


FIG. 1.12 – Graphes récapitulants a. la rugosité absolue des différents films à petite échelle et b. leur rugosité relative. Les films étudiés avaient une concentration de 9% (symboles carrés) ou de 15% (symboles ronds) en niobium.

### 1.3.1 Homogénéité des films en composition

Nous avons acquis la conviction que nos échantillons étaient homogènes en composition le long d'un film ou, du moins, que les inhomogénéités existantes étaient suffisamment faibles pour que l'on ait confiance en nos résultats. Voici nos arguments :

- Le **calcul théorique du gradient en composition dû à l'évaporation** et au fait que les sources de niobium et de silicium ne sont pas infiniment loin de l'échantillon et que par conséquent l'angle solide vu par l'échantillon diffère un peu entre les deux sources donne une inhomogénéité au niveau de l'échantillon tout à fait négligeable (section 1.1) d'environ  $\frac{\Delta x}{L} = 0.2\%/mm$ . Bien entendu cela suppose une évaporation isotrope (non-directionnelle) au niveau des creusets.
- Les **images de MEB** (section (1.2.2)) sont sensibles aux variations de densité électronique de la surface observée. Nous pensons qu'une grande inhomogénéité le long d'un film serait observable au MEB, ce qui n'a pas été le cas.
- Si les échantillons avaient un gradient important en composition, les **transitions supraconductrices** mesurées (partie 2) n'auraient pas une largeur de transition aussi étroite que les quelques dizaines de mK observés dans notre cas.
- L'étude des **caractéristiques V(I)** pour des échantillons isolants, donne accès au couplage entre électrons et phonons. Cette valeur se dégrade très vite lorsque le film est inhomogène. Nous avons trouvé un couplage électron-phonon correct ( $g_{e-ph} \simeq 50 \text{ W} \cdot \text{T}^{-5} \cdot \text{cm}^{-3}$ ) jusqu'aux plus faibles épaisseurs.
- Les expériences de TSI ayant été menées sur des échantillons de géométrie trapèze (pour une description de la géométrie voir la section (1.1.2)), nous avons eu l'occasion de mesurer, pour quelques échantillons, les **caractéristiques de deux parties différentes du film** - l'une du côté large et l'autre du côté étroit. En corrigeant du facteur géométrique, nous avons observé un excellent accord

entre les deux parties du film, nous donnant un argument fort en faveur de l'homogénéité des films, suffisant tout au moins, pour ne pas affecter les mesures et les interprétations que nous en tirons.

### 1.3.2 Homogénéité en composition des films d'une même série

Nous pensons également que les disparités en composition pour différents films d'une même série prévue pour avoir des films de composition identique et d'épaisseurs différentes sont suffisamment faibles pour ne pas affecter nos résultats. Voici nos arguments :

- La composition mesurée par **R.B.S.** donne, sauf mention explicite, des compositions pour chaque échantillon sur une même plaquette dans la fourchette d'incertitude due à la mesure pour les échantillons issus d'une même évaporation.
- Les **résistivités** mesurées à haute température sont, au sein d'un échantillon, les mêmes à quelques pourcents près.

### 1.3.3 Granularité des films

Nous sommes aussi sûrs que nos films ne sont pas granulaires au sens qu'il n'existe vraisemblablement pas de "clusters" de taille supérieure à quelques angströms. Voici nos arguments :

- Comme expliqué en (1.2), les études structurales ne montrent aucun signe de granularité jusqu'à 20 Å. Comme le fait remarquer Finkel'stein [Finkel'stein, 1994], les films se divisent en deux catégories : les granulaires qui présentent généralement des grains de l'ordre de 50 Å et les films considérés comme homogènes du point de vue des mesures de transport. N'ayant **pas observé de granularité** supérieure à quelques angströms, nous pouvons conclure que nos films se classent dans la catégorie des films "homogènes".
- Les **exposants critiques** trouvés lors de l'analyse des différentes TSI à la fois en champ et en épaisseur ne sont pas compatibles avec un système granulaire. En effet, pour des systèmes percolants, on a  $\nu = \frac{4}{3}$ , ce qui n'est pas notre cas.
- Les **transitions supraconductrices** dans les systèmes granulaires et dans les systèmes homogènes se manifestent de manière différente [Finkel'stein, 1994] : les systèmes homogènes (figure (1.13 a)) ont une transition raide entre l'état supraconducteur et l'état normal (la transition est translatée dans son ensemble sans élargissement), alors que les systèmes granulaires montrent des transitions (figure (1.13 b)) qui s'élargissent lorsque l'on diminue l'épaisseur des films, l'abaissement de résistance commençant toujours à la même température qui correspond à la température critique des grains. Nos films sont clairement dans la première catégorie.
- Nous n'observons **pas de phénomène de ré-entrance** de la résistance en fonction de la température, qui est caractéristique des systèmes granulaires (voir figure (1.13 b)).

### 1.3.4 Effets de bord

Nous excluons également les effets de bords. Voici nos arguments :

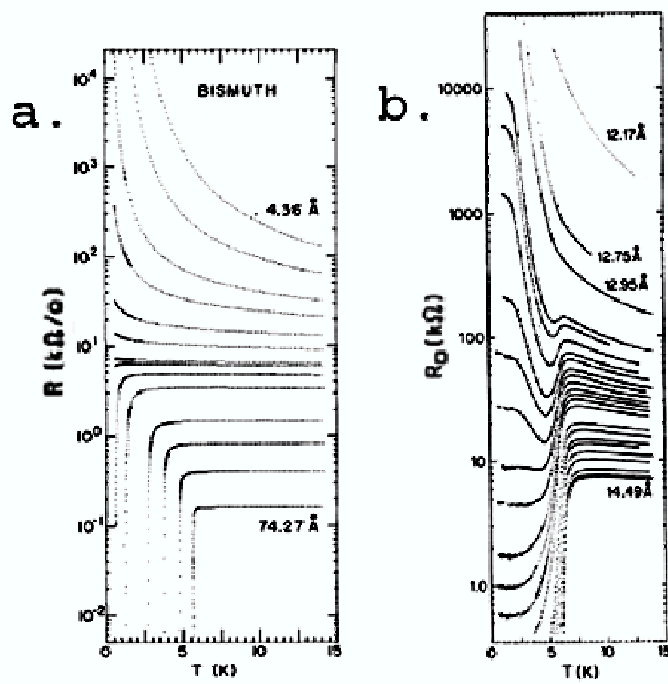


FIG. 1.13 – Résistance en fonction de la température pour différentes épaisseurs a. dans le cas de films de bismuth homogènes [Haviland et al., 1989] et b. dans le cas de films granulaires de gallium [Jaeger et al., 1986].

- Les transitions supraconductrices observées sont raides sans pied de transition en-dessous de la  $T_c$  et sans décrochement au-dessus.
- Une irradiation des bords menée sur une des séries étudiées n'a pas entraîné de modification sensible des caractéristiques  $R(T)$  mesurées.
- Nous montrerons section 11.3.2 qu'une conduction parasite due aux bords se traduirait dans nos films par une saturation très marquée de la résistance à partir d'une température assez importante, qui n'a pas été observé dans notre cas.

L'ensemble de ces arguments nous font croire que nos échantillons sont fiables.

## 1.4 Cryogénie

Pendant toute la durée de cette thèse, nous avons utilisé, pour les expériences menées au CSNSM, deux cryostats à dilution  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ .

Le premier est une "dilulette" de dimensions réduites qui permet d'étudier des échantillons de taille inférieure à 3 cm. La température ultime de cette dilulette est de 8 mK avec un câblage standard de 25 fils en constantan. Cette "dilulette" ne permet d'étudier qu'une plaquette à la fois et a une autonomie de deux semaines au maximum, puisqu'il

s'agit d'une canne de mesure plongeant directement dans une bouteille d'hélium. Nous l'avons utilisée pour des mesures rapides de caractérisation par le transport.

Notre principal outil de travail a cependant été le cryostat élaboré par Laurent Bouvot dans le cadre d'un travail en vue de l'obtention d'un diplôme d'ingénieur C.N.A.M. [Bouvot, 1996] (voir figure (1.14)). Il s'agit d'un cryostat à dilution particulièrement performant dans la mesure où Laurent Bouvot a porté une attention toute particulière à la qualité des échangeurs à frittés d'argent qui fixent les performances ultimes du cryostat. Lorsque le groupe a acquis ce cryostat en 2002, il était sans banc de pompage ni panneau de circulation des fluides. Il s'est donc agit dans un premier temps, de le remettre en service, puis de le câbler intégralement. Ceci a constitué le travail des premiers mois de ma thèse.

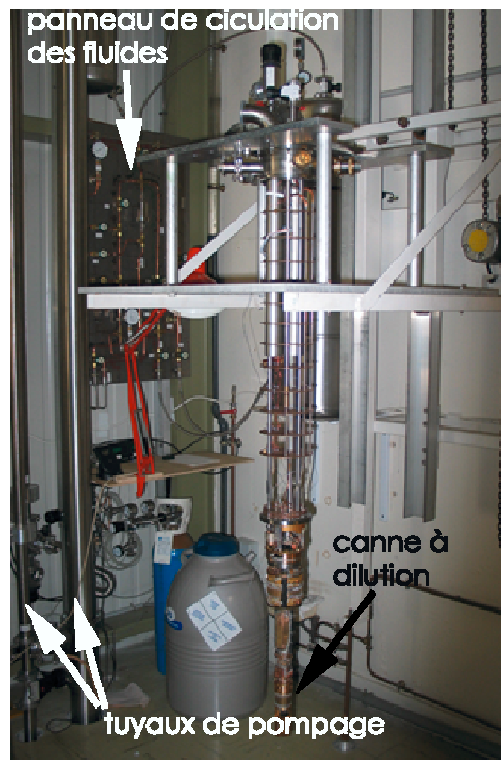


FIG. 1.14 – Vue d'ensemble du cryostat sans son Dewar, désaccouplé des tuyaux de circulation. En fonctionnement la canne est suspendue à 3 m du sol sur un socle antivibratoire afin de minimiser la microphonie. Les gros tuyaux sur la gauche vont de la tête du cryostat aux pompes situées au sous-sol. Ils sont maintenus fortement aux murs, également pour minimiser la microphonie.

### 1.4.1 Aménagement du cryostat

**Microphonie** Afin de limiter la microphonie du cryostat, nous l'avons suspendu à un socle antivibratoire qui amortit les vibrations transmises par les murs. Nous l'avons

également découplé des tuyaux de pompage fixés rigidement aux murs par des tuyaux flexibles. Les vibrations des pompes étaient donc amorties par les murs et n'ont jamais été une limitation dans les mesures que nous avons effectuées.

**Rayonnement parasite** Il découle des travaux précédemment menés au sein de l'équipe [Marnieros, 1998] que les échantillons peuvent être sensibles à une puissance parasite qui devient gênante aux très basses températures provenant probablement du rayonnement résiduel absorbé par le  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ . Celui-ci est considérablement réduit en utilisant de la peinture absorbante (Nextel anti-I.R.) à l'intérieur de l'écran 20 mK. Nous avons de plus apporté un soin tout particulier à éliminer tout rayonnement pouvant provenir des parties chaudes du cryostat, notamment par les descentes de fils.

### 1.4.2 Câblage du cryostat

Il a fallu ensuite câbler le cryostat, qui, en l'état, n'avait que quelques fils permettant un fonctionnement minimal : thermométrie, chauffage du pôt, de la chambre et du bouilleur.

Nous avons câblé deux voies de mesure afin de pouvoir étudier deux séries de quatre échantillons à chaque descente en froid. Ces deux voies débouchent à température ambiante sur des prises Socapex 25 broches :

1. La première descend de la température ambiante à la chambre (6 mK) avec 7 câbles bifilaires blindés (âme et tresse en inox) et un toron de 12 brins inox, eux aussi blindés avec une tresse en inox.
2. La deuxième est câblée avec des câbles coaxiaux en inox entre la température ambiante et la platine à 4.2 K, et de 4.2 K à la chambre, avec des torons de 12 brins en inox et un bifilaire en inox.

Tous les fils sont interrompus à 4.2 K et débouchent sur la chicane d'un boîtier (photo figure (1.15)). Cette chicane a été revêtue de peinture Nextel anti-IR pour limiter le rayonnement parasite entrant dans l'espace à 4.2 K. Par ailleurs, les câbles coaxiaux s'interrompent à cet endroit et l'effet "guide d'onde" ne peut donc pas apporter de puissance parasite aux échantillons.

Nous avons donc 50 voies de mesure descendant à très basse température (jusqu'à 6 mK), ainsi que des voies dédiées aux servitudes (évacuation de l'hélium du Dewar, jauge hélium, thermomètre platine 100  $\Omega$ , chauffage chambre, chauffage bouilleur, deux brûleurs de film) et à la thermométrie (thermomètre  $\text{RuO}_2$  et thermomètre Carbon Glass - tous deux sur la chambre -, température du pôt, température du bouilleur).

Nous avons voulu avoir un grand nombre de fils de mesure descendant à basse température, ce qui fait autant de puissance parasite potentiellement apportée sur la chambre. Il a donc fallu prêter une attention particulière à la thermalisation des fils. Les deux voies de mesure le sont chacune plusieurs fois : à 4.2 K, 100 mK, et trois fois au niveau de la chambre de mélange avant d'arriver sur l'échantillon (figures (1.16) et (1.17)). Les autres sorties sont également soigneusement thermalisées, même si elles ne descendent pas toutes jusqu'aux plus basses températures.

A l'étage 4.2 K nous avons également ménagé la possibilité de fixer deux boîtes de F.E.T. (Field Effect Transistors).

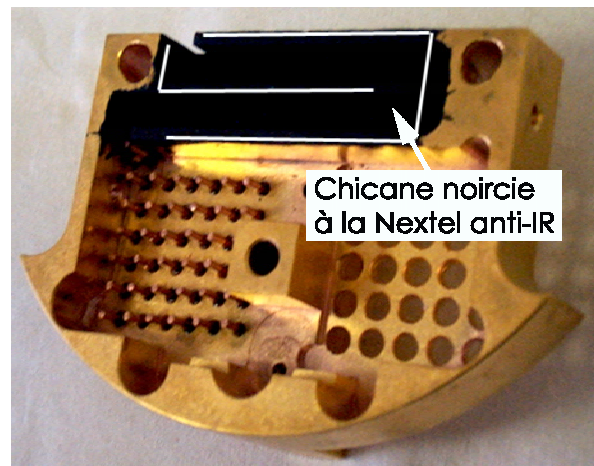


FIG. 1.15 – Boîtier de l'étage à 4.2 K où débouchent les 50 voies de mesure. Les fils arrivent de la température ambiante par une chicane revêtue de peinture absorbante. Les câbles coaxiaux sont également interrompus à cet endroit afin de casser l'effet "guide d'onde" qui peut apporter de la puissance parasite aux échantillons.

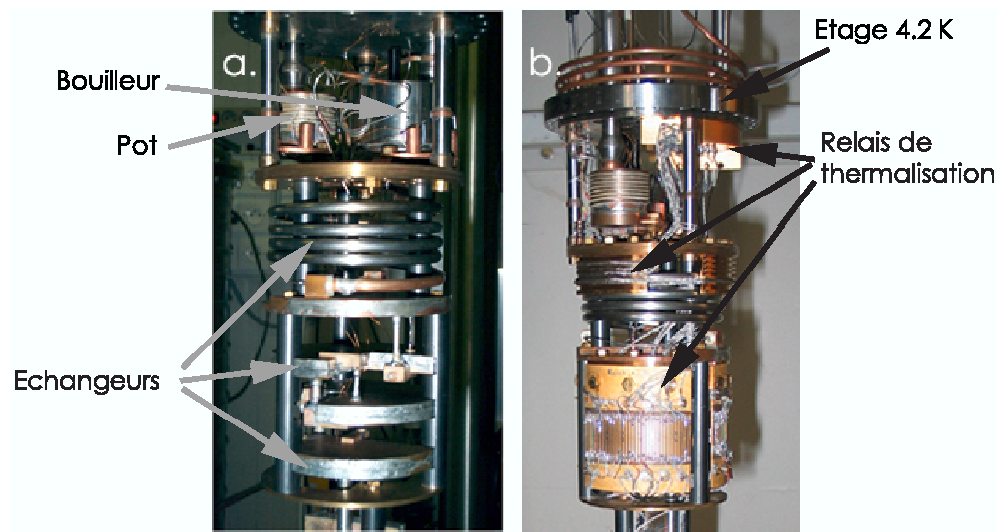


FIG. 1.16 – Cryostat a. avant câblage et b. après câblage. On voit que nous avons ajouté un nombre important de fils descendants jusqu'à la plus faible température. On voit les relais successifs permettant une bonne thermalisation des fils, pour minimiser la puissance parasite apportée par ceux-ci.

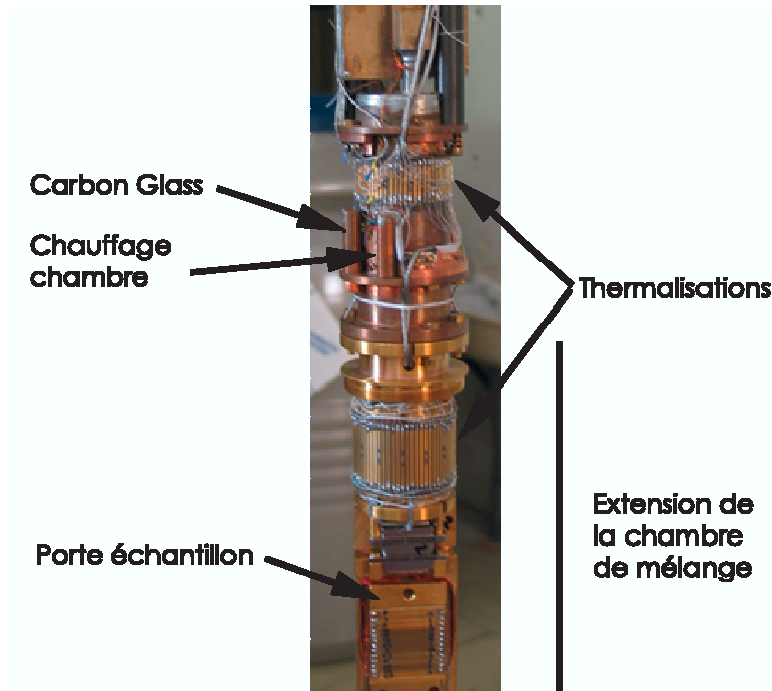


FIG. 1.17 – Chambre de mélange du cryostat. Les 50 fils de mesure sont soigneusement thermalisés pour limiter la puissance parasite apportée. La chambre en cuivre doré a été rajoutée pour rallonger la chambre et on voit le porte-échantillon fixé par une prise de type MMCX 25 broches au support. Sur la chambre en cuivre brut on voit sur la gauche deux supports en cuivre vissés. Il s'agit du thermomètre Carbon Glass et du chauffage de la chambre. Le thermomètre RuO<sub>2</sub> est vissé à l'intérieur de la chambre en cuivre creuse.

### 1.4.3 Thermométrie

Pour mesurer la température du cryostat, nous utilisons deux thermomètres complémentaires :

1. une résistance en RuO<sub>2</sub> dont la variation de résistance avec la température suit la loi  $R(T) = R_0 \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^{0.25}$ . Ce thermomètre nous a été aimablement fourni par Patrick Pari (SPEC, C.E.A.). Il est blindé dans un support en cuivre et vissé sur la chambre de mélange du cryostat. Ce type de thermomètre présente une bonne sensibilité sur une large gamme de températures, allant de 10 mK à 77 K environ.
2. une résistance de carbone, dite "Carbon Glass" idéale pour la mesure des basses températures (typiquement de quelques millikelvins à 2 K). Ce type de thermomètre est sensible, peu onéreux et possède une bonne reproductibilité. Ils évoluent très peu, même après de nombreux cyclages thermiques. Cette résistance est elle aussi blindée dans un support en cuivre vissé sur la chambre de mélange, près de la RuO<sub>2</sub>. Les fils d'amené sont bobinés autour de son support afin de thermaliser le thermomètre et de limiter les effets d'antenne qui peuvent fausser la mesure.

Nous avons re-étalonné à basse température - jusqu'à 25 mK - la résistance de carbone utilisée via une mesure d'orientation nucléaire, où on mesure l'anisotropie du rayonnement  $\gamma$  d'une source de  $^{60}\text{Co}$  (thermomètre primaire).

Au cours des expériences successives, et une fois l'étalonnage effectué, nous n'avons pas observé de désaccord entre les deux thermomètres à plus de 1 mK à très basse température (entre 5 mK et 50 mK) ou plus de 5 % à plus haute température (entre 50 mK et 1 K).

On peut noter que nous avons deux thermomètres, l'un haute impédance (25 k $\Omega$  à 20 mK pour la RuO<sub>2</sub>) et l'autre basse impédance (700  $\Omega$  à 20 mK pour la Carbon Glass) dont les résistances ne saturent pas aux plus basses températures mesurées. Ceci est un gage que la puissance parasite reçue par les échantillons est faible, même si nous sommes conscients du fait que le volume de ces thermomètres est très différents de celui de nos films.

#### 1.4.4 Performances

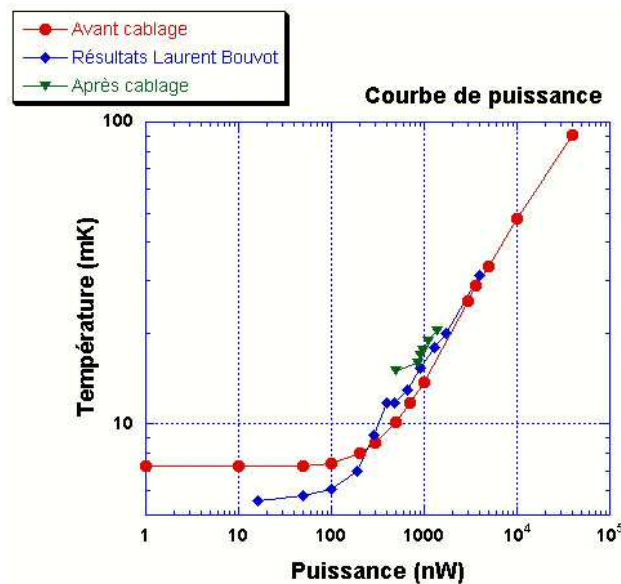


FIG. 1.18 – La courbe de puissance établie avant le câblage n'est pas très différente de celle tracée par Laurent Bouvot [Bouvot, 1996]. Le câblage ne la modifie pas beaucoup, même si la température limite a légèrement augmenté.

Nous avons fait un premier test de performances, avant le câblage des voies de mesure. Les seuls fils qui descendaient dans la chambre de mélange étaient alors les fils alimentant les deux thermomètres. Nous avons alors trouvé, une température limite de 5.5 mK donnée par l'expérience d'orientation nucléaire. La courbe de puissance du cryostat est donnée figure (1.18).

Une fois le câblage effectué, avec les 50 voies de mesure, nous avons atteint une **température limite de 6.9 mK**. La courbe de puissance n'est pratiquement pas



changée (figure (1.18)). Puisque nous n'avons pas modifié les échangeurs, cela montre que la puissance apportée par les fils de mesure est négligeable.

### 1.4.5 Préparation des échantillons

Après l'évaporation, les échantillons de  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  sont recuits pendant une heure à  $70^\circ\text{C}$  afin de les stabiliser vis-à-vis de recuits accidentels pouvant modifier de manière incontrôlée les propriétés électriques des films (voir section 1.1.1). Ils sont ensuite collés à la graisse à vide sur le support. On soude par ultrasons (*bonding*), avec des fils d'or de  $25\ \mu\text{m}$  de diamètre, les pré-contacts en or de la plaquette sur un relais en kapton lui-même collé sur le support. Le contact thermique entre l'échantillon et le support est assuré, d'une part par la graisse, et d'autre part par les fils d'or. Il est donc important d'avoir plusieurs fils qui relient l'échantillon au support (figure (1.19)) afin que la thermalisation de l'échantillon soit satisfaisante.

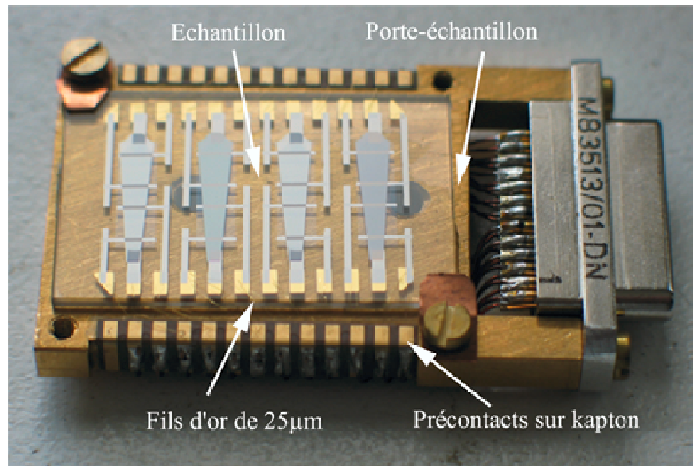


FIG. 1.19 – Les échantillons sont collés à la graisse à vide sur un support et le contact thermique est principalement assuré par les contacts électriques en or, soudés par ultrasons.

## 1.5 Mesures de transport

Nous décrivons ici les mesures de transport effectuées au CSNSM (toutes les mesures sauf celles sous champ magnétique qui ont été menées à l'École Supérieure de Physique et Chimie Industrielles (ESPCI)).

Selon le type de mesures - hautes impédances ou faibles impédances notamment -, nous utilisons une instrumentation différente pour déterminer les caractéristiques de transport de nos échantillons. Dans tous les cas, tous nos fils de mesure sont filtrés par des filtres Murata contre les radio-fréquences, installés en tête de cryostat, à température ambiante afin d'apporter le moins de puissance parasite possible sur la chambre et les échantillons. De plus, le cryostat dans son ensemble peut être considéré

comme une bonne cage de Faraday protégeant les échantillons contre les puissances électromagnétiques ambiantes.

### 1.5.1 Lecture et régulation de la température

Comme expliqué précédemment (cf 1.4.3), la température du cryostat est lue par deux résistances-thermomètres (Carbon Glass et  $\text{RuO}_2$ ).

Chacune est lue séquentiellement par un pont alternatif ORPX Barras Provence qui délivre une tension en créneaux de 20 Hz. L'amplitude des créneaux est programmable entre  $3 \mu\text{V}$  et 1 mV. La gamme des résistances mesurables (à quatre points) varie de  $0,5 \Omega$  à  $1 \text{ M}\Omega$ . L'incertitude sur la mesure par ce pont est inférieure à 1%.

L'ORPX Barras Provence nous permet également de réguler la température du cryostat via une résistance de chauffage installée sur la chambre de mélange. Une fois le régime stationnaire atteint, la régulation de la température se fait à mieux que 1 % sur une gamme de températures de 5 mK à 1 K.

**Ainsi l'incertitude totale sur la température mesurée peut être estimée à moins de 2%.**

L'ORPX Barras nous a également permis de mesurer rapidement les échantillons de résistance intermédiaire (typiquement dans la gamme  $[50 \Omega, 500 \text{ k}\Omega]$ ). En dehors de cette gamme, ainsi que pour des mesures nécessitant de faibles puissances de mesure ou une grande précision, nous avons utilisé d'autres dispositifs - montage aux Keithley ou lock-in - détaillés ci-dessous.

### 1.5.2 Mesures de résistances hautes impédances

Pour des résistances supérieures à  $1 \text{ M}\Omega$ , ainsi que pour les mesures des caractéristiques courant-tension des films minces, nous utilisons un électromètre Keithley (K617) et une source de tension continue (Keithley Calibrator K263) dans un montage à tension constante. Il s'agit d'une mesure à deux points comme schématisé sur la figure (1.20).

On choisit  $R_p$  tel que  $R_{\text{échantillon}} \gg R_p$  afin d'avoir une tension presque constante - c'est pourquoi ce montage est plus particulièrement adapté à la mesure des fortes impédances. La résistance  $R_p$  est variable afin de pouvoir changer la tension appliquée à l'échantillon. La résistance  $R_i \gg R_p$  permet d'avoir un courant constant dans  $R_p$ .

La tension aux bornes de la résistance  $R_p$  est amplifiée par un amplificateur "Stanford" puis va vers un multiplexeur lu par un multimètre Keithley 2000. L'intensité est lue par un Keithley 617 et multiplexée vers le Keithley 2000. Le Keithley 2000 est ensuite lu et commandé par un programme Labview. L'impédance d'entrée élevée de ces électromètres permet de mesurer des résistances jusqu'à  $10 \text{ G}\Omega$ , valeur au-delà de laquelle la mesure est faussée par les résistances parasites entre les câbles de mesure et la masse.

### 1.5.3 Mesures de résistances basses impédances

Les mesures de basses impédances (typiquement en-dessous de  $100 \text{ k}\Omega$ ) ont été faites avec deux lock-in. Il s'agit d'une mesure à quatre points comme schématisé sur la figure (1.21).

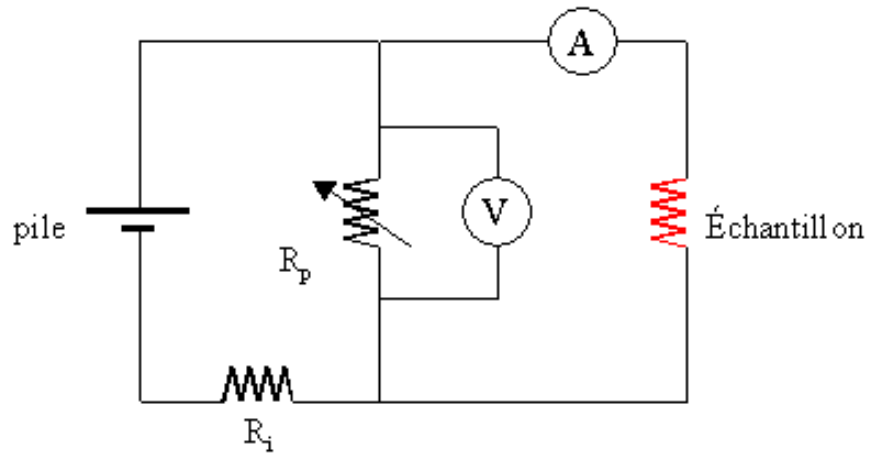


FIG. 1.20 – Schématisation du montage à tension constante pour mesurer de hautes impédances.

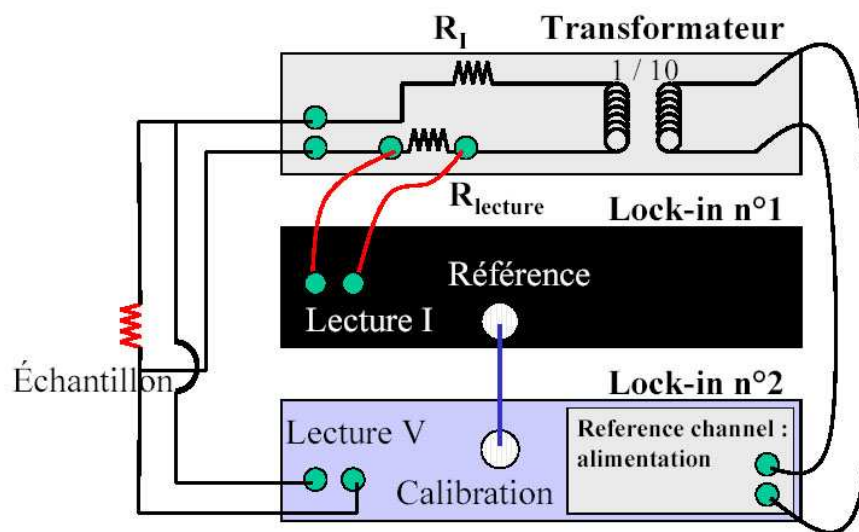


FIG. 1.21 – Schématisation du montage avec des lock-in pour mesurer de faibles impédances.

L'échantillon est alimenté en courant alternatif par l'oscillateur interne du lock-in n°2 à travers un transformateur. Le lock-in n°2 mesure également la tension aux bornes de l'échantillon et impose une synchronisation au lock-in n°1 - esclave - qui lit le courant passant à travers l'échantillon via une résistance de lecture de haute stabilité, typiquement  $R_{lecture} = 10 \text{ k}\Omega$ . La résistance  $R_I$  sert à avoir un courant constant à travers l'échantillon. La fréquence de travail est ajustée en fonction de l'impédance à mesurer et des déphasages dus aux capacités parasites. Typiquement nous avons travaillé avec des fréquences variant entre 3 et 100 Hz.

Les sorties des deux lock-in sont ensuite envoyées vers un multiplexeur lu par un multimètre Keithley 2000, lui-même interfacé par un programme Labview.

## Deuxième partie

# Effets dimensionnels dans les supraconducteurs. Transition Supraconducteur-Isolant

## Chapitre 2

# Théorie des transitions supraconducteur-isolant

### Introduction

#### Les transitions de phase

Depuis la première classification des transitions de phase en 1933 par Paul Ehrenfest, suivie par celle de Lev Landau en 1937, les transitions de phase sont divisées en deux catégories - celles de Landau coïncidant à peu près avec celles d'Ehrenfest [Héritier, 2002] :

- ★ **Les transitions du premier ordre** au sens de Landau ne brisent pas de symétrie à la transition et ont un paramètre d'ordre discontinu à la transition. Au sens d'Ehrenfest, cela correspond aux transitions ayant une discontinuité de la dérivée première de l'énergie libre à la transition.
- ★ **Les transitions du deuxième ordre** - dites "continues" - brisent spontanément une symétrie et ont un paramètre d'ordre continu. Au sens d'Ehrenfest, elles présentent une discontinuité de la dérivée seconde de l'énergie libre.

Depuis est apparue une autre catégorie dans la classification d'Ehrenfest : les transitions de phase d'ordre infini dont le plus célèbre exemple est la transition de Kosterlitz-Thouless : toutes les dérivées de l'énergie libre sont continues.

La compétition entre l'entropie et les interactions entre particules résultant généralement en une transition du second ordre, celles-ci ont donné lieu à de nombreux développements théoriques, parmi lesquels les transitions de phases quantiques. Celles-ci ont été développées pour prendre en compte les effets quantiques afin d'expliquer certains phénomènes.

#### Les transitions de phase quantiques

Ce qui différencie les transitions de phase quantiques des classiques est le fait qu'il est nécessaire de faire appel à la mécanique quantique pour expliquer les fluctuations qui gouvernent la transition. Par exemple, la transition de l'hélium-4 superfluide est conduite par des fluctuations thermiques classiques qui peuvent se comprendre sans

faire appel à la mécanique quantique. Dans le cas des transitions de phase quantiques, en revanche, **les fluctuations doivent être traitées par la mécanique quantique** : on ne peut plus négliger leur fréquence caractéristique  $\omega^*$ . La condition pour qu'une transition de phase soit quantique est que  $\omega^*$  obéisse à la relation :

$$\hbar\omega^* \gg k_B T \quad (2.1)$$

où  $T$  est la température du système. Dans la limite opposée, la transition est classique et les fluctuations sont de plus en plus lentes à travers le système.

Franchir une transition quantique signifie que l'état fondamental du système a changé de façon intrinsèque [Sondhi et al., 1997]. Ceci apparaît lorsque l'on change non pas la température comme dans le cas des transitions classiques, mais un paramètre dans l'hamiltonien du système. Ce paramètre peut être l'énergie de charge dans les réseaux de jonctions Josephson, le champ magnétique dans le cas de l'effet Hall quantique, le dopage pour les supraconducteurs à haute température critique, ou le désordre dans le cas d'une transition supraconducteur-isolant, par exemple. Puisque l'on change l'état fondamental du système, les transitions de phase quantiques ne peuvent avoir lieu en toute rigueur qu'à  $T = 0$  [Sachdev, 1999].

Les transitions de phase quantiques sont toutefois en étroite relation avec les transitions classiques [Giamarchi, 2002]. En effet, l'expression de la fonction de partition dans le cas d'un système quantique de dimension  $d$  est similaire à celle d'un système classique de dimension  $d + 1$  qui aurait une extension donnée par  $\beta = \frac{1}{k_B T}$  dans la dimension supplémentaire. Il y a donc une identification possible entre un système quantique en dimension  $d$  et un système classique de dimension  $d + 1$ . Un système quantique de dimension 2 à symétrie continue ne peut donc avoir une transition de phase quantique qu'à  $T = 0$  puisque ce cas correspond à un problème classique en dimension 3. A température finie, le problème classique correspondant est de dimension 2 et aucun ordre à grande distance brisant une symétrie continue ne peut exister.

Concernant la théorie des TSI plus particulièrement, le sujet est encore très controversé et étudié, même après un quart de siècle d'investigation. En effet, les théories n'arrivent pas à s'accorder entre elles, de même que les expérimentateurs obtiennent des résultats dissonants entre eux et avec les dites théories.

### Les Transitions Supraconducteur-Isolant

Les TSI dans les films minces sont des transitions de phase quantiques continues pouvant être induites par **le désordre, l'épaisseur, la densité électronique** ou encore l'application d'**un champ magnétique**.

Cependant, le fait qu'il s'agisse d'une transition quantique signifie, on l'a vu, qu'elle n'a lieu, rigoureusement, qu'à  $T = 0$ . L'expérimentateur étant contraint de se contenter de températures finies, on doit considérer le comportement du système dans ces conditions. La transition se manifeste alors par des lois d'échelle de la résistance en fonction du paramètre qui la dirige : champ magnétique ou épaisseur dans le cas présent. On définit alors un paramètre d'ordre  $\psi = |\psi|e^{i\theta}$ . Les modèles théoriques pour cette TSI dans les films minces se divisent en deux catégories. L'une suppose des fluctuations de la phase  $\theta$  du paramètre d'ordre et l'autre des fluctuations de l'amplitude  $|\psi|$  de celui-ci. Nous allons les exposer après un bref rappel des lois d'échelles relatives aux transitions de phase quantiques.

## 2.1 Lois d'échelle

L'un des aspects les plus étudiés concernant les TSI concerne les lois d'échelle et les exposants critiques qui les caractérisent. Nous allons ici brièvement rappeler la définition des exposants critiques mis en jeu.

L'échelle spatiale de fluctuations au voisinage d'une transition de phase quantique est appelée **longueur de corrélation**  $\xi$ . Elle diverge des deux côtés de la transition et est gouvernée par des lois d'échelle. On la définit comme :

$$\xi \propto \delta^{-\nu} \quad (2.2)$$

où  $\delta = \frac{|K-K_c|}{K_c}$  est la distance à la transition passée grâce au paramètre  $K$  en sa valeur critique  $K_c$  :  $\delta = \frac{|d-d_c|}{d_c}$  dans le cas d'une transition due à l'épaisseur et  $\delta = \frac{|B-B_c|}{B_c}$  si elle est induite par l'application d'un champ magnétique. On a par ailleurs une fréquence caractéristique associée :

$$\frac{1}{\xi_\tau} = \Omega \propto \xi^{-z} \quad (2.3)$$

$\nu$  est appelé **exposant critique de la longueur de corrélation** et  $z$  l'**exposant critique dynamique**. Ils déterminent la classe d'universalité à laquelle appartient la transition.  $\xi_\tau$  est le temps caractéristique du système.

La résistance - carrée - d'un système bi-dimensionnel dans le régime critique quantique obéit à la loi d'échelle suivante [Sondhi et al., 1997][Fisher, 1990] :

$$R(B, T, \omega) = F\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}, \frac{\delta}{T^{\frac{1}{\nu z}}}\right) \quad (2.4)$$

où  $F$  est la fonction d'échelle et  $\omega$  la pulsation à laquelle est faite la mesure. Cette expression se réduit à une relation simple lorsque l'on fait des mesures DC ( $\omega = 0$ ). La fonction ne dépend plus que d'une seule variable  $\frac{\delta}{T^{\frac{1}{\nu z}}}$ . On a alors l'expression de la résistance :

$$R(\delta, T) = R_c f(\delta T^{-\frac{1}{\nu z}}) \quad (2.5)$$

$R_c$  est la résistance critique à la transition ( $\delta = 0$ ) et  $f$  est une fonction d'échelle universelle qui a pour seule contrainte :  $f(0) = 1$ .

Les exposants critiques peuvent donc être déterminés, en ce qui nous concerne, pour des transitions en champ magnétique ou en épaisseur.

## 2.2 Théorie de M. Fisher - modèle de fluctuations de phase

Un des modèles élaborés pour expliquer les TSI propose de comprendre ce phénomène par les **fluctuations de la phase du paramètre d'ordre**. Si la supraconductivité est uniquement détruite par des fluctuations de phase, alors cela signifie qu'il existe des paires de Cooper des deux côtés de la transition, c'est-à-dire que l'on aurait des **paires pré-formées** alors même que le film a un comportement isolant. M. Fisher [Fisher et Lee, 1989] [Fisher, 1990] a examiné ce problème et a proposé une



théorie d'échelle de ce cas autour et à la transition induite par un champ magnétique ou par le désordre, moyennant une hypothèse forte sur la dualité paires/vortex sur laquelle tout le modèle repose. Ce type de modèle est appelé **"dirty boson model"** et est uniquement valable en dimension 2. **La phase supraconductrice est alors un condensat de paires de Cooper avec des vortex localisés, alors que la phase isolante est un condensat de vortex avec des paires localisées.**

### 2.2.1 Sur la dualité bosons-vortex

#### La dualité

La transformation définissant à partir de variables "réelles" les variables transformées de Fourier est appelée "transformation de dualité". La dualité, ainsi que les transformations associées jouent un rôle important dans l'étude des transitions de phase à deux dimensions. Ainsi dans le modèle d'Ising à 2D sur un réseau carré, les phases basse température et haute température sont liées par une relation de dualité, ce qui permet, par l'unicité de la température de transition entre les deux phases, de déterminer la température critique du système. De manière générale, la phase haute température étant celle dont il est plus facile de calculer les propriétés, puisque la plus symétrique, on peut en déduire les propriétés de la phase basse température par ces relations de dualité.

#### La dualité bosons/vortex

M. Fisher, dans son article de 1989 [Fisher et Lee, 1989], explore la relation liant un système de bosons bi-dimensionnel avec un supraconducteur tri-dimensionnel. Une caractéristique fondamentale d'un système de bosons bi-dimensionnel est que la phase du paramètre d'ordre superfluide et la densité de bosons sont des variables conjuguées qui ne commutent pas. Alors, une description possible de la transition peut se faire par le biais de la phase du paramètre d'ordre, mais peut également s'envisager par une description en terme de densité bosonique. C'est ce que fait M. Fisher dans cet article. Plus précisément, il étudie la fonction de partition d'un système de bosons sur sites désordonnés à  $T = 0$  et en déduit une relation de dualité entre une représentation via le paramètre d'ordre et celle avec la densité de superfluide (espace dual). Comme cette représentation duale en termes de densité de superfluide est isomorphe à un problème classique - un supraconducteur à 3D sous champ magnétique<sup>1</sup> - via l'équivalence entre un problème quantique de dimension  $d$  et un problème classique de dimension  $d + 1$ , on peut établir des similitudes entre les phases thermodynamiques possibles pour le supraconducteur et les états fondamentaux du système de bosons à 2D. Ces correspondances sont explicitées figure (2.1). Entre autre, M. Fisher en tire que les vortex du supraconducteurs "3D" sont équivalents aux bosons du système initial.

### 2.2.2 La théorie de la transition supraconducteur-isolant

M. Fisher développe ensuite la théorie des TSI induites soit par le désordre, soit par l'application d'un champ magnétique [Fisher, 1990] et construit le diagramme de

---

<sup>1</sup>En fait, le supraconducteur équivalent est un réseau 2D d'objets 1D, tels qu'un réseau 2D de cylindres par exemple.

2D bosons ( $T=0$ )	Bulk superconductor
Chemical potential $\mu$	Applied field $H$
Bose density $n$	Total field $B$
Mott insulating phase	Meissner phase
Density-wave insulator	Abrikosov flux lattice
Superfluid	Nonsuperconducting flux-line liquid
Supersolid	Nonsuperconducting flux lattice
Bose glass insulator	Superconducting glass

FIG. 2.1 – Correspondance entre les propriétés d’un système de bosons 2D avec celles d’un supraconducteur 3D [Fisher et Lee, 1989].

phase correspondant (reproduit figure (2.2)).

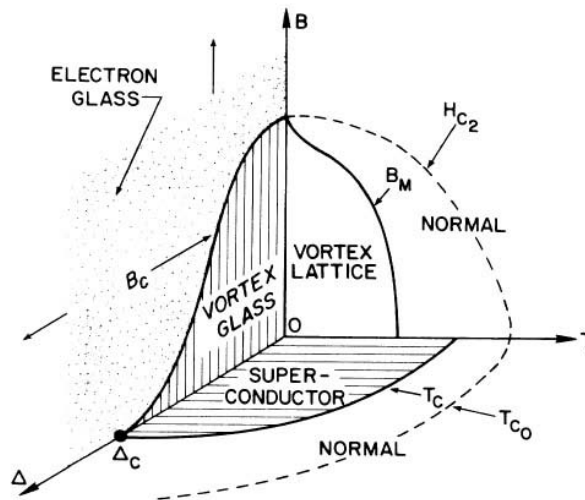


FIG. 2.2 – Diagramme de phase pour un film supraconducteur désordonné [Fisher, 1990] dans l’espace (champ magnétique  $B$ , désordre  $\Delta$ , température  $T$ ).

Il part du cas d’un film mince supraconducteur *sans désordre* en champ magnétique nul (ligne  $[0, T]$ ). Ce film présente une transition de Kosterlitz-Thouless (KT) à une température  $T_c$  inférieure à la température  $T_{c_0}$  qu’aurait le même composé à 3D du fait des fluctuations qui sont topologiquement plus importantes à 2D qu’à 3D. Ainsi on a les régimes suivants :

- ★  $T > T_{c_0}$  : Au-dessus de la température de transition "bulk", le supraconducteur

subit des fluctuations thermiques qui sont des fluctuations d'amplitude.

- ★  $T_{c_0} > T > T_c$  : Entre la température de transition bulk et la température de transition KT, le paramètre d'ordre  $\Psi(r)$  a une amplitude fixée mais une phase variable, du fait des déplacements des vortex qui se font à énergie nulle. Ceci empêche l'établissement d'un ordre à grande distance, ou même un quasi-ordre à grande distance.
- ★  $T_c > T$  : À plus basse température, les vortex et anti-vortex se combinent en paires et on a un quasi-ordre à grande distance qui se traduit par une loi de puissance :  $\langle \Psi^*(r)\Psi(0) \rangle \sim r^{-\eta}$ .

M. Fisher examine alors la situation où on augmente fortement le désordre - caractérisé par un paramètre  $\Delta$  - au-delà d'une valeur critique  $\Delta_c$  où la température critique de KT est réduite à 0 K du fait du désordre. Le point  $\Delta_c$  de la figure signe une transition supraconducteur-isolant à  $T = 0$  induite par le désordre. Dans ce cas, si  $T_{c_0}$  ne tombe pas à zéro en ce point, on peut décrire le système en termes de dépairage de vortex, comme dans une transition KT : les paires vortex/antivortex de la phase supraconductrice se dissocient dans l'isolant qui est un verre d'électrons. Cette phase de verre d'électrons est une phase où les paires d'électrons sont localisées et elle peut, près de la transition à  $T = 0$ , être décrite comme un **condensat de Bose de vortex dépairés**<sup>2</sup>. Puisque l'on est à  $T = 0$ , *la condensation est induite par les fluctuations quantiques qui augmentent lorsque le désordre augmente.*

Si la transition en  $\Delta_c$  est continue, elle sera caractérisée par :

- ★ une longueur de corrélation divergeante comme  $\xi \sim \delta^{-\nu}$  où  $\delta = \frac{\Delta - \Delta_c}{\Delta_c}$  est la distance à la transition. On a alors  $\nu > \frac{2}{d} = 1$ . C'est le critère quantique de Harris [Harris, 1974].
- ★ une fréquence caractéristique qui tend vers zéro à la transition comme  $\Omega \sim \xi^{-z}$ . Des arguments du groupe de renormalisation donnent  $z = 1$ .
- ★ à température finie la conductivité DC devrait suivre une loi d'échelle en  $\sigma(T, \xi \rightarrow \infty) \sim T^{\frac{d-2}{z}}$ . À 2D on attend donc une constante.

Si on considère maintenant l'effet d'un champ magnétique, dans le cas sans désordre (plan  $(B0T)$ ), les vortex vont geler dans un réseau de vortex d'Abrikosov en dessous d'un champ critique  $B_m$ . Cependant, dès que l'on introduit du désordre, les corrélations à grande distance du cristal vont être détruites, si bien qu'il n'y a plus d'ordre ni même de quasi-ordre à grande distance. A 2D, et à température non nulle, le mouvement des vortex va détruire la cohérence de *phase* et engendrer une résistance non nulle. Si on évolue vers une température nulle, les vortex sont localisés à la fois par le désordre et les interactions répulsives logarithmiques. Ils sont alors fixés spatialement et ne peuvent pas fluer. Ceci donne une résistance nulle. On a alors une phase supraconductrice de

---

<sup>2</sup>Vers 1925, Albert Einstein, en approfondissant une idée du physicien indien Satyendranath Bose, a prédit que, dans un gaz d'atomes identiques et sans interaction, une transition devait se produire à basse température si la densité est suffisamment grande. D'après Einstein, si la longueur d'onde de de Bröglie des atomes devient du même ordre que les distances interatomiques (cette longueur d'onde est généralement beaucoup plus petite), alors une fraction importante des atomes devrait s'accumuler dans l'état fondamental de l'enceinte qui contient les atomes, c'est-à-dire dans le même état quantique d'énergie minimale. Cette "condensation" concerne uniquement les bosons. Les fermions ne peuvent, eux, pas subir cette condensation : le principe d'exclusion de Pauli interdit en effet à deux fermions identiques d'occuper le même état quantique. (D'après <http://www.lkb.ens.fr/recherche/atfroids/tutorial/index2.htm>)

type verre de spin avec  $\langle |\Psi^*(r)\Psi(0)|^2 \rangle_{ensemble} \neq_{r \rightarrow \infty} 0$ , où il s'agit d'une moyenne d'ensemble, ainsi appelée **verre de vortex**.

Lorsque l'on augmente le champ magnétique, à température nulle (plan  $(\Delta 0B)$ ), la densité de vortex augmente, et ceux-ci devraient subir une délocalisation et une condensation de Bose à un champ critique  $B_c$ . Pour cela, il est nécessaire que les paires d'électrons soient localisées formant un verre de paires de Cooper, de manière analogue à la localisation des vortex et à la condensation des électrons dans le verre de vortex. Près de la transition, il y a **compétition entre la condensation de paires et celle de vortex**.

On a donc une TSI induite par l'application d'un champ magnétique caractérisée, de manière analogue à la transition en épaisseur, par :

- ★ une longueur de corrélation divergeante comme  $\xi \sim \delta^{-\nu_B}$  où  $\delta = \frac{B-B_c}{B_c}$  est la distance à la transition. On a alors  $\nu_B > \frac{2}{d} = 1$ .
- ★ une fréquence caractéristique qui disparaît à la transition comme  $\Omega_B \sim \xi^{-z_B}$ . Des arguments du groupe de renormalisation donne  $z_B = 1$ .
- ★ à température finie la conductivité DC devrait suivre une loi d'échelle en  $\sigma(T, \xi = \infty) \sim T^{\frac{d-2}{z_B}}$ . À 2D on attend donc une constante.

Cependant, même si la description formelle est analogue à une TSI induite par le désordre, la nature de cette transition est différente : en effet, ce ne sont plus les paires vortex/antivortex qui condensent : il y a condensation de vortex parce que le champ magnétique augmente leur densité. Les antivortex ont disparu par l'application d'un champ. Comme on considère des films supraconducteurs à 2D, ceci a une conséquence importante. En effet, le champ magnétique ne peut pénétrer à l'intérieur du supraconducteur que perpendiculairement au plan du film. Ainsi, pour un champ magnétique parallèle au film, il ne peut pas y avoir création de vortex induits par le champ. Il reste alors des paires vortex/antivortex qui ont le même comportement qu'à champ nul puisque l'on n'a pas augmenté le désordre, et un supraconducteur à champ nul restera supraconducteur sous champ parallèle, jusqu'à ce que l'on casse les paires de Cooper à  $H_{c\parallel}$  et que l'on détruise la supraconductivité.

De la relation de dualité entre bosons et vortex, M. Fisher tire qu'a priori  $\rho_{xx}$  et  $\rho_{xy}$  devraient être universels à la transition et on devrait avoir la relation :

$$\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2 = \left(\frac{h}{4e^2}\right)^2 \quad (2.6)$$

Cette équation signifie qu'à la transition, pour chaque paire de Cooper qui traverse le système, il y a aussi un vortex qui parcourt le système (du fait des relations de dualité). De plus, à la transition, ni les paires, ni les vortex ne sont condensés, ils sont dans un état métallique et peuvent diffuser avec une **résistance finie**, contrairement aux fermions [Anderson, 1958].

## 2.3 Une théorie alternative - Finkelstein ou un modèle de fluctuations d'amplitude

A. Finkel'stein a développé une théorie alternative concernant les TSI due à l'augmentation du désordre [Finkel'stein, 1994] *sans* champ magnétique.

Il faut d'abord souligner que les abaissements de  $T_c$  dans les couches minces supraconductrices sont principalement dues à des fréquences caractéristiques élevées et donc telles que  $\hbar\omega \gg k_B T_c$ . Les fluctuations responsables des abaissements de  $T_c$  sont donc quantiques et ce sont elles qui déterminent la température de champ moyen à laquelle a lieu la transition. Ces effets sont à dissocier des fluctuations *près* de la transition comme les fluctuations de type Aslamazov-Larkin ou Maki-Thompson qui ne modifient pas la valeur de la température critique de champ moyen.

Physiquement, la principale raison pour laquelle la supraconductivité est initialement abaissée lorsque l'on augmente le désordre est que la répulsion entre électrons est augmentée du fait des interactions de Coulomb et du désordre. En pratique cela se traduit par une diminution de la  $T_c$  par le désordre obéissant à l'équation trouvée par Maekawa et Fukuyama [Maekawa et Fukuyama, 1982][Maekawa et al., 1983] :

$$\frac{T_{c0} - T_c}{T_c} = -\frac{e^2}{6\pi^2\hbar} g_1 R_{square} \left[ \ln\left(\frac{v_F l}{d_{\perp}^2 T_c}\right) \right]^3 \quad (2.7)$$

où  $R_{square}$  est la résistance carrée,  $T_{c0}$  la température critique du système "bulk",  $d_{\perp}$  l'épaisseur des films,  $v_F$  la vitesse de Fermi,  $l$  le libre parcours moyen et  $g_1$  une constante valant  $\frac{1}{2}$  pour des interactions de Coulomb écrantées. Cette équation est valable uniquement pour  $l^{-1} > q \geq \sqrt{\frac{\omega}{D}}$  où  $q$  est la quantité de mouvement et  $D$  le coefficient de diffusion du système, autrement dit pour des variations de températures critiques avec le désordre faibles ( $|\delta T_c| \ll T_{c0}$ ). Cette description n'est donc pas valable pour décrire la totalité du processus de suppression de la supraconductivité comme dans le cas des TSI induites par l'épaisseur.

A. Finkelstein a montré qu'il était alors nécessaire d'utiliser le groupe de renormalisation pour calculer le comportement du gaz d'électrons en présence de désordre [Finkelstein, 1994]. Il en tire alors que la suppression de la supraconductivité est due à la modification des interactions de Coulomb *et* des interactions de spins par la diffusion dues aux impuretés. On obtient alors une équation :

$$\frac{T_c}{T_{c0}} = \exp\left(-\frac{1}{\gamma}\right) \left[ \left(1 + \frac{(t/2)^{1/2}}{\gamma - t/4}\right) \left(1 - \frac{(t/2)^{1/2}}{\gamma - t/4}\right)^{-1} \right]^{1/\sqrt{2t}} \quad (2.8)$$

avec

$$t = \left(\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\right) R \quad (2.9)$$

où  $R$  est la résistance carrée, et

$$\gamma = \frac{1}{\ln\left(\frac{k_B T_{c0} \tau}{\hbar}\right)} < 0 \quad (2.10)$$

où  $\tau$  est le temps caractéristique associé au libre parcours moyen<sup>3</sup>.

Il s'en suit que la suppression de la supraconductivité a lieu pour  $t \sim \gamma^2$ , et n'a donc **pas lieu à une résistance critique universelle**.

<sup>3</sup>Cette expression est valable lorsque l'épaisseur du film  $d_{\perp}$  est de l'ordre du libre parcours moyen  $l$ . Sinon il faut remplacer  $\tau^{-1}$  par une autre longueur de coupure  $\left(\frac{l}{d_{\perp}}\right)^2 \tau^{-1}$  [Astrakharchik et Adkins, 1994].

Malheureusement, A. Finkel'stein n'a pas étudié ce qu'il advenait de ces abaissements de températures critiques en présence d'un champ magnétique.

## Conclusion

Lorsque nous avons étudié les TSI dans les films minces de  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ , nous avons gardé en mémoire les différentes théories existantes. Celle de M. Fisher étant la plus communément admise actuellement, nous avons cherché à savoir si nos résultats tendaient à confirmer ou infirmer sa théorie. Nous nous sommes donc attachés à comparer nos résultats à ce que ce modèle prédit :

- \* **Une différence entre champ perpendiculaire et champ parallèle** : dans le cas d'un champ magnétique parallèle, les vortex ne peuvent pas entrer dans l'échantillon du fait de la faible épaisseur de celui-ci. La transition est alors classique contrairement au cas du champ magnétique perpendiculaire où la transition est quantique. C'est ce que nous examinerons dans le chapitre 4.
- \* **Une résistance critique universelle** : les états supraconducteur et isolant sont séparés par une unique séparatrix ayant une résistance carrée  $R_c = \frac{h}{4e^2}$  à température nulle.
- \* **Exposants critiques** : au voisinage d'une TSI à  $T = 0$ , M. Fisher prédit que l'on aura  $\nu > \frac{2}{d} = 1$  et  $z = 1$ , ainsi qu'une loi d'échelle pour la résistance :  $R \propto R_c f(\delta T^{-\frac{1}{\nu z}})$ .

Nous avons donc surtout cherché à interpréter nos résultats à l'aune de ce modèle de fluctuations de phase, en essayant toutefois de garder en tête la possibilité d'une autre interprétation des TSI observées.

## Chapitre 3

# La situation expérimentale

### 3.1 TSI induite par l'application d'un champ magnétique perpendiculaire

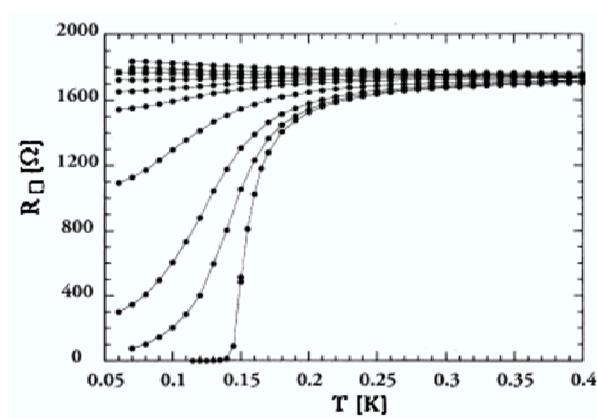


FIG. 3.1 – Évolution de la résistance de films minces de  $\text{Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$  avec le champ magnétique (de 0 à 0.6 T) [Yazdani et Kapitulnik, 1995].

Un grand nombre de systèmes présentent une TSI lorsqu'on leur applique un champ magnétique perpendiculaire. Cependant, ils ne se comportent pas tous de la même manière. On peut distinguer deux catégories [Gantmakher, 2004] :

- ★ Les composés qui, rendus isolants par l'application d'un champ, montrent un accroissement de résistance n'excédant pas 10% lorsque la température décroît d'un ordre de grandeur. C'est le cas de :  $\text{Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$  [Yazdani et Kapitulnik, 1995] (figure (3.1)),  $\text{Mo}_x\text{Si}_{1-x}$  [Okuma et al., 1998], Be [Bielejec et Wu, 2002],  $\alpha$ -Bi [Markovic et al., 1999], ou  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+y}$  [Gantmakher, 2004]. Leur comportement rappelle plus celui d'un métal en présence de corrections quantiques que celui d'un isolant.

- ★ Les composés tels que l'oxyde d'indium qui, dans les mêmes conditions, voient leur résistance augmenter de façon nettement plus importante - jusqu'à un facteur 10 - exhibant alors une variation exponentielle de la résistance avec la température (figure (3.2)) [Hebard et Paalanen, 1990] [Gantmakher et al., 2000b].

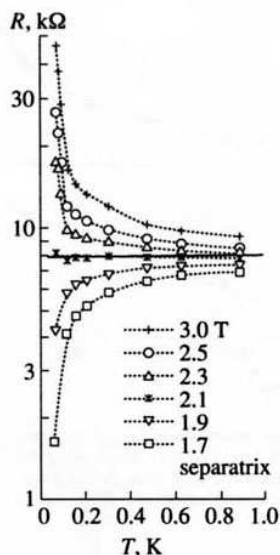


FIG. 3.2 – Évolution de la résistance de films minces de InOx avec le champ magnétique (de 1.7 à 3 T) [Gantmakher et al., 2000b].

Dans les deux cas, il existe un champ critique pour lequel la résistance  $R = R_c$  est indépendante de la température sur une large gamme en température (plusieurs centaines de mK), interprétée comme l'indication d'une separatrix unique tel que prédit par M. Fisher [Fisher, 1990].

Toutes ces expériences sont interprétées dans le cadre de la théorie d'une TSI à 2D. La principale signature de cette transition de phase résidant, on l'a vu, dans l'analyse critique qui en est faite, les différents auteurs comparent généralement les exposants critiques qu'ils obtiennent aux prédictions de la théorie des "dirty bosons". Le tableau 3.1 récapitule donc les différents exposants critiques obtenus expérimentalement pour ces systèmes.

### 3.2 TSI induite par l'épaisseur

La TSI induite par l'épaisseur - donc, indirectement par le désordre - est beaucoup moins étudiée, sans doute parce que moins facile à mettre en oeuvre expérimentalement. Dans ce cas, la distinction précédente n'existe plus : tous les composés étudiés jusqu'à ce jour en épaisseur montrent que la résistance, lorsque l'on diminue l'épaisseur des échantillons, augmente drastiquement de plusieurs ordres de grandeurs, comme dans le cas des films minces de a-Bi [Markovic et al., 1999] (figure (3.3)).



Référence	Système	TSI B	d (Å)	$B_c$ (T)	TSI d	B (T)	$d_c$ (Å)	$R_c$ ( $\Omega$ )
[Gantmakher et al., 2003]	NdCeCuO	$\nu_B z_B \simeq 0.8$	1000	3.5				1300
[Asamitsu et al., 1994]	a-Nb				n.d.	0	6.5	6500
[Christiansen et al., 2002]	a-Ga				n.d.	0	18	6500
[Bielejec et Wu, 2002]	a-Be	$\nu_B \simeq 1.35$ à faible courant $\nu_B \simeq 0.75$ à fort courant	$\simeq 10$	0.66	n.d.	0	$\simeq 12$ Å	2000-9000
[Markovic et al., 1998a]	a-Bi	$\nu_B \simeq 0.7$ ; $z_B \simeq 1$	$\simeq 10$	$\simeq 0.1$	$\nu z \simeq 1.4$	$\neq 0$	$\simeq 10$	7200-8000
[Haviland et al., 1989]	a-Bi a-Pb				n.d. n.d.	0 0	7 3.3	6500 9500
[Gantmakher et al., 2000a]	InOx	$\nu_B z_B \simeq 1.25$	200	3				7000
[Sambandamurthy et al., 2004]	InOx	n.d.	200-300	0.8				6500
[Paalanen et al., 1992]	InOx	n.d.	100	5.1				6500
[Hebard et Paalanen, 1990]	InOx	$\nu_B \simeq 1.3$ ; $z_B \simeq 1$	100	0.55				4450-4800
[Steiner et al., 2004]	InOx	n.d.	200-300	4-11				4000-7800
[Baturina et al., 2005]	TiN	$\nu_B z_B \simeq 1$	50	0.4-2.9				4150-15600
[Lee et Ketterson, 1990]	Mo-C				$\nu \simeq 1$	0	13	3000
[Okuma et al., 1998]	MoSi	$z_B = 3$	40	2.5-5.8				780-2000
[Yazdani et Kapitulinik, 1995]	MoGe	$\nu_B \simeq 1.3$ ; $z_B \simeq 1$	30-80	0.2-2.6				650-2050
[Mason et Kapitulinik, 2002]								

TAB. 3.1 – Tableau non-exhaustif répertoriant les systèmes étudiés pour les TSI induites par le champ magnétique  $B$  ou l'épaisseur  $d$ . On donne à chaque fois la valeur du paramètre critique ( $B_c$  ou  $d_c$ ), les exposants critiques des transitions (voir texte) ainsi que la résistance  $R_c$  à laquelle a lieu la transition (n.d. = non déterminé).

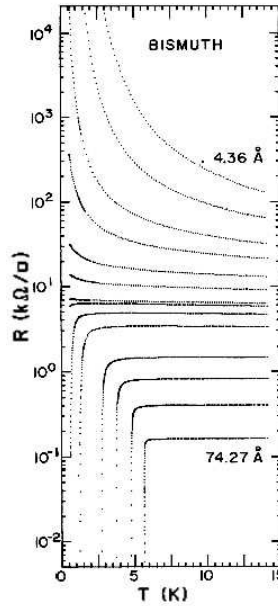


FIG. 3.3 – Évolution des caractéristiques résistance vs. température pour des films minces de a-Bi déposés sur du germanium [Haviland et al., 1989] pour des épaisseurs de 4.36 à 74.27 Å. La transition entre un état isolant et un état supraconducteur a lieu pour  $d_c \simeq 7$  Å.

Cependant, on peut alors faire une autre distinction entre :

- ★ d'une part les systèmes montrant une transition lorsque l'épaisseur varie de quelques angströms voire d'une fraction d'angströms, dont on peut se demander ce qui gouverne l'aspect microscopique de la transition [Markovic et al., 1999] (figure (3.3)),
- ★ d'autre part les systèmes où la transition se fait plus progressivement (figure (3.4)) [Lee et Ketterson, 1990].

Ceci étant dit, l'analyse en termes de criticalité reste analogue à ce qui se fait pour la TSI en champ, et les exposants critiques obtenus sont récapitulés dans le tableau 3.1. En revanche, alors que l'application d'un champ perpendiculaire brisait l'invariance par renversement du temps, la diminution de l'épaisseur ne le fait pas - du moins pour une transition en champ nul -. On s'attend donc, dans les deux cas, à des valeurs d'exposants critiques différents, puisqu'a priori les classes d'universalité sont distinctes.

### 3.3 Résistance critique

La transition prédite par la théorie de M. Fisher [Fisher, 1990] prévoit, à température nulle et à la transition, une **résistance carrée universelle**  $R_c = \frac{h}{4e^2} = 6500 \Omega$ . Pour la plupart des systèmes étudiés jusqu'à présent (voir par exemple figure (3.5)), les auteurs trouvent des résistances à la transition variant légèrement, *généralement* à

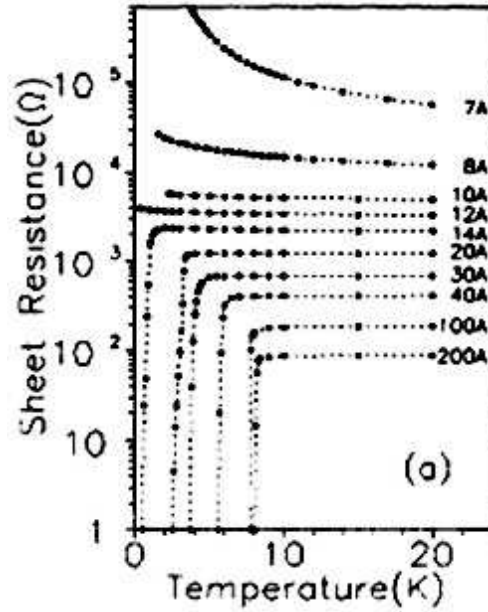


FIG. 3.4 – Évolution des caractéristiques résistance vs. température pour des films minces de Mo-C pour des épaisseurs de 7 à 200 Å [Lee et Ketterson, 1990].

$\pm 20\%$  de la résistance prédite par le modèle des "dirty bosons".

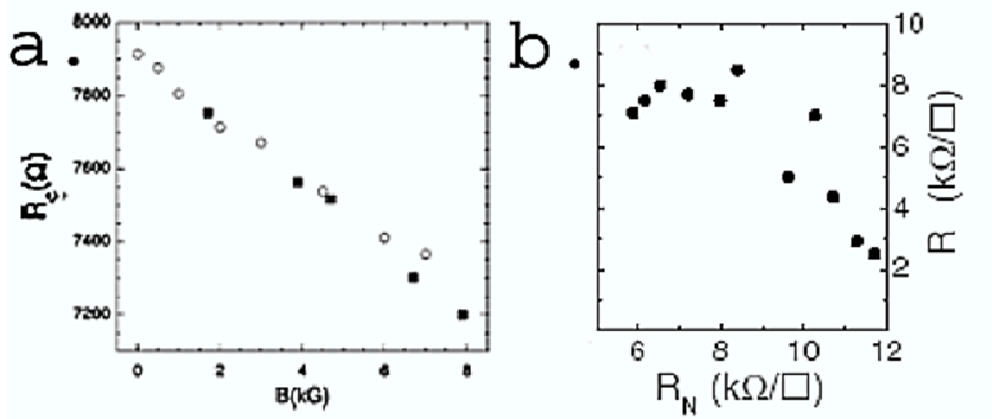


FIG. 3.5 – Résistances critiques trouvées dans la littérature a. pour des films minces de a-Bi [Markovic et al., 1999] en fonction du champ magnétique critique. b. pour des films minces de a-Be [Bielejec et Wu, 2002] en fonction de la résistance à l'état normal (transition en épaisseur).

### 3.4 Questions ouvertes

Malgré deux décennies de travaux sur ce sujet, il reste de nombreuses questions qui n'ont pas trouvé de réponse satisfaisante à ce jour :

1. La résistance critique à la transition est-elle universelle ?
2. Quelle est la nature de l'isolant ? Est-ce un isolant de Bose ? Auquel cas des paires de Cooper survivraient dans cet état. A quelle(s) condition(s) les paires se cassent-elles alors ?
3. Existe-t-il une séparatrice unique ? Autrement dit, ne peut-il pas y avoir un état métallique intermédiaire ?
4. Pour la transition en épaisseur, quelle(s) longueur(s) gouverne(nt) la transition, en particulier dans le cas où celle-ci se fait brutalement sur quelques fractions d'ångströms ?
5. Comment expliquer de telles différences de comportement entre les systèmes pour les deux TSI - induites par le champ magnétique et par l'épaisseur - ? Par exemple, les films minces de a-Bi présentent rapidement un comportement très résistif lorsque l'on abaisse l'épaisseur des films, alors qu'un champ magnétique n'engendre qu'un comportement isolant "faible" (non exponentiel). Le mécanisme des deux transitions tel que prédit par M. Fisher est pourtant essentiellement le même - condensation de vortex et localisation des paires de Cooper - , même si les exposants critiques et les classes d'universalité près de la transition diffèrent.
6. La TSI ne peut-elle pas être expliquée par d'autres mécanismes que le modèle développé par M. Fisher qui repose quand même sur une hypothèse forte - la dualité boson-vortex - ?

Nous avons tenté de contribuer à ce débat avec un système original et que nous pensons bien contrôlé et s'il reste de nombreuses expériences à apporter pour répondre de façon catégorique aux questions énoncées précédemment, nous espérons avoir montré que le NbSi était un système intéressant pour ce type d'étude.

### 3.5 Conditions expérimentales

Les expériences sous champ magnétique décrites dans ce chapitre ont été menées à l'École Supérieure de Physique et de Chimie de la Ville de Paris (ESPCI) au Laboratoire de Physique Quantique, en collaboration avec Hervé Aubin et Alexandre Pourret. Kamran Behnia nous a aimablement prêté un de ses cryostats à dilution muni d'un champ magnétique pouvant aller jusqu'à 4 T et dont la température limite est de 100 mK environ.

Les expériences en champ nul ont été menées au C.S.N.S.M. dans le cryostat dit "dillette" décrit en section 1.4.

### 3.6 Échantillons étudiés

Nous avons étudié une série d'échantillons de Nb<sub>15</sub>Si<sub>85</sub> de géométrie trapézoïdale avec différentes épaisseurs : 1000, 500, 250, 125 Å et 100, 75, 50 et 25 Å. Les échantillons d'épaisseur 1000, 500, 250 et 125 Å ont été soumis à un champ magnétique - parallèle

et perpendiculaire - et nous avons pu étudier leurs TSI sous champ (induites soit par le champ lui-même soit par le désordre). Une autre série d'échantillons consistait en quatre trapèzes de  $\text{Nb}_{17}\text{Si}_{83}$  d'épaisseur 125, 75, 50 et 40 Å. Ceux-ci n'ont été étudiés qu'en champ nul.

La qualité des échantillons a été discutée section 1.3. Les transitions supraconductrices sont particulièrement sensibles aux effets que nous avons alors discutés : effets de bords qui produisent des décrochements au-dessus de  $T_c$  ou inhomogénéités qui élargissent la transition. Dans leur grande majorité, les échantillons supraconducteurs sont satisfaisants de ce point de vue. Afin de tester l'importance des effets de bord, nous avons irradié les bords des échantillons de la série CKJ2 ( $\text{Nb}_{15}\text{Si}_{85}$ ,  $d = 100, 75, 50$  et  $25 \text{ \AA}$ )<sup>1</sup> sans provoquer de modifications sensibles des caractéristiques résistives. Les transitions pour ces échantillons sont montrées figure (3.6 a.). Dans cette série, l'échantillon de 100 Å a dû être rejeté car :

- il présente une anomalie détaillée figure (3.6 b.) non imputable à des effets de bord, puisque persistante après l'irradiation des bords ;
- la transition est anormalement large et la résistance associée n'est pas en continuité avec la série CKJ1.

Nous pensons donc que la composition a été mal contrôlée suivant l'épaisseur et nous n'avons pas tenu compte de cet échantillon dans les analyses qui suivent.

En revanche, pour expliquer le fait que les transitions supraconductrices observées ne tombent pas toutes à  $R = 0$ , il faut invoquer une forte inhomogénéité longitudinale difficile à imputer à notre dispositif expérimental, d'autant plus que la résistance est déduite de mesures à quatre points. Nous pensons que ce phénomène, observé pour des échantillons approchant la TSI, est d'origine physique et est à comparer avec des observations similaires sous champ. Nous reviendrons sur ce point ultérieurement.

Les épaisseurs de 75, 50 et 25 Å sont intéressantes dans la mesure où elles encadrent l'épaisseur critique de 50 Å à laquelle a lieu la transition en épaisseur pour un champ magnétique nul (voir section 5.4).

Avant toute chose, il convient de préciser que, puisque l'on s'intéresse à la limite 2D du système, **toutes les résistances données dans cette partie sont, sauf mention contraire, des résistances carrées.**

---

<sup>1</sup>Irradiation des bords sur 1 mm de chaque côté du trapèze avec  $32 \mu\text{C}$  d'ion  $^{29}\text{Si}^+$  de 25 keV puis avec  $117 \mu\text{C}$  d'ions  $^{29}\text{Si}^+$  de 85 keV afin de rendre le film plus isolant. En effet, l'irradiation rend un échantillon plus résistif, jusqu'à, éventuellement, le faire transiter et le rendre isolant (chapitre 11). On utilise deux énergies différentes pour l'irradiation, afin d'atteindre un profil d'irradiation plat sur toute l'épaisseur de l'échantillon : les ions de 25 keV irradient la surface de l'échantillon alors que les ions de 85 keV atteignent la profondeur de l'échantillon jusqu'au substrat.

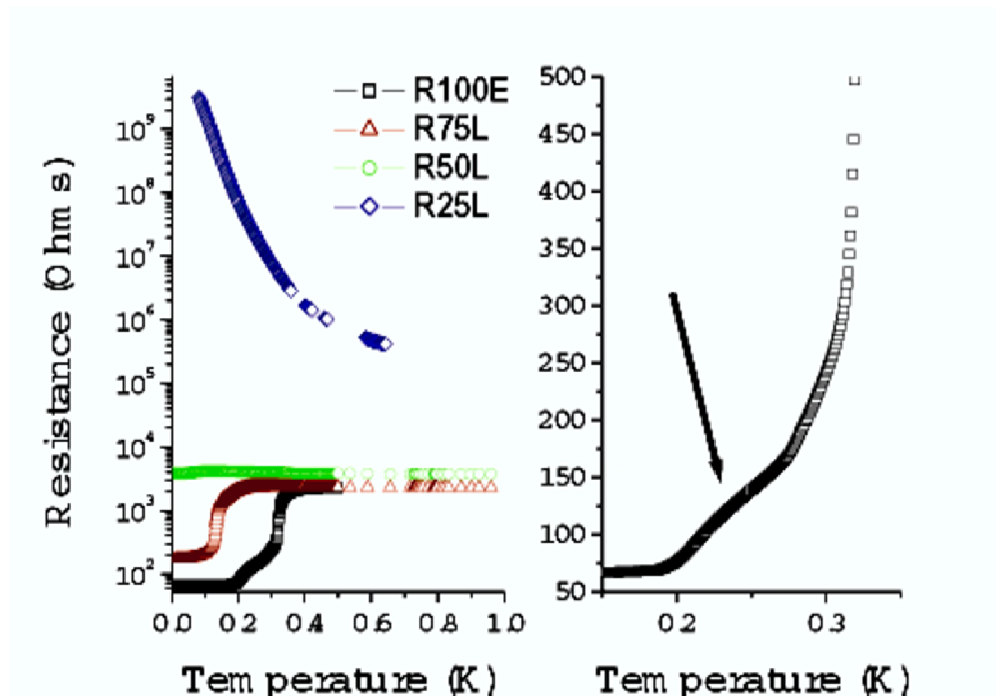


FIG. 3.6 – a. Résistance en fonction de la température pour les échantillons de Nb<sub>15</sub>Si<sub>85</sub> d'épaisseurs et 100, 75, 50 et 25 Å (série CKJ2). b. Mêmes données sur une plage plus réduite de températures pour l'échantillon de 100 Å. La transition supraconductrice n'est pas complète et on observe un pied non expliqué, indiqué par la flèche.

## Chapitre 4

# Résultats expérimentaux sur la TSI en champ magnétique

### Introduction

#### Intérêt général de la comparaison entre champ parallèle et champ perpendiculaire

Les couches minces de  $\text{Nb}_{15}\text{Si}_{85}$  d'épaisseurs 1000, 500, 250 et 125 Å ont été étudiées en champs magnétiques perpendiculaire et parallèle afin d'évaluer l'influence de la direction du champ sur la TSI qu'il induit. En effet, une des conséquences du modèle de "dirty bosons" développé par M. Fisher est que la nature de la transition dépend de l'orientation du champ magnétique par rapport au plan de l'échantillon : dans le cas d'un champ perpendiculaire, la TSI est, selon M. Fisher, due à la fonte quantique du verre de vortex qui se condensent, alors que, dans le cas d'un champ parallèle, les vortex ne peuvent pas entrer dans l'échantillon du fait de la faible épaisseur de celui-ci. La transition est alors classique et uniquement due à la rupture des paires de Cooper au champ critique  $H_{c\parallel}$ . Ainsi, la comparaison des effets des champs parallèle et perpendiculaire permet de donner une première indication quant à la validité du modèle de M. Fisher. Nous avons de plus poussé l'analyse plus loin avec une procédure de renormalisation qui nous a permis d'évaluer les exposants critiques correspondants.

#### Résultats déjà obtenus

Une telle comparaison entre champ magnétique parallèle et champ magnétique perpendiculaire a déjà été étudiée [Gantmakher et al., 2000c] par V.F. Gantmakher pour l'InOx. Analysant la figure (4.1), les auteurs ne trouvent une différence de comportement entre les deux situations qu'en-dessous du point critique de croisement où la résistance est déterminée par la dynamique des vortex dans le cas où le champ magnétique appliqué est normal. Ceci va manifestement à l'encontre du modèle développé par M. Fisher et suggère que la TSI a une origine plus générale. C'est ce résultat que nous avons voulu vérifier.

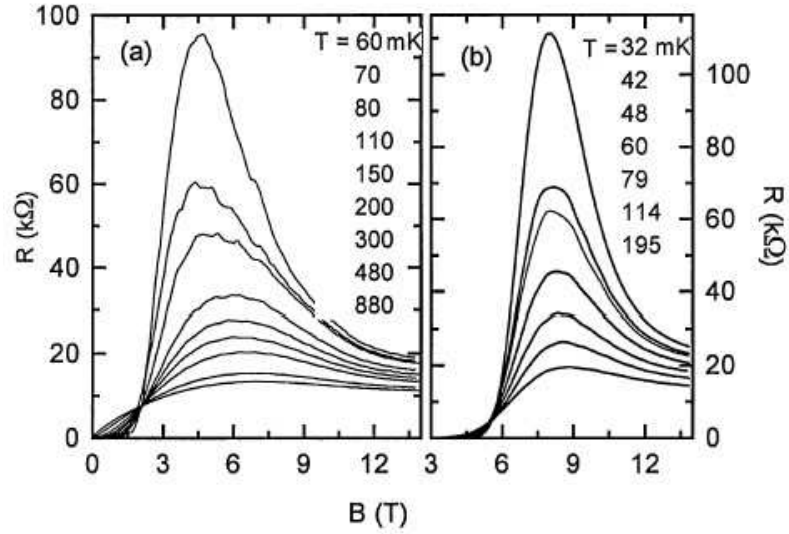


FIG. 4.1 – Isothermes basses températures  $R(B)$  pour des films amorphes de InOx avec un champ magnétique normal (a.) et parallèle (b.) (tiré de [Gantmakher et al., 2000c]). Les courbes ont même allure et les auteurs ne notent pas de différence dans la physique de la transition.

## 4.1 Champ perpendiculaire

### 4.1.1 Caractéristiques générales

Les caractéristiques des échantillons en champ perpendiculaire sont résumées dans le tableau 4.1. Leur résistivité "3D" à l'état normal<sup>1</sup> est constante à 20% près pour toutes les épaisseurs, indiquant que ces films sont désordonnés de façon homogène, avec une longueur caractéristique du désordre de l'ordre de quelques longueurs atomiques, comme cela a été confirmé par des études structurales (section 1.2).

La figure (4.2) montre la dépendance en température de la résistance carrée pour les différentes épaisseurs en champ nul. La température de transition supraconductrice diminue avec l'épaisseur, sans aucun signe de comportement réentrant caractéristique des systèmes granulaires ([Christiansen et al., 2002] pour des films minces de gallium par exemple), ce qui est un indice supplémentaire en faveur d'une grande homogénéité de ces films.

La figure (4.3 a) montre la dépendance en température de la résistance pour l'échantillon 2 à différents champs magnétiques appliqués perpendiculairement au plan de l'échantillon. À une température donnée, lorsque le champ augmente, la résistance croît jusqu'à montrer le début d'un comportement isolant. Toutes les isothermes entre 150 mK et 305 mK se croisent dans le plan  $(R,H)$  en un point fixe clairement défini (figure 4.3 b) - ici  $H_c = 5.0$  kOe et  $R_c = 1356 \Omega$ .

<sup>1</sup>Les propriétés de l'état normal du tableau 4.1 sont données pour une température suffisamment élevée pour qu'elles dépendent peu du champ appliqué, typiquement 1.5 K.



N°	$d[nm]$	$R_n[\Omega]$	$\rho_n[m\Omega.cm]$	$R_c[\Omega]$	$T_{c0}[mK]$	$H_c[kOe]$	$\nu_{Bz_B}$
1	12.5	1401	1.75	1333	235	5.5	0.67
2	12.5	1430	1.79	1356	213	5.0	0.60
3	25	632	1.58	612	375	7.7	0.72
4	25	638	1.59	620	347	8.0	0.80
5	50	287	1.43	282	480	10.1	0.65
6	100	152	1.52	150	530	11.0	0.70

TAB. 4.1 – Tableau récapitulatif des échantillons étudiés en champ perpendiculaire ainsi que de leurs propriétés (épaisseur, résistance à l'état normal, résistivité 3D à l'état normal, résistance critique, température de transition supraconductrice, champ magnétique critique et exposants critiques). Les différents échantillons d'une même épaisseur correspondent à des géométries différentes (parties large et étroite d'un échantillon trapézoïdal).

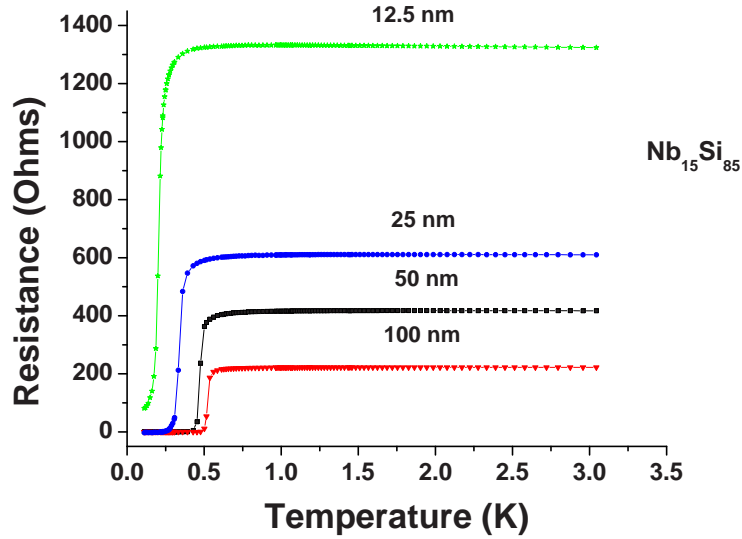


FIG. 4.2 – Résistance en fonction de la température pour les échantillons 2, 4, 5 et 6 en champ nul.

#### 4.1.2 Grandeurs caractéristiques

La détermination des températures critiques nous permet d'évaluer quelques longueurs caractéristiques du système. Elles sont récapitulées dans le tableau 4.2.

### Longueur de cohérence supraconductrice

La théorie BCS (Bardeen-Cooper-Schrieffer) donne la longueur de cohérence BCS :

$$\xi_0 = 0.18 \frac{\hbar v_F}{k_B T_{c0}} \quad (4.1)$$

où  $v_F$  est la vitesse de Fermi estimée à  $2.10^8$  cm.s<sup>-1</sup> [Marnieros, 1998].

### Longueur de cohérence effective

La longueur de cohérence effective  $\xi_{eff}$  vaut, dans le cas sale ( $l \ll \xi_0$  avec  $l$  le libre parcours moyen que l'on prend égal à la distance inter-atomique  $l \simeq 2.65$  Å [Hucknall et al., 1992]) :

$$\xi_{eff} = \sqrt{\xi_0 l} \quad (4.2)$$

### Longueur de déphasage

Près de la transition, la longueur de déphasage agit comme une longueur de cut-off due à la température qui vient restreindre la longueur de cohérence dans la théorie de M. Fisher [Gantmakher et al., 2000b] :

$$L_\Phi = \frac{\hbar^2}{m_e k_B \xi_{SC} T} \quad (4.3)$$

où  $m_e$  est la masse de l'électron.

N°	d [nm]	$T_{c0}$ [mK]	$\xi_0$ [ $\mu$ m]	$\xi_{eff}$ [nm]	$L_\Phi(0.1$ K) [nm]
1	12.5	235	11.6	55.4	158
2	12.5	213	12.8	58.2	151
3	25	375	7.3	44.0	199
4	25	347	7.9	45.7	192
5	50	480	5.7	38.9	226
6	100	530	5.2	37.1	237

TAB. 4.2 – Tableau récapitulatif des grandeurs caractéristiques pour les échantillons étudiés : (épaisseur, température de transition supraconductrice, longueur de cohérence BCS, longueur de cohérence effective et longueur de déphasage à 0.1 K).

La plus petite longueur entre  $L_\Phi$  et  $\xi_{eff}$  détermine donc la dimensionnalité du système. Ainsi, **les films de 12.5 nm et de 25 nm sont bi-dimensionnels**. En revanche, **les films de 50 nm et 100 nm peuvent être considérés comme tri-dimensionnels**.

#### 4.1.3 Existence d'un point de croisement

Le point de croisement dans le plan  $(R, H)$  est, comme il a été signalé à de nombreuses reprises ([Steiner et al., 2005], [Sambandamurthy et al., 2004] entre autres),

l'un des points les plus frappants de ces données et est interprété comme l'une des manifestations de la nature quantique de la TSI. Traduit dans le plan  $(R, T)$ , cela signifie qu'il existe une *unique* séparatrice, indépendante de la température, délimitant le régime supraconducteur du régime isolant. Cela signifie qu'il n'existe pas de régime métallique dans ces conditions<sup>2</sup>. Nous reviendrons sur ce point plus longuement par la suite.

Une autre manière de rendre compte de ce point de croisement est de tracer une cartographie du "Temperature Coefficient of Resistance" (TCR)  $\frac{dR}{dT}$ . En effet, on prendra comme **convention** qu'un TCR négatif indique un comportement isolant et un TCR positif un comportement supraconducteur. Jusqu'à ce jour, toutes les expériences sur films minces sont interprétées dans le cadre d'une TSI à 2D pour laquelle seuls les états supraconducteur ou isolant sont autorisés. Ainsi, un TCR positif est-il alors la signature d'une phase supraconductrice (voir par exemple [Gantmakher, 2004], [Markovic et al., 2001]), et un TCR négatif celui d'un état isolant. Cette convention trouve sa justification dans certains travaux [Trivedi et al., 1996] qui ont montré par des simulations de Monte Carlo quantique sur un modèle de Hubbard (section 9.1) avec un désordre sur site que l'allure des résultats présentés était compatible avec une transition directe entre un état supraconducteur et un état isolant sans passer par un état métallique. Entre ces deux régions - TCR positif et TCR négatif -, le TCR est nul. Ainsi, la ligne de démarcation entre les TCR positifs et négatifs dans le plan  $(H, T)$  représente un point de croisement entre deux isothermes  $R(H)$ . La figure (4.4) montre qu'il existe un point d'inflexion dans la courbe délimitant les deux régions à environ 400 mK. En-dessous de cette température, le champ critique est indépendant de la température et représente le point de croisement *unique* des isothermes  $R(H)$ . Le fait que ce point de croisement soit indépendant de la température est interprété comme la manifestation du caractère quantique des fluctuations. Au-dessus de 400 mK, ce point de croisement dépend de la température considérée. Ce point d'inflexion peut alors être interprété comme la limite en température en-dessous de laquelle les fluctuations quantiques du paramètre d'ordre supraconducteur dominant la dynamique du système.

On remarque aussi qu'alors que la température de transition supraconductrice en champ nul pour l'échantillon 2 est de 213 mK, le point de croisement est observé très nettement jusqu'à 500 mK environ, soit plus de deux fois la  $T_{c0}$ , dans des régions où le temps de vie des paires de Cooper est fini. Ainsi, le mécanisme responsable de la TSI, quel qu'il soit, *semble être insensible au temps de vie variable des paires de Cooper*, au moins dans une gamme de températures suffisamment basses pour que celui-ci ne soit pas trop faible.

#### 4.1.4 Renormalisation

Comme nous l'avons vu précédemment (section 2.1), les lois d'échelle permettent de relier la TSI observée expérimentalement à la théorie et de savoir à quelle classe d'universalité elle appartient. Nous avons pour cela appliqué des procédures de renormalisation aux données obtenues, tant pour la transition induite par le champ magnétique que pour celle induite par l'épaisseur. Nous allons ici brièvement décrire les méthodes de renormalisation utilisées dans le cadre de cette thèse. Il existe principa-

---

<sup>2</sup>Rigoureusement, il existe un métal uniquement à la transition exactement. Il s'agit d'un point singulier

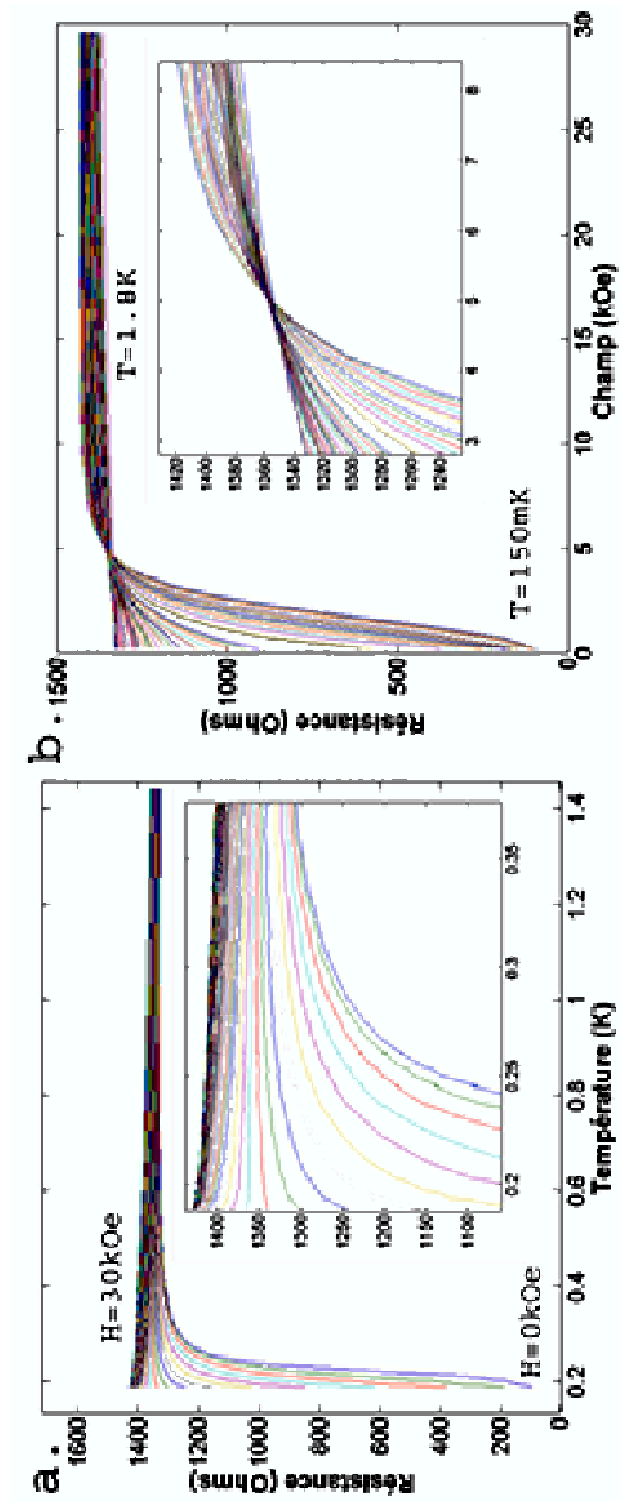


FIG. 4.3 – a. Résistance en fonction de la température pour l'échantillon 2 à différents champs magnétiques perpendiculaires entre 0 et 30 kOe. Insert : les mêmes données sur une plage de températures et de champs plus réduite. b. Résistance en fonction du champ magnétique perpendiculaire pour l'échantillon 2 à des températures entre 150 mK et 1.8 K. Insert : les mêmes données sur une plage de champs et de températures plus réduite (150 mK à 305 mK).

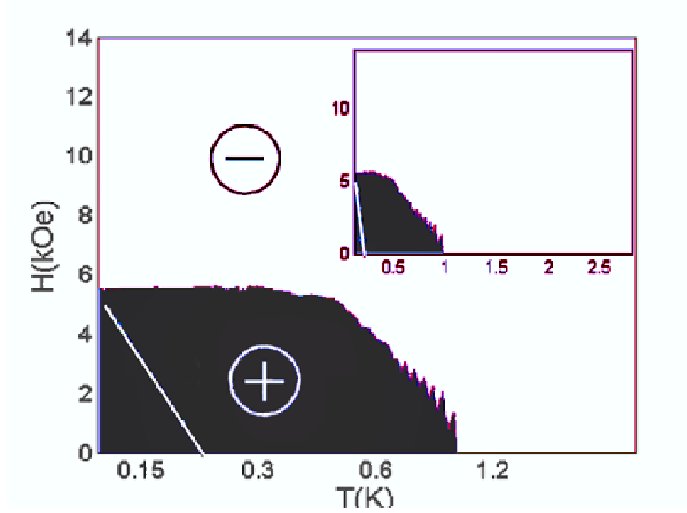


FIG. 4.4 – Cartographie du TCR dans le plan  $(H_{\perp}, T)$  pour l'échantillon 2. La zone blanche correspond à un TCR négatif (isolant) et la zone sombre à un TCR positif (supraconducteur). Insert : le même graph sur toute la gamme explorée à la fois en température et en champ.

lement deux méthodes pour déterminer les exposants critiques [Markovic et al., 1999] [Yazdani et Kapitulnik, 1995] : l'une est fondée sur une minimisation de fonction, alors que l'autre étudie la dérivée de la fonction d'échelle en fonction du paramètre induisant la transition.

On rappelle que, dans le "dirty bosons model", la résistance du système, des deux côtés de la transition, s'exprime :

$$R(\delta, T) = R_c f(\delta T^{-\frac{1}{\nu z}}) \quad (4.4)$$

avec  $f$  la fonction d'échelle et  $\delta = \frac{K - K_c}{K_c}$  la distance à la transition induite par le paramètre  $K$ ,  $K_c$  la valeur de celui-ci à la transition, et  $z$  et  $\nu$  les exposants critiques dynamique et de la longueur de corrélation respectivement.

#### Méthode de la dérivée

Une première méthode simple pour la détermination des exposants critiques est d'évaluer la dérivée de la résistance en fonction du paramètre  $K$  qui fait passer la transition (i.e. le champ magnétique  $H$  ou l'épaisseur  $d$ ) en sa valeur critique  $K_c$  :

$$\frac{\delta R}{\delta K} \Big|_{K_c} \propto R_c T^{-\frac{1}{\nu z}} f'(0) \quad (4.5)$$

Ainsi, tracer  $\frac{\delta R}{\delta K} \Big|_{K_c}$  en fonction de  $\frac{1}{T}$  en échelle log-log donnera une droite de pente  $\frac{1}{\nu z}$ .

### Méthode de collapsing des courbes

Une autre méthode consiste à tracer  $\frac{R}{R_c} = f(\delta t(T))$  où  $t(T)$  est une fonction de la température déterminée numériquement à chaque température pour que les courbes collapent entre elles. Pour satisfaire à la loi d'échelle, la fonction  $t(T)$  doit être une loi de puissance  $t(T) \propto T^{-\frac{1}{\nu z}}$ . Il suffit alors de tracer  $t(T)$  en échelle log-log pour obtenir la valeur des exposants critiques.

Concrètement, la procédure consiste à traiter  $t(T)$  comme une variable inconnue. La valeur de  $t(T)$  est trouvée lorsqu'il y a la plus petite différence entre nos données mesurées à la température  $T$  et les données mesurées à notre plus basse température.

Dans la mesure où elle ne présuppose pas la forme de la fonction  $t(T)$ , cette méthode est plus fiable que la première qui fait dès le départ l'hypothèse que la fonction de scaling est une loi de puissance.

### Résultats de la renormalisation

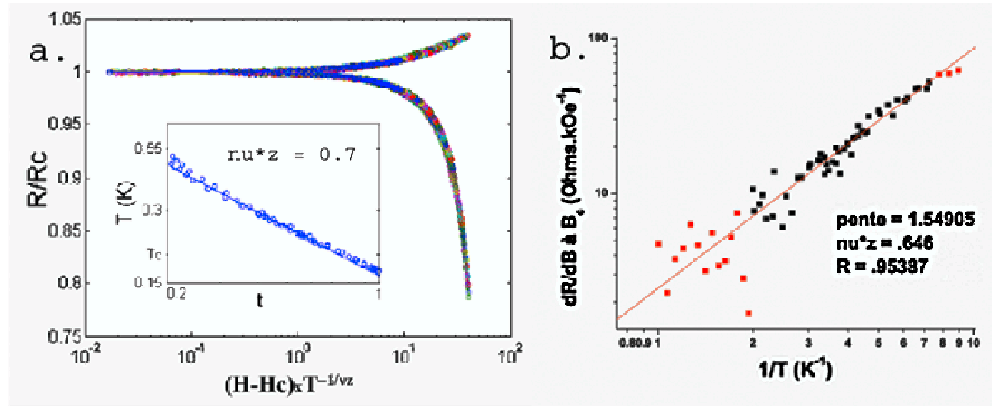


FIG. 4.5 – Résultats de la renormalisation pour l'échantillon 2. a. Collapse des données entre 150 mK et 305 mK sur deux uniques courbes de renormalisation. Insert : pour chaque température, le paramètre  $t$  est déterminé de telle sorte à ce que la fonction  $\frac{R}{R_c} = f((H-Hc)t)$  donne le meilleur accord avec les données de la température la plus basse. Le résultat est alors comparé avec la fonction  $t = T^{-1/\nu z}$  dont on extrait le produit d'exposants  $\nu z$ . b. Valeur de la dérivée  $\frac{dR}{dB}$  au champ critique  $B_c$  en fonction de l'inverse de la température. La pente de la droite permet de déduire le produit d'exposants  $\nu z$ .

Utilisant les coordonnées du point critique précédemment déterminées  $(H_c, R_c)$ , nous avons donc appliqué ces deux procédures de renormalisation. Tout d'abord la figure (4.5 b) montre le résultat de la méthode de la dérivée : on obtient une droite relativement bien définie, sauf à hautes températures ( $T > 500$  mK) où une dispersion par rapport à cette dernière est observée. Ceci traduit le fait que l'on s'éloigne du régime critique. Ensuite la méthode collapsing des courbes est illustrée dans l'insert de la figure (4.5 a.). Les deux méthodes s'accordent pour trouver un produit d'exposants critiques  $\nu z = 0.67 \pm 0.03$  pour l'échantillon 2. En portant le rapport  $\frac{R}{R_c}$  en fonction de la variable de scaling  $|H - H_c| T^{\frac{1}{\nu z}}$ , on vérifie le bon "collapse" des données sur

deux courbes de renormalisation pour cette valeur (figure 4.5 a).

Nous avons procédé de même pour les cinq autres échantillons et on trouve en moyenne  $\nu_B z_B = 0.67 \pm 0.05$  comme récapitulé dans le tableau (4.1).

## 4.2 Champ parallèle

Comme noté précédemment, si le modèle de M. Fisher est valide, on ne doit pas trouver de transition de phase quantique pour le cas d'un champ magnétique appliqué parallèlement à la surface de l'échantillon. La figure (4.6 a) montre la dépendance en température de la résistance en fonction des différentes valeurs du champ magnétique appliqué. À hauts champs, on retrouve le comportement isolant des films, comme cela est le cas pour un champ appliqué perpendiculairement à l'échantillon. Cependant, dans le plan  $(R, H)$ , **on n'observe pas de point de croisement bien défini** ainsi que l'on peut le voir figure (4.6 b), alors que celui-ci était la signature de la transition de phase quantique.

Le fait que le point de croisement n'est pas unique dans le cas d'un champ magnétique parallèle, et qu'il dépend de la température, se voit très clairement dans l'examen du TCR (figure (4.7)). En effet, on ne voit pas de ligne de séparation plate entre les deux régimes, indépendante de la température dans ce plan  $(H, T)$ .

Ainsi la transition induite par un champ magnétique parallèle peut-elle être considérée comme étant **classique** et uniquement due à la dissociation des paires de Cooper au champ critique  $H_{c\parallel}$ .

## Conclusion

Nous avons étudié la TSI induite par le champ magnétique sur des films de  $\text{Nb}_{15}\text{Si}_{85}$  de différentes épaisseurs et avons trouvé la signature d'une transition de phase quantique lorsque le champ est appliqué perpendiculairement à la surface de l'échantillon. **Le produit d'exposants critiques trouvé est alors  $\nu_B z_B \approx 0.7$ .** En revanche, lorsque le champ est appliqué parallèlement à l'échantillon, nous ne retrouvons pas la signature d'une transition de phase quantique.

### Transition de phase quantique ?

Ainsi la TSI induit par un champ perpendiculaire semble bien être quantique et celle induite par un champ parallèle uniquement dû à la brisure des paires de Cooper à  $H_{c\parallel}$ , conformément à ce que prédit le "dirty boson model".

Revenons aux résultats de V.F. Gantmakher et al. [Gantmakher et al., 2000c] mentionnés dans l'introduction. L'examen détaillé de leurs courbes (figure (4.8)) montre qu'il n'y a pas de point de croisement - ni de séparatrix unique - en champ parallèle pour l'InOx. Contrairement à la conclusion de ces auteurs, nous pensons que, de ce point de vue, les résultats sur InOx et NbSi sont comparables : **la TSI en champ parallèle n'est pas une transition de phase quantique.**

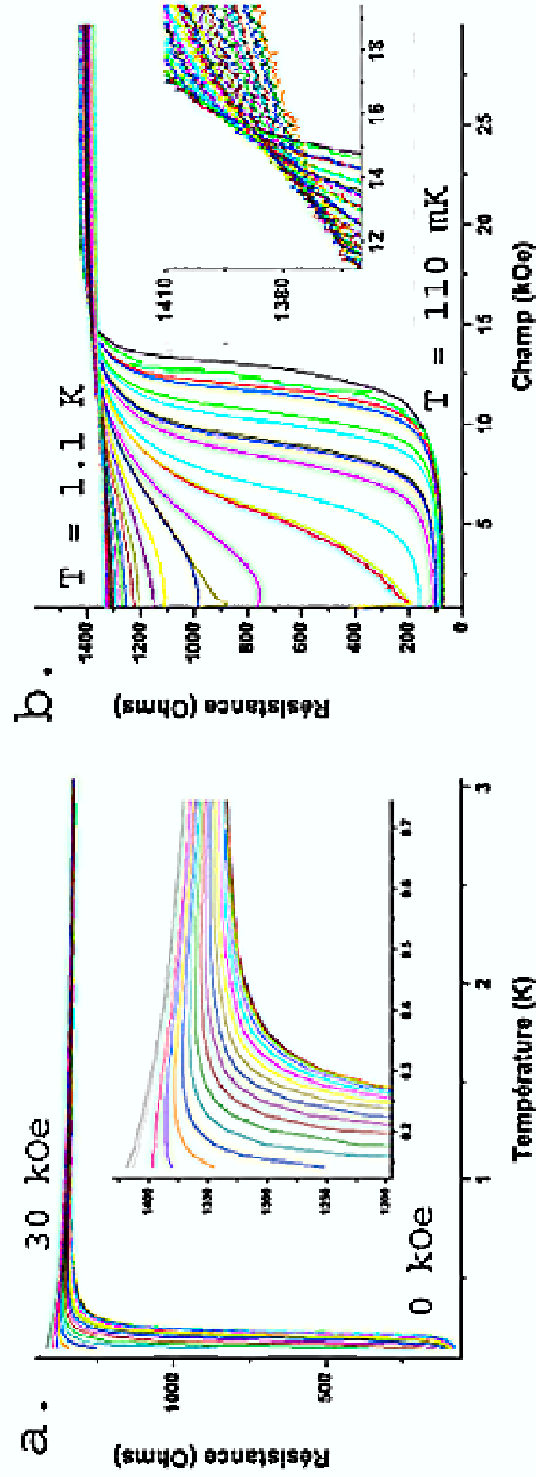


FIG. 4.6 – a. Résistance en fonction de la température pour l'échantillon 2 pour différents champs magnétiques parallèles. Insert : les mêmes données sur une plage de températures plus réduite. b. Résistance en fonction du champ magnétique parallèle pour l'échantillon 2 pour des températures entre 110 mK et 1.1 K. Insert : les mêmes données sur une plage de températures plus réduite entre 110 mK et 422 mK.



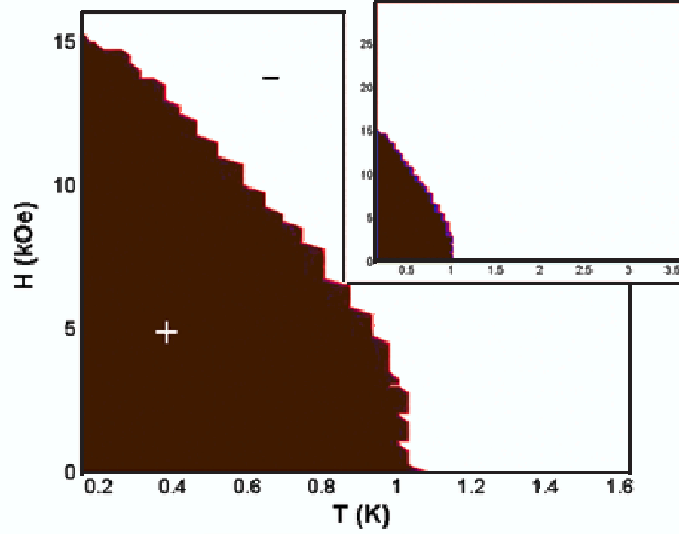


FIG. 4.7 – Cartographie du TCR dans le plan  $(H_{\parallel}, T)$  pour l'échantillon 2. La zone blanche correspond à un TCR négatif (isolant) et la zone sombre à un TCR positif (supraconducteur). Insert : le même graphe sur toute la gamme explorée à la fois en température et en champ.

### Les exposants critiques sous champ magnétique perpendiculaire

Si on compare le produit d'exposants que nous trouvons pour notre système  $\nu_B z_B \approx 0.7$  à ce qui est donné dans la littérature pour d'autres composés (cf. tableau récapitulatif 3.1), on voit que nous sommes en accord avec le groupe de Goldman sur des films de bismuth ultra-minces [Markovic et al., 1999] et que les valeurs d'exposants critiques que nous obtenons sont compatibles avec les mesures sur TiN [Baturina et al., 2005]. Les autres groupes trouvent tous un produit d'exposants de l'ordre de  $\nu_B z_B \approx 1.3$ . Une des explications possibles, sans qu'il soit possible d'être catégorique, réside dans la structure microscopique des films minces considérés. En effet,  $\nu_B = 1.3$  est proche de l'exposant critique de percolation. De plus, la description donnée par Imry [Imry, 1981] en termes de percolation entre grains supraconducteurs explique la forme des courbes de TSI pour le plomb ou le bismuth [Strongin et al., 1970] telles qu'obtenues par Strongin et al. La seule conclusion probante que l'on puisse tirer concernant nos échantillons est que **ceux-ci ne sont pas granulaires**, sans quoi nous aurions aussi trouvé  $\nu_B = 1.3$ . Notre résultat ne s'accorde pas avec le critère quantique de Harris  $\nu_B \geq 2/d$  où  $d$  est la dimension du système. Mais des auteurs ont démontré que ce critère n'était sans doute pas aussi rigide et qu'il y avait des situations où l'inégalité était violée [Pazmandi et al., 1997]. Les simulations numériques pour des modèles de Bose-Hubbard à 2D donnant  $\nu_B \simeq 0.7$  [Kisker, 1997] [Cha et Girvin, 1994], qui sont en accord avec ce que nous trouvons, en sont un exemple. Ceci provient probablement du fait que nos échantillons sont très désordonnés et que le critère de Harris ne s'applique alors vraisemblablement pas [Avishai, 2006].

### 4.2.1 Dimensionnalité de nos échantillons

Cependant, les procédures de renormalisation marchent bien pour des films allant jusqu'à 100 nm (cf. figure (4.9)), alors que l'on a vu qu'à ces épaisseurs, les films sont 3D. On peut alors se demander dans quelle mesure le modèle de M. Fisher s'applique à des échantillons aussi épais. A notre connaissance, c'est le seul système, en dehors de  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+y}$  [Gantmakher, 2004], qui est un supraconducteur à haute température critique, où on ait observé une TSI pour des épaisseurs aussi importantes. Notamment, tous les films étudiés jusqu'à présent dans la littérature, étaient bi-dimensionnels, au moins par rapport à la longueur de cohérence supraconductrice. On peut donc se demander dans quelle mesure la théorie de M. Fisher s'applique alors et quelle est la signification de ce "point critique quantique" observé à ces épaisseurs.

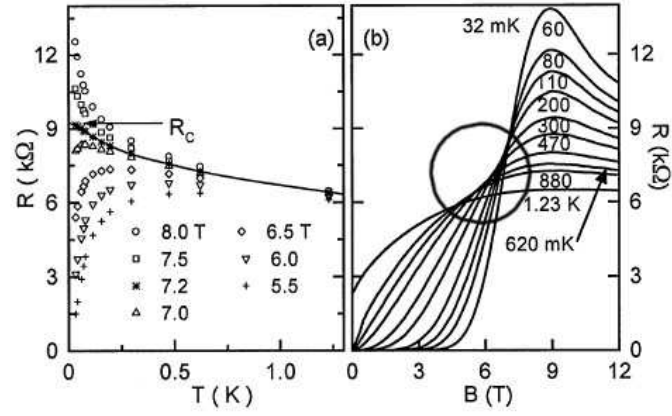


FIG. 4.8 – a. Courbes isomagnétiques  $R(T)$  et b. isothermes  $R(B)$  pour des films minces d'InOx [Gantmakher et al., 2000c]. Nous entourons le "point de croisement" qui dépend de la température et n'est donc pas unique.

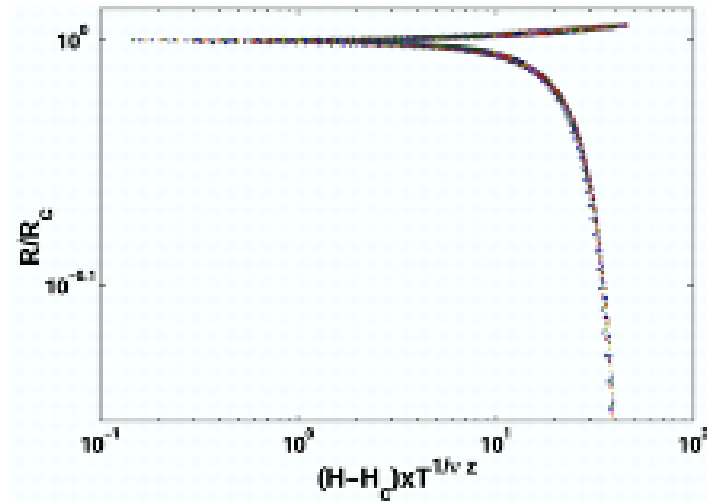


FIG. 4.9 – Courbes renormalisées pour l'échantillon de  $\text{Nb}_{15}\text{Si}_{85}$  100 nm avec  $\nu_{BzB} = 0.7$  pour  $150 \text{ mK} < T < 500 \text{ mK}$  et  $0 < \frac{H-H_c}{H_c} < 0.3$ .

## Chapitre 5

# Résultats expérimentaux sur la TSI en épaisseur sous champ

### Introduction

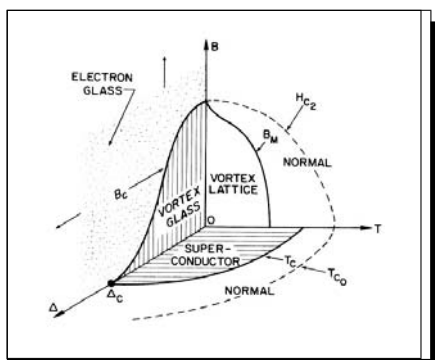


FIG. 5.1 – Diagramme de phase selon M. Fisher [Fisher, 1990].

En examinant la TSI induite par l'application d'un champ magnétique perpendiculaire, nous nous sommes concentrés sur la description du plan  $(H, T)$  du diagramme de M. Fisher à  $\Delta = 0$  (cf. figure (5)), où  $\Delta$  est la mesure du désordre. Dans ce chapitre, nous nous attachons à étudier la TSI induite par l'augmentation du désordre en présence d'un champ magnétique, c'est-à-dire les plans  $(\Delta, T)$  sous champ magnétique. Nous avons choisi comme paramètre du désordre l'épaisseur des films minces  $d$ . Ce choix sera discuté ultérieurement (partie 4).

Les échantillons étudiés pour cette transition sont ceux qui ont été étudiés sous champ, c'est-à-dire les échantillons de  $\text{Nb}_{15}\text{Si}_{85}$  d'épaisseurs 12,5, 25, 50 et 100 nm. Ces expériences, rappelons-le, ont été menées à l'E.S.P.C.I.

### 5.1 Philosophie générale

Des échantillons de composition rigoureusement identiques qui puissent être comparés entre eux uniquement du point de vue de l'épaisseur sont difficiles à synthétiser. Ils doivent donc, dans la mesure du possible, être évaporés en même temps. Puisque nous ne pouvions fabriquer plus de quatre épaisseurs différentes sur le même substrat,

nous avons pallié ce manque d'échantillons en développant une méthode d'analyse qui diffère légèrement de celle donnée par l'équipe de A. Goldman [Markovic et al., 1998a]. En effet, ceux-ci disposent d'un système d'évaporation en ligne avec un cryostat, ce qui leur permet de faire croître progressivement leur couche, avec des incréments en épaisseurs inférieur à l'angström (d'après la lecture sur leurs quartz piézo-électriques contrôlant l'évaporation) et de mesurer le **même** échantillon séquentiellement à différentes épaisseurs. Étant donné que leurs résultats constituent la principale référence en termes de TSI induite par l'épaisseur en présence d'un champ magnétique, nous allons comparer nos deux démarches.

Le groupe d'A. Goldman se place à champ fixe et fait varier l'épaisseur des échantillons. Comme  $H$  ne varie pas, on a une épaisseur critique  $d_c$  fixée pour le système et le champ considérés. Lorsqu'ils augmentent l'épaisseur de leur échantillon par des dépôts de matière successifs, celui-ci passe la transition ( $d > d_c$ ) et devient supraconducteur. **L'épaisseur  $d$  varie** autour de l'épaisseur critique  $d_c$  et c'est ce régime qui est considéré. Le processus est schématisé figure (5.2).

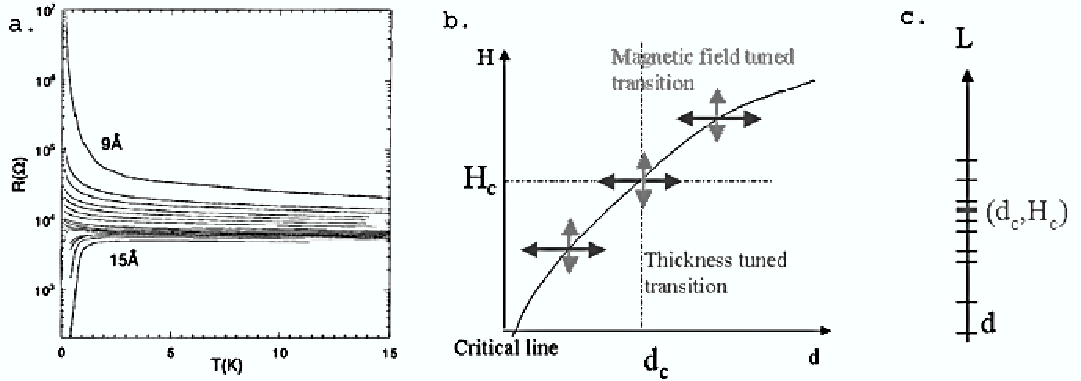


FIG. 5.2 – a. Évolution de la résistance en fonction de la température pour différentes épaisseurs dans les films minces de a-Bi [Markovic et al., 1998a]. On a une TSI induite par l'épaisseur. b. Position des échantillons dans le diagramme  $(H, d)$ . Le trait plein représente la ligne critique le long de laquelle il y a une TSI. c. Schématisation de leur procédure d'étude : les paramètres critiques  $d_c$  et  $H_c$  sont fixés et l'épaisseur des échantillons varie autour de ce point critique.

Nous avons adopté une stratégie d'approche du point critique légèrement différente. Ayant un nombre limité d'épaisseurs à notre disposition, nous avons fait en sorte de faire varier la position du point critique autour duquel nous avons considéré la transition. Chaque épaisseur a été étudiée à différents champs. Chaque champ appliqué est un champ critique  $H_c$  pour une épaisseur critique  $d_c$ . On fixe donc le couple  $(H_c, d_c)$ , et on a alors quatre distances à la transition  $\frac{|d-d_c|}{d_c}$  correspondant aux quatre échantillons étudiés. Lorsque l'on réitère cela pour chaque champ, on obtient une collection de paramètres critiques  $(\frac{|H-H_c|}{H_c}, \frac{|d-d_c|}{d_c})^1$ . Cela revient à avoir **quatre épaisseurs fixées**

<sup>1</sup>On notera que nous avons considéré des distances à la transition au sens de la théorie des transi-

autour desquelles on fait varier les paramètres critiques via le champ, comme schématisé sur la figure (5.3). Dans l'espace des phases, cela revient à faire collapser la ligne critique en un unique point. Ceci suppose que, pour la gamme de champs magnétiques considérés, la valeur des exposants critiques est la même pour tout champ. Le tableau 5.1 répertorie les grandeurs critiques que nous avons obtenues (champs critique, épaisseurs critiques et les résistances critiques associées). Pour les champs étudiés, l'échantillon de 1000 Å est trop loin des points critiques, il ne sera donc pas inclus dans les analyses qui suivront.

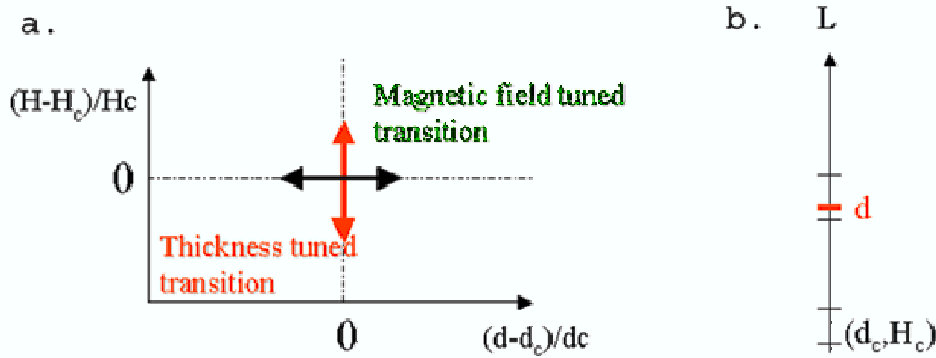


FIG. 5.3 – Notre approche de la transition : a. Position des échantillons dans le diagramme  $(\delta_H, \delta_d)$ . La TSI n'a alors lieu qu'en un seul point de ce diagramme : l'origine. b. Schématisation de notre procédure d'étude : l'épaisseur de l'échantillon  $d$  est fixée et les paramètres critiques  $d_c$  et  $H_c$  sont variables pour ajuster la distance à la transition pour l'épaisseur considérée.

## 5.2 Caractéristiques générales

De façon analogue à ce que nous avons fait pour la transition en champ, nous avons reporté la variation de résistance en fonction de la température (figure (5.4 a)) et de la variable  $\frac{|d-d_c|}{d_c}$  (figure (5.4 b)).

Les courbes montrent, à faibles épaisseurs, un début de comportement isolant (plan  $(R, T)$ ) et le point de croisement dans le plan  $(R, d)$  est bien défini. On peut le vérifier en traçant, comme précédemment le TCR dans le plan  $(\delta_d, T)$  : figure (5.5). On notera que l'on a porté sur ce graphe tous les points critiques tels que définis dans le tableau 5.1 et les températures telles que  $0.1 < T < 1$  K. La ligne de démarcation entre les deux régimes supraconducteur et isolant est bien indépendante de la température jusqu'à 0.35 K environ. On a donc bien une transition de phase quantique comme dans le cas de la TSI induite par l'application d'un champ magnétique perpendiculaire.

tions de phase :  $\delta_d = \frac{|d-d_c|}{d_c}$ , ce qui nous paraît plus adapté.

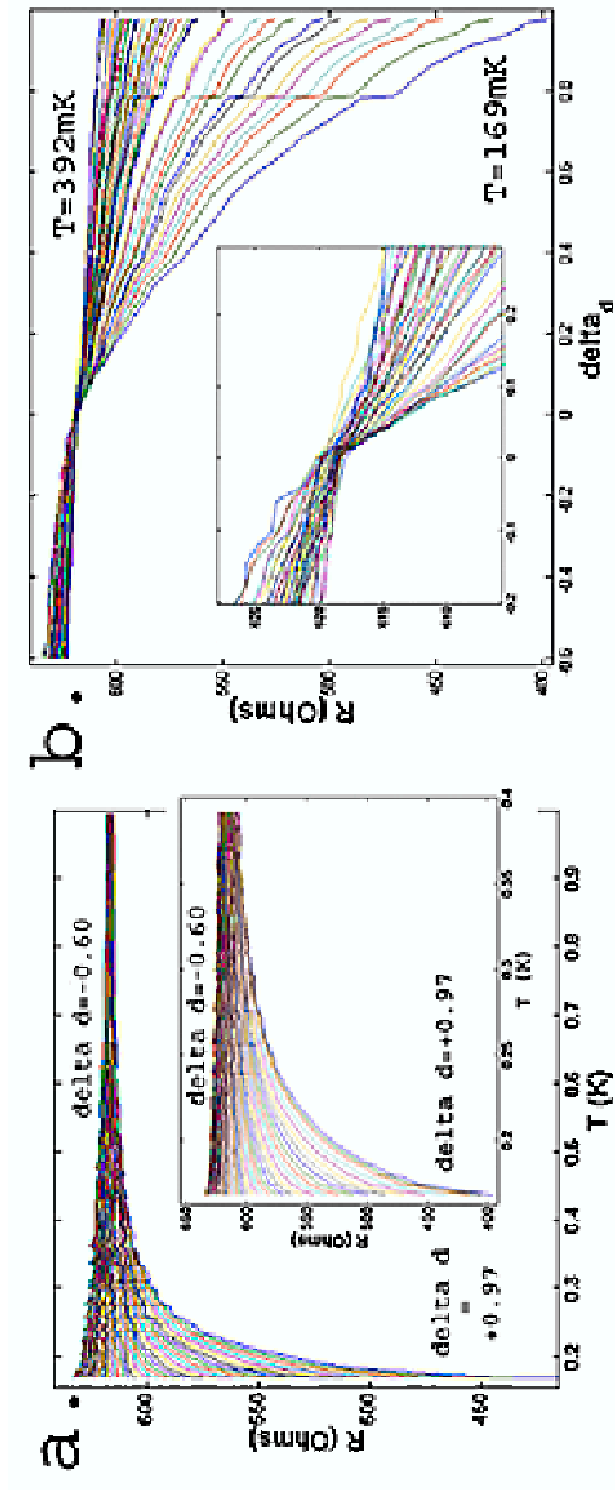


FIG. 5.4 – a. Résistance en fonction de la température pour l'échantillon 4 (25 nm) à différentes distances  $\delta_d$  de la transition ( $0 \leq \delta_d \leq 1$ ). Insert : les mêmes données sur une plage plus réduite en températures. b. Résistance en fonction de l'épaisseur pour différentes températures. Insert : les mêmes données sur des plages plus étroites de  $\delta_d$ .

$H_c$ (kOe)	$d_c$ (Å)	$R_c$ ( $\Omega$ )	$H_c$ (kOe)	$d_c$ (Å)	$R_c$ ( $\Omega$ )	$H_c$ (kOe)	$d_c$ (Å)	$R_c$ ( $\Omega$ )
5.1	126.5	1345	6.9	206	880	8.8	323.5	561.5
5.15	127	1345	7.0	210.5	854	8.9	339.5	549
5.2	129	1336	7.1	217	815	9.0	342	547.5
5.3	131	1324	7.2	222	785	9.1	365.5	528.6
5.4	134.5	1304	7.3	227	745	9.2	377.7	518.6
5.5	140	1272	7.4	230.5	734	9.3	394.8	505
5.6	140.5	1270	7.5	235	706	9.4	405.8	496
5.7	144.5	1244	7.6	239	686	9.5	430	476.5
5.8	148	1220	7.7	242	665	9.6	439.5	469.5
5.9	153	1197	7.8	245	646	9.7	447	464
6.0	157	1173	7.9	247	637	9.8	467	447.5
6.1	161.5	1146	8.0	250	619	9.9	482	435
6.2	168.5	1103	8.1	260	610.5	10.1	563	396
6.3	174.5	1069	8.2	266	607	10.2	583	389
6.4	181	1028	8.3	279	598	10.3	579	390.5
6.5	184.5	1010	8.4	284	592	10.4	599	383
6.6	188.6	985	8.5	293	585	10.5	630	370.5
6.7	195	948	8.6	304	577			
6.8	200	919	8.7	316	567.5			

TAB. 5.1 – Tableau des points critiques considérés : champs critiques, épaisseurs critiques et résistances critiques correspondantes.

### 5.3 Scaling

L'existence d'un point critique étant établie, nous avons ensuite procédé à des analyses en renormalisation. La seule analyse de renormalisation des courbes résistives que l'on ait trouvée dans la littérature est celle du groupe d'A.M. Goldman sur des films de bismuth amorphes. Dès qu'il s'agit de comparer les TSI obtenues à des champs différents, ils renormalisent la quantité  $R/R_c$ , et nous verrons que cette procédure ne donne pas de résultat dans notre cas. Nous verrons qu'en renormalisant  $R/R_n$ , où  $R_n$  est la résistance haute température, on arrive à faire collapser toutes les courbes critiques de l'**ensemble** des échantillons sur deux courbes - l'une traduisant l'état isolant, l'autre l'état supraconducteur.

#### Renormalisation de $R/R_c$

Suivant Markovic et al. [Markovic et al., 1999], nous avons tenté une renormalisation de la quantité  $\frac{R}{R_c}$ . Nous n'avons pas pu trouver un exposant critique satisfaisant tel que toutes les courbes puissent s'ajuster l'une sur l'autre (figure 5.6).

#### Renormalisation de $R$

En revanche, la procédure de renormalisation pour un échantillon de la quantité  $R$  pour chaque échantillon fonctionne et on obtient les courbes renormalisées qui se



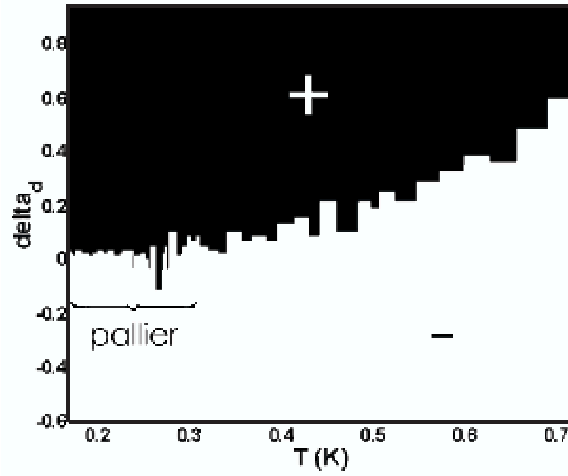


FIG. 5.5 – Cartographie du TCR dans le plan  $(\delta_d, T)$  pour l'échantillon 4 (25 nm). La zone blanche correspond à un TCR négatif (isolant) et la zone sombre à un TCR positif (supraconducteur). L'accolade indique le pallier indépendant de la température. Cela signe la transition de phase quantique.

superposent particulièrement bien pour  $0.16 \leq T \leq 0.35$  K et  $|\delta_d| < 1$ . Les résultats de ces analyses sont donnés figure (5.7) à la fois pour la méthode de collapsing (figure (5.7 a)) et la méthode la dérivée (figure (5.7 b)) pour l'échantillon 4.

Nous avons donc obtenu un **produit d'exposants critiques de  $\nu z = 0.4 \pm 0.15$**  pour l'échantillon 4. On vérifie le bon accord avec cet exposant en portant la résistance en fonction de la quantité  $\delta_d T^{-\frac{1}{\nu z}}$  (figure (5.8)). On voit que toutes les données (pour  $0.16 \leq T \leq 0.35$  K et  $|\delta_d| < 1$ ) collapser bien sur deux courbes et deux courbes uniquement. On notera également que l'on observe encore un comportement critique jusqu'à  $d = 2d_c$ , c'est-à-dire relativement loin du point critique.

### Renormalisation de $R/R_n$

Nous avons ensuite voulu comparer les renormalisations obtenues pour les différents échantillons. Pour s'affranchir des résistances très différentes des échantillons<sup>2</sup>, nous avons superposé la quantité  $R/R_n$  où  $R_n$  est la résistance à haute température, typiquement prise à 1 K.

Nous avons optimisé le produit d'exposants critiques pour que le **même produit d'exposants critiques** fasse collapser les courbes au mieux. Par ailleurs nous avons corrigé l'incertitude que nous avons sur  $d_c$  par un facteur multiplicatif  $f$  pour chaque échantillon, si bien que l'on étudie la variation de  $R/R_n$  avec  $f * \delta_d * T^{-1/\nu * z}$ . Les corrections sont données dans le tableau suivant :

<sup>2</sup>On a vu qu'ils avaient une résistivité "3D" constante et donc la résistance carrée d'un échantillon varie comme l'inverse de son épaisseur.

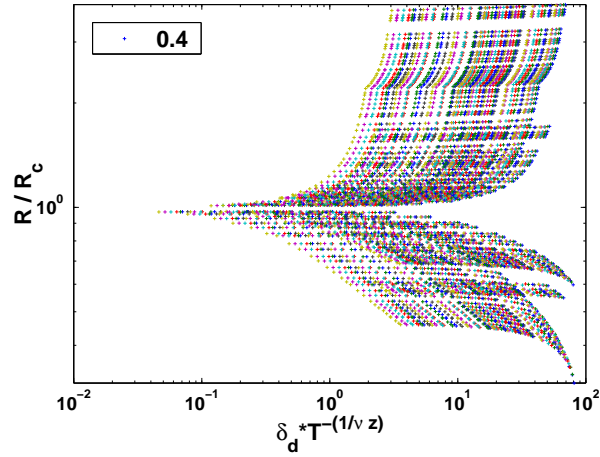


FIG. 5.6 – Tentative de renormalisation de la quantité  $\frac{R}{R_c}$  pour un produit d'exposant  $\nu z = 0.4$ . Quel que soit le produit d'exposants considéré, nous ne sommes pas arrivés à faire collapser les courbes en deux branches. La procédure de renormalisation ne marche pas si on l'applique à l'ensemble des échantillons dont on a renormalisé la résistance.

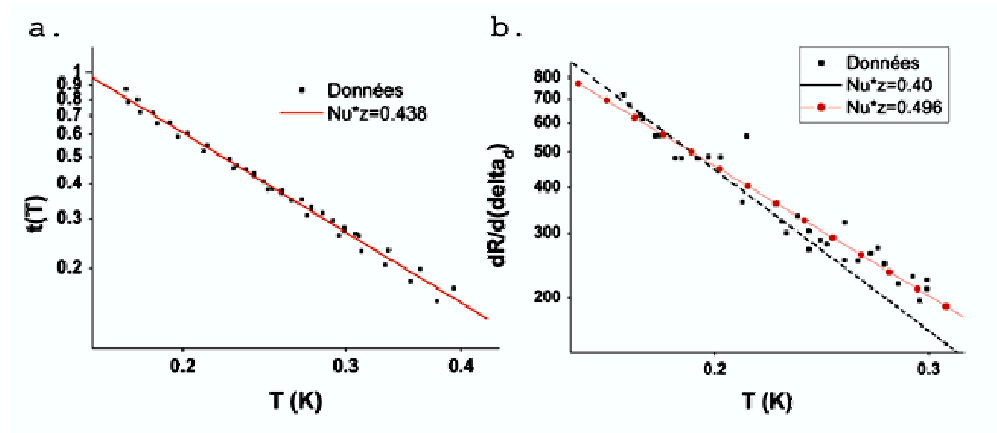


FIG. 5.7 – Échantillon 4 : a. Renormalisation par la méthode de minimisation de la fonction  $t(T)$ . b. Renormalisation par la méthode de la dérivée.

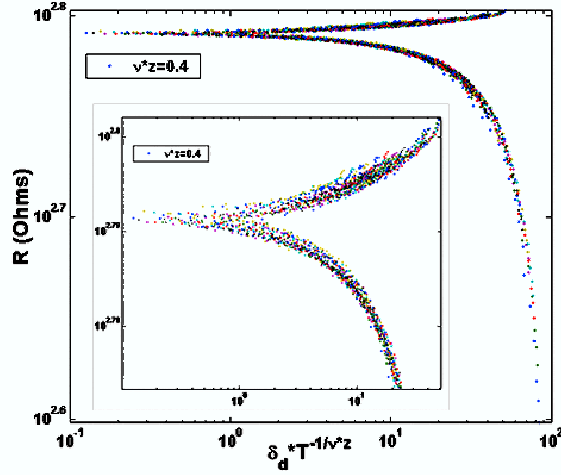


FIG. 5.8 – Renormalisation de la résistance  $R$  pour le produit d'exposants  $\nu z = 0.4$  pour l'échantillon 4. Insert : même données sur une plage plus réduite en abscisses.

Échantillon	$d$ (Å)	$f$
2	125	1.8
4	250	0.95
5	500	0.5

On peut expliquer ces corrections par le fait que l'on a une grosse incertitude sur  $d_c$ . En effet, pour trouver l'épaisseur critique, on trace le diagramme  $R = f(d)$  pour toutes les températures, à un champ donné. Comme nous n'avons que 4 échantillons, cette détermination est peu précise.

Nous avons donc obtenu un **produit d'exposants critiques de  $\nu z = 0.43 \pm 0.10$  commun à tous les échantillons**. Le graphe correspondant est donné figure (5.9). On notera le très bon accord entre tous les échantillons.

### 5.3.1 Discussion de la quantité renormalisée

Le fait que la quantité renormalisable soit  $R$  et non  $\frac{R}{R_c}$  s'explique en revenant à la littérature. En effet, la renormalisation  $\frac{R}{R_c}$  ne peut fonctionner que si  $R_c$  est universelle. Or **la quantité à considérer est d'abord et avant tout  $R$**  comme l'indique Cha et al. [Cha et al., 1991] :

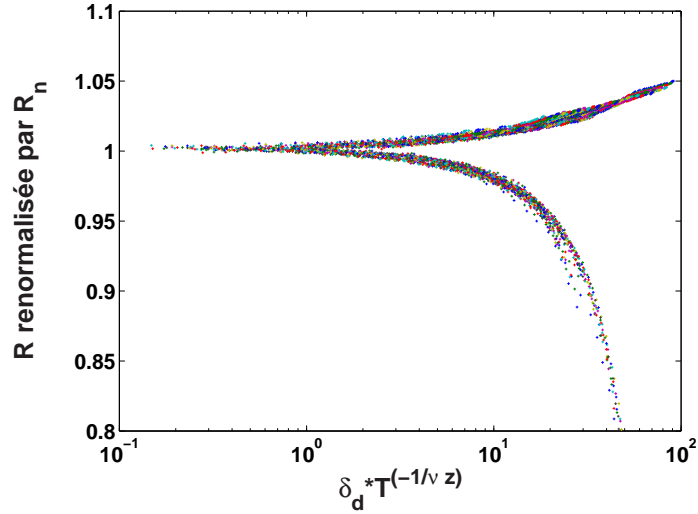


FIG. 5.9 – Renormalisation de la quantité  $\frac{R}{R_n}$  pour un produit d'exposant  $\nu z = 0.4$  pour les échantillons de 125, 250 et 500 Å.

In order to discuss the scaling properties of the resistance near, but not precisely at, the superconductor-insulator transition, it is useful to define a parameter  $\delta$  which measures the "distance" to the  $T = 0$  transition. For example,  $\delta$  can be taken as  $\delta = (\ell_c - \ell)/\ell_c$ , where  $\ell$  is the film thickness and  $\ell_c$  the critical thickness, or alternatively  $\delta = (R_N - R_N^c)/R_N^c$  with  $R_N$  the film's normal state resistance. In either case, at  $T = 0$  the frequency-dependent resistance near the transition, i.e., at small  $\delta$  and  $\omega$ , is expected to satisfy a scaling form<sup>15,16,23</sup>

$$\underline{R(\delta, T = 0, i\omega) = (\hbar/4e^2)P(a\delta/\omega^{1/z\nu})}, \quad (1.4)$$

where  $P(x)$  is a dimensionless scaling function of the dimensionless argument,  $x \equiv a\delta/\omega^{1/z\nu}$ , and  $z$  and  $\nu$  are critical exponents of the  $T = 0$  transition. A particular choice of normalization, say  $\partial_x P(x)|_{x=0} = 1$ , makes the scaling function  $P(x)$  universal.

Par ailleurs, cet extrait nous confirme que  $\delta_d = \frac{d-d_c}{d_c}$  est la bonne quantité à considérer pour établir la distance à la transition, si tant est que  $d$  est la bonne quantité pour décrire la transition en désordre.

Cha insiste sur le fait qu'une résistance universelle n'est que plausible (figure (5.10 a)). De plus, dans tout le développement de sa théorie, M. Fisher prend bien le soin de dire que la résistance  $R_c$  ou  $R^*$  n'est universelle que si on est dans le modèle XY, et ceci n'est qu'une **hypothèse** (figure (5.10 b)).

Reste à examiner pourquoi Markovic et al. n'ont pas observé ce même problème lors de leur procédure de renormalisation. Nous pensons que, dans leur cas, les courbes renormalisées sont très resserrées en épaisseur, si bien que la résistance carrée associée

a.

Since all systems on the critical surface in parameter space flow to the same fixed point, it seems plausible that  $R^*$  might be universal.

[...]

Indeed, it seems likely to us that for real disordered films, no matter how the transition ( $\delta \rightarrow 0$ ) is approached, be it at finite  $\omega$ , finite  $T$ , or with both  $T$  and  $\omega$  finite, the resistance obtained will have the same unique and universal value.

b.

Since each boson carries charge  $2e$ , and each  $2\pi$  phase slip induced by vortex motion causes a time-integrated voltage drop in units of  $(h/2e)2\pi = h/2e$ , if the transition was self-dual between bosons and vortices,  $R^*$  would be exactly  $h/4e^2$ . As argued below, however, the theory is probably not self-dual, so a simple rational times  $h/4e^2$  seems unlikely.

[...]

The universal resistance at the Mott-insulator-to-superconductor transition follows by evaluating (3) and (4) at the critical point of the classical XY model (i.e., Eq. (1) with  $U(x) = 0$ ,  $V(x) = \delta(x)$ , and  $\bar{\partial}_r \rightarrow -\partial_r^2$ ).

FIG. 5.10 – a. Citation de [Cha et al., 1991]. b. Citation de [Fisher, 1990].

ne varie que très peu. Ils peuvent alors avoir une résistance critique proche de la résistance normale. Dans notre cas, la résistance critique varie énormément d'un échantillon à l'autre puisque l'on a une grande dispersion en épaisseurs. En revanche, en prenant en compte cette variation via  $R_n$ , nous arrivons à faire collapser des courbes ayant des résistances normales différentes de près d'un ordre de grandeur avec des critères de renormalisation très clairs :

- \* tous les points critiques listés dans le tableau 5.1 sont considérés
- \* la seule contrainte sur la distance à la transition est que  $\delta_d < 0.8$
- \*  $0.1 < T < 0.35$  K

ce qui explique que nous ayons eu à prendre en compte la variation de résistance des échantillons via  $R_n$ .

## 5.4 Conclusion

Nous avons étudié la TSI induite par l'épaisseur en présence d'un champ magnétique perpendiculaire sur des films de  $\text{Nb}_{15}\text{Si}_{85}$  de différentes épaisseurs et avons trouvé la signature d'une transition de phase quantique lorsque l'épaisseur est diminuée. **Le produit d'exposants critiques trouvé est alors  $\nu z \approx 0.4 \pm 0.1$ .**

Si on compare le produit d'exposants que nous trouvons pour notre système  $\nu z \approx 0.4$  à ce que les autres groupes trouvent (cf. tableau récapitulatif 3.1), on voit que nous sommes en désaccord avec les autres analyses de renormalisation pour d'autres systèmes. Nous ne nous expliquons pas encore la différence importante que nous observons entre notre système et les films minces de bismuth amorphes par exemple ( $\nu z = 1.4$ ). On peut là encore avancer des explications en termes de structure microscopique des échantillons faisant appel à de la percolation. Ceci est d'autant plus plausible que les

autres groupes observent une TSI pour des épaisseurs critiques  $d_c$  très faibles (quelques angströms, 20 Å tout au plus).

## Chapitre 6

# Résultats expérimentaux sur la TSI en épaisseur en champ nul

### 6.1 Introduction

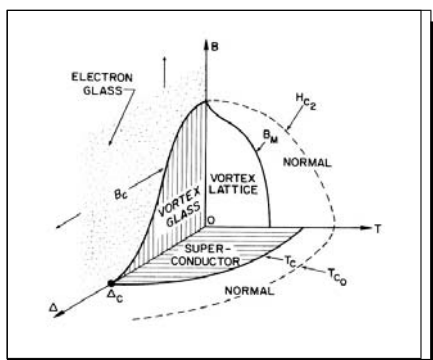


FIG. 6.1 – Diagramme de phase selon M. Fisher [Fisher, 1990].

Nous avons maintenant examiné tout le diagramme de phase prédit par M. Fisher à l'exception du plan  $(\Delta, T)$  à  $H = 0$  (cf. figure (6.1)). Dans ce chapitre, nous nous attachons donc à étudier la TSI induite par l'augmentation du désordre **en champ nul**. Comme nous l'avons déjà mentionné, cette TSI est très différente de celle induite par le désordre avec un champ magnétique non nul, dans la mesure où il y a alors invariance par renversement du temps. On s'attend donc à trouver ici des exposants critiques a priori différents de ceux que nous avons mesurés dans les chapitres précédents.

En plus des échantillons de  $\text{Nb}_{15}\text{Si}_{85}$  étudiés sous champ, nous avons été conduits à étudier trois échantillons plus minces, d'épaisseurs 2.5, 5.0 et 7.5 nm. Nous avons également étudié des échantillons de  $\text{Nb}_{17}\text{Si}_{83}$  d'épaisseurs 4.0, 5.0, 7.5 et 12.5 nm. Ces échantillons ainsi que ceux décrits précédemment (d'épaisseurs 12.5, 25.0, 50.0 et 100 nm) ont été étudiés au C.S.N.S.M. dans le cryostat à dilution dit "diluette" dont les caractéristiques ont été décrites section 1.4. Ceci signifie que nous avons pu aller à plus basse température que dans le cas des expériences sous champ magnétique.

Nous allons donc d'abord examiner les échantillons à 15% de niobium, la composition sur laquelle nous nous sommes concentrés pour l'étude des TSI sous champ avant d'examiner le cas des échantillons de composition différente - 17% en niobium.

## 6.2 Échantillons de $\text{Nb}_{15}\text{Si}_{85}$

### 6.2.1 Remarques préliminaires

Nous avons étudié sept épaisseurs différentes de composition  $\text{Nb}_{15}\text{Si}_{85}$  en deux séries d'échantillons synthétisées séparément. Pour nous assurer que nous pouvions comparer le produit de deux évaporations distinctes, nous avons pris un soin tout particulier à vérifier que la composition des deux séries d'échantillons était bien la même. Nous avons conclu que c'était bien le cas grâce à différents arguments :

- ★ La comparaison des analyses R.B.S. donne une composition similaire, à la précision de la R.B.S. près.
- ★ La température critique supraconductrice de l'échantillon à 12.5 nm est bien compatible avec celle du 7.5 nm.
- ★ La résistivité de l'échantillon à 12.5 nm ( $\rho(12.5nm) = 9.55\Omega.\mu m$ ) est égale à celle de l'échantillon de 7.5 nm ( $\rho(7.5nm) = 9.88\Omega.\mu m$ ) à 4% près à température ambiante, lorsque les effets de la localisation ne se font pas encore trop sentir.

Après ces remarques préliminaires, nous pouvons procéder à des comparaisons entre les deux séries.

### 6.2.2 Caractéristiques générales

La figure (6.2) donne la variation de la résistance des films dans le plan  $(R, T)$ , la figure (6.3) traduit les mêmes données dans le plan  $(R, d)$ .

On remarquera le cas particulier de l'épaisseur de 5 nm qui est exactement à la transition entre un comportement isolant ( $d = 2.5 \text{ nm}$ ) et un comportement de type supraconducteur ( $d = 7.5, 12.5, 25, 50$  et  $100 \text{ nm}$ ). L'épaisseur critique du système à 15% de niobium vaut donc  $d_c = 5 \text{ nm}$  et la résistance critique associée est de  $R_c = 4107 \Omega$ . On vérifie également que l'on a bien un point de croisement indépendant de la température (figure (6.4)) via le diagramme du TCR. Il faut noter qu'il est très difficile de tracer ce diagramme, dans la mesure où nous n'avons que quelques échantillons près de la transition ( $\delta_d = -0.5, 0, 0.5$ , et  $1.5$ ), d'où les sauts abrupts observés. De plus, l'échantillon de 50 Å a une résistance qui ne dépend pas de la température sur une large gamme de températures - jusqu'à 500 mK environ -, ce qui explique que le TCR correspondant (à  $\delta_d = 0$ ) soit très sensible au bruit. Néanmoins, on peut affirmer que l'on a bien une ligne de démarcation entre les deux régimes - supraconducteur et isolant - indépendante de la température à  $\delta_d = 0$ .

### 6.2.3 Scaling

De façon analogue à ce qui a été décrit en 4.1.4, nous avons déterminé les exposants critiques de la transition induite par l'épaisseur en champ magnétique nul par deux méthodes - minimisation de fonction et dérivée par rapport à l'épaisseur. Les résultats de ces analyses sont donnés figure (6.5)<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>Le graphe  $R = f(\delta_d T^{-1/\nu z})$  n'a pas grand sens ici puisque nous n'avons que peu d'échantillons critiques.



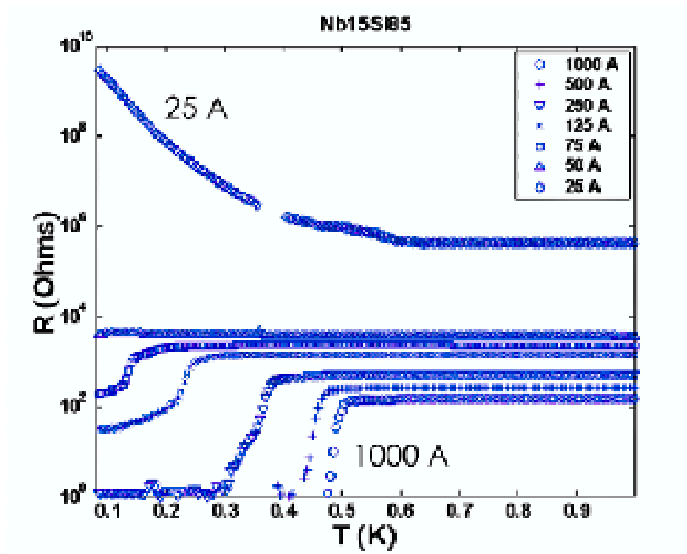


FIG. 6.2 – Résistance en fonction de la température pour les échantillons de différentes épaisseurs en champ magnétique nul. On notera que l'échelle des ordonnées est logarithmique.

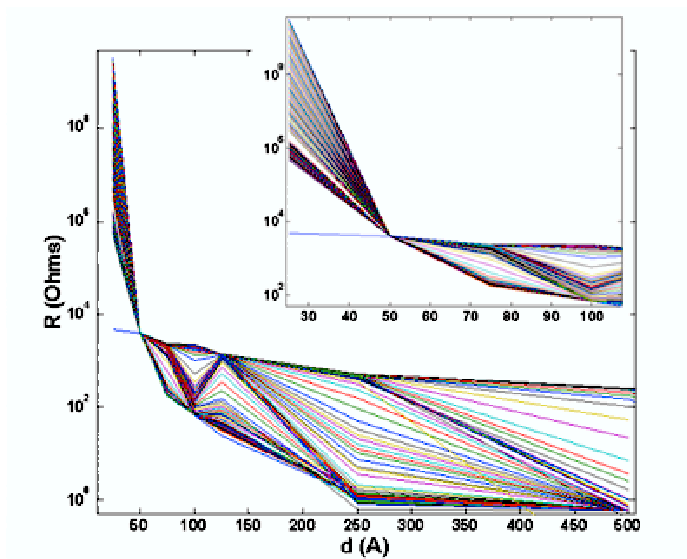


FIG. 6.3 – Résistance en fonction de l'épaisseur pour différentes températures. Insert : les mêmes données sur une plage d'épaisseurs plus réduite.

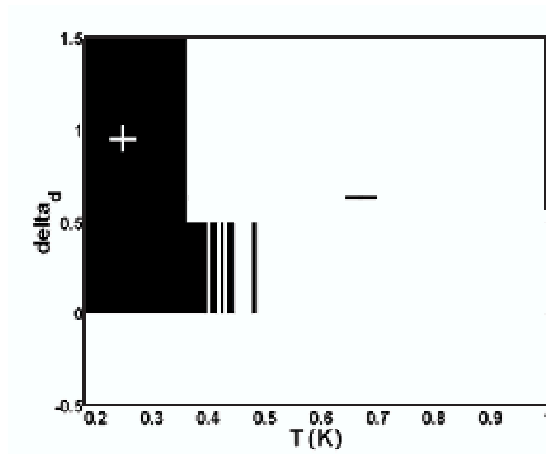


FIG. 6.4 – Cartographie du TCR dans le plan  $(\delta_d, T)$  pour les échantillons en champ nul. La zone blanche correspond à un TCR négatif (isolant) et la zone sombre à un TCR positif (supraconducteur). Il y a un pallier indépendant de la température jusqu'à 0.35 K. Cela signe la transition de phase quantique.

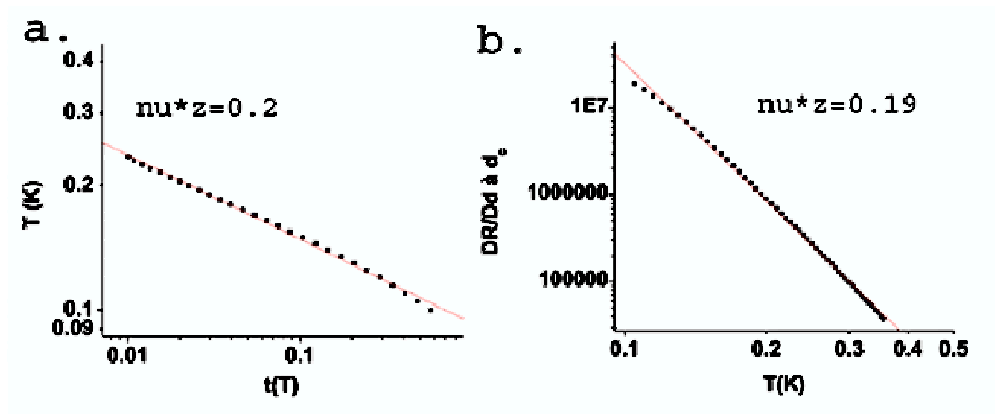


FIG. 6.5 – a. Renormalisation par la méthode de minimisation de la fonction  $t(T)$ . b. Renormalisation par la méthode de la dérivée.

Nous avons donc obtenu un **produit d'exposants critiques de  $\nu z = 0.2 \pm 0.1$** .

Ces exposants sont faibles par rapport aux valeurs généralement trouvées dans la littérature, mais nous sommes confiants en leurs valeurs et nous pouvons en tout cas affirmer que l'on a, pour cette transition,  $\nu z < 1$ .

### 6.3 Échantillons de $\text{Nb}_{17}\text{Si}_{83}$

Nous avons de plus voulu étudier une autre composition pour le même système et avons choisi le  $\text{Nb}_{17}\text{Si}_{83}$ . La figure (6.6) donne la variation de la résistance des films dans le plan ( $R, T$ ). Une analyse identique à celle que nous menée pour les échantillons à 15% donne une épaisseur critique de  $d_c = 42 \text{ \AA}$ , une résistance critique de  $R_c = 5100 \Omega$ , et un point de croisement dans le plan ( $R, d$ ). Une procédure de renormalisation sommaire due au manque d'échantillons indique que l'on a  $\nu z < 1$ , sans que l'on puisse en tirer une valeur plus précise des exposants critiques.

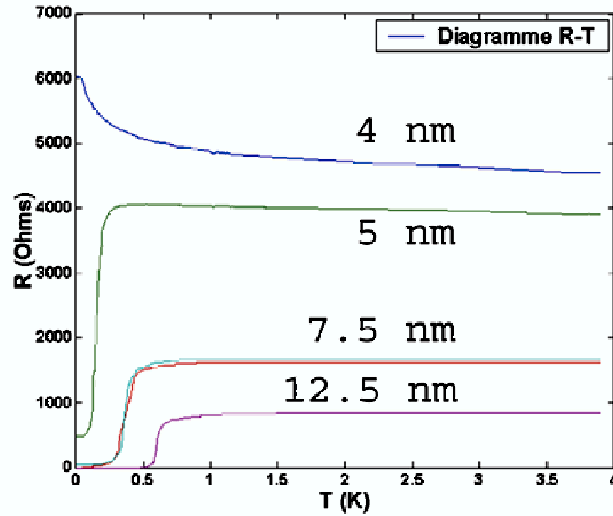


FIG. 6.6 – Résistance en fonction de la température pour les échantillons de  $\text{Nb}_{17}\text{Si}_{83}$  de différentes épaisseurs en champ magnétique nul.

### 6.4 Analyse des réductions de $T_c$

Toutes les analyses précédentes ont été effectuées avec, en filigrane, l'hypothèse du "dirty boson model". Nous avons également essayé d'expliquer les abaissements de  $T_c$  avec l'épaisseur en faisant intervenir des fluctuations de l'amplitude du paramètre d'ordre et non plus uniquement des fluctuations de sa phase. Nous avons pour cela utilisé la théorie de A.M. Finkel'stein que nous avons mentionnée dans la partie théorique. On rappelle l'équation qui gouverne ce phénomène :

$$\frac{T_c}{T_{c0}} = \exp\left(-\frac{1}{\gamma}\right) \left[ \left(1 + \frac{(t/2)^{1/2}}{\gamma - t/4}\right) \left(1 - \frac{(t/2)^{1/2}}{\gamma - t/4}\right)^{-1} \right]^{1/\sqrt{2t}} \quad (6.1)$$

avec

$$t = \left( \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \right) R \quad (6.2)$$

où  $R$  est la résistance carrée à haute température - prise ici à température ambiante -, et

$$\gamma = \frac{1}{\ln\left(\frac{k_B T_{c0} \tau d^2}{l^2 \hbar}\right)} < 0 \quad (6.3)$$

où  $\tau$  est le temps caractéristique associé au libre parcours moyen  $l^2$ .

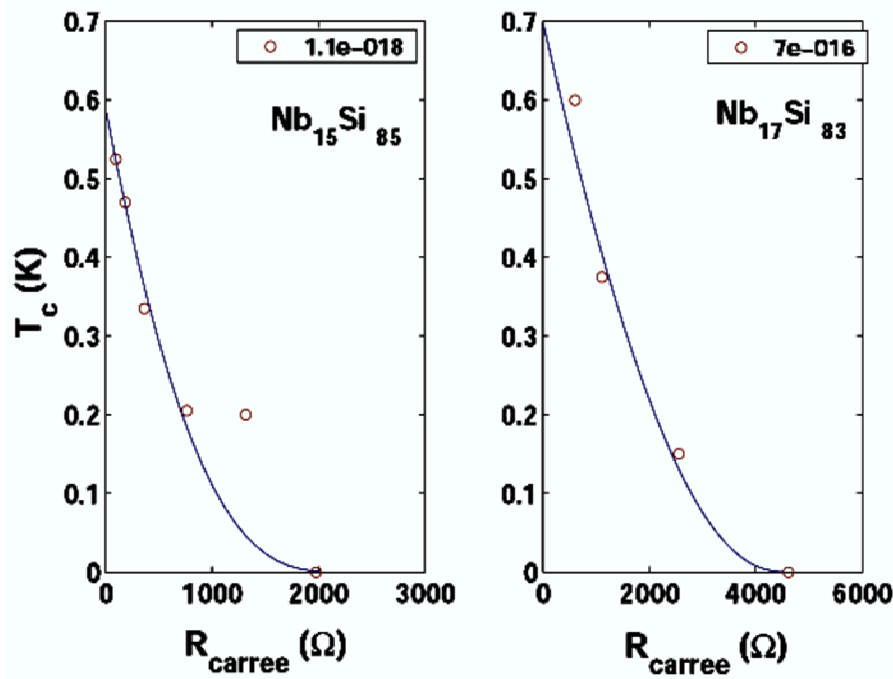


FIG. 6.7 – Température critique en fonction de la résistance carrée à température ambiante pour les échantillons de Nb<sub>15</sub>Si<sub>85</sub> et de Nb<sub>17</sub>Si<sub>83</sub>. Les courbes en traits pleins représentent l’ajustement par l’équation de Finkel’stein. La légende donne la valeur de  $\tau$  nécessaire pour expliquer les abaissements de  $T_c$  par cette théorie (en secondes).

La figure (6.7) montre les ajustements pour les deux séries supraconductrices à 15% et 17% en niobium respectivement. Nous avons pris un libre parcours moyen de  $l = 10 \text{ \AA}$ . Avec une vitesse de Fermi estimée par des travaux antérieurs de l’ordre de  $v_F \simeq 2.10^6 \text{ m.s}^{-1}$ , on s’attend à un temps associé au libre parcours moyen de l’ordre de  $\tau \simeq 5.10^{-16} \text{ s}$ . Nous avons également estimé la température critique des échantillons épais :

<sup>2</sup>Dans notre cas, l’épaisseur des films est plus grande que le libre parcours moyen estimé, d’où une correction en  $\frac{d^2}{l^2}$  pour  $\tau$  par rapport à l’équation donnée par Finkel’stein (équation 2.8).

<sup>3</sup>Cette valeur est une estimation haute du libre parcours moyen. Si on prend  $l = 2.65 \text{ \AA}$  comme précédemment, on obtient des  $\tau$  par l’ajustement type ”Finkelstein” encore plus faibles.

$T_{c0}(15\%) \simeq 0.6$  K et  $T_{c0}(17\%) \simeq 0.7$  K. Les temps associés au libre parcours moyen calculés à partir de l'ajustement donnent :  $\tau(15\%) = 1,1 \cdot 10^{-18}$  s et  $\tau(17\%) = 7 \cdot 10^{-16}$  s. Ceci est satisfaisant pour les échantillons à 17% mais l'ordre de grandeur obtenu pour les échantillons à 15% est inexplicable. Par ailleurs, les deux séries ayant des compositions proches, les libres parcours moyens associés devraient être voisins. La théorie de A.M. Finkelstein ne permet pas d'ajuster tous nos points expérimentaux avec des temps caractéristiques  $\tau$  voisins. En dépit de cette difficulté qu'il conviendra d'approfondir, en particulier par l'étude d'autres compositions et un affinement des paramètres ( $v_F$ ,  $l$ ,  $T_{c0}$ ) du NbSi, cette théorie représente une explication alternative à considérer.

## 6.5 Conclusion

Nous avons montré l'existence d'une TSI induite par l'épaisseur en champ nul. **L'épaisseur critique dépend de la composition** : elle vaut 42 Å pour une composition de 17% en niobium et 50 Å pour une composition de 15%. C'est la première fois que l'on observe une TSI en épaisseur pour des échantillons aussi épais. La transition ayant lieu sur plusieurs angströms et pour des films assez épais, le NbSi est donc un système particulièrement adapté à cette étude : il peut permettre une étude approfondie de cette transition avec une meilleure maîtrise du paramètre de désordre lié à l'épaisseur. Cette étude est complémentaire de celles conduites jusqu'ici sur les films ultraminces déposés à froid où la transition est produite par l'ajout d'une fraction de couche atomique. En particulier une comparaison entre ces deux situations permettrait d'analyser la pertinence des concepts de percolation près de la transition.

**La résistance critique à la transition dépend elle aussi de la composition** et n'est pas universelle : 5100  $\Omega$  pour une composition de 17% en niobium et 4107  $\Omega$  pour une composition de 15%. Le comportement critique est gouverné par des exposants  $\nu z < 1$  -  $\nu z \simeq 0.2 \pm 0.1$  pour l'une des séries.

Les abaissements de températures critiques ne s'expliquent pas, dans notre cas, par une théorie de fluctuations de l'amplitude du paramètre d'ordre au voisinage de la transition - théorie de A.M. Finkelstein. Il semble donc que ce soient **les fluctuations de la phase du paramètre d'ordre qui gouvernent la TSI observée**.

## Chapitre 7

# Diagramme de phase

Ayant examiné les TSI en champ magnétique et en épaisseur et déterminé les exposants critiques relatifs à celles-ci pour les échantillons de  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ , nous avons essayé de construire le diagramme de phase de notre système dans le plan  $(H, d)$ . Le champ  $H$  est pris perpendiculaire à la surface de l'échantillon, puisque nous avons vu que la transition pour un champ magnétique parallèle n'est pas quantique.

### 7.1 La résistance critique n'est pas universelle

Avant toute chose il faut noter que la résistance critique à laquelle a lieu la transition n'est pas universelle ni constante pour un même système. Ceci confirme ce qui a été vu par d'autres auteurs [Markovic et al., 1999]. Cependant, alors que la résistance variait de 10% environ pour des films de a-Bi, les résistances critiques que nous obtenons varient sur un ordre de grandeur (figure (7.1)).

Plusieurs auteurs avancent des explications possibles pour la non-universalité de cette résistance critique :

- ★ Yazdani [Yazdani et Kapitulnik, 1995] met en avant le fait que les excitations fermioniques ne sont pas prises en compte ici, ce qui expliquerait que l'on ne puisse pas avoir de résistance critique unique.
- ★ Damle et Sachdev [Damle et Sachdev, 1997] pensent, eux, que l'on fait alors intervenir des processus de diffusion inélastique, qui dominent à basse température, et qui ne sont pas inclus dans la théorie critique.

A notre connaissance c'est la première fois que l'on observe une TSI pour des films ayant des résistances à la transition aussi faibles. En effet, on a vu que la résistance à la transition est du même ordre que la résistance à l'état normal. Dès lors, si la renormalisation prédite par la théorie de M. Fisher fonctionne avec nos films les moins désordonnés ( $R$  faible) et qui ont une résistance haute température déjà très différente de la résistance critique théorique  $R_c = \frac{h}{4e^2} \simeq 6500 \Omega$ , il n'est pas surprenant de trouver une résistance critique de transition  $R_c$  variant fortement avec la composition, le champ critique ou l'épaisseur critique.

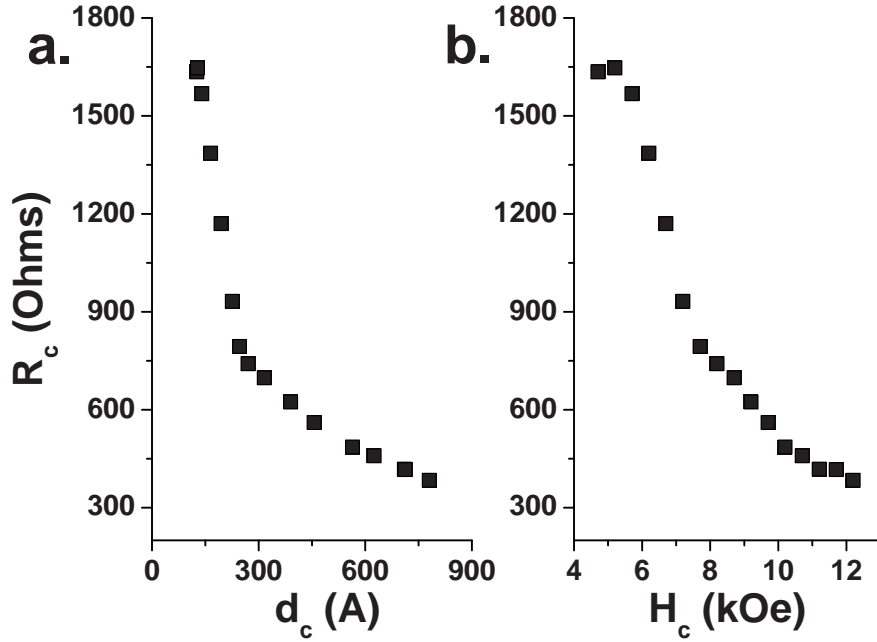


FIG. 7.1 – a. Variation de la résistance critique à laquelle a lieu la TSI en fonction de l'épaisseur critique. b. Variation de  $R_c$  en fonction du champ magnétique perpendiculaire critique. On rappelle que la résistance critique théorique vaut  $\frac{h}{4e^2} \simeq 6500 \Omega$ .

## 7.2 Le diagramme de phase

En reportant les différents points critiques déterminés, nous pouvons construire le diagramme de phase dans le plan  $(H, d)$  (figure (7.2)). On peut le comparer avec le seul autre diagramme de phase disponible - à notre connaissance - dans la littérature obtenu par l'équipe de Goldman sur des films minces de a-Bi [Markovic et al., 1998a] (figure (7.3)).

Les deux diagrammes de phase ont la même allure. Nous obtenons deux valeurs différentes du produit d'exposants critiques :  $\nu_B z_B$  et  $\nu z$  selon que l'on traverse la délimitation entre l'état isolant et l'état supraconducteur verticalement via le champ magnétique ou horizontalement via l'épaisseur - ou le désordre.

De plus, comme l'ont montré Markovic et collaborateurs [Markovic et al., 1998a], la ligne critique séparant les deux phases pourrait être analysée, selon le schéma développé par M. Fisher [Fisher, 1990], près de la transition en champ nul avec la loi d'échelle :

$$H_c \propto |d - d_c|^{2\nu} \quad (7.1)$$

En effet des arguments dimensionnels donnent  $H_c \propto \frac{\Phi_0}{\xi^2}$  où  $\Phi_0$  est le quantum de flux. Comme la longueur de corrélation vérifie  $\xi \propto |d - d_c|^{-\nu}$  on obtient l'équation 7.1.

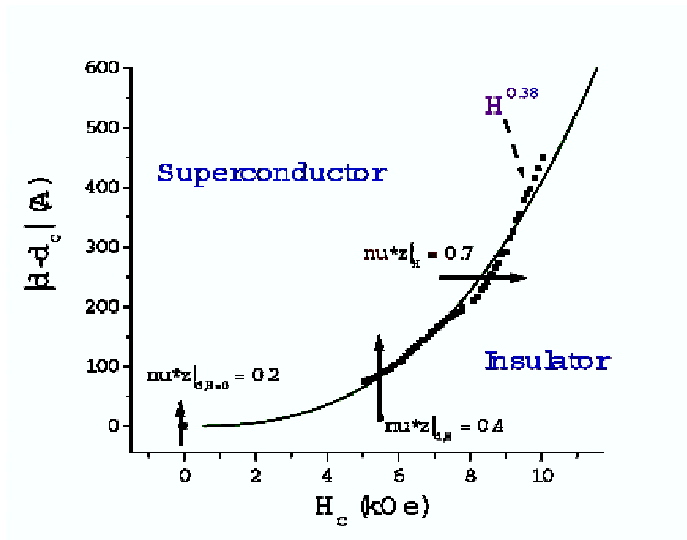


FIG. 7.2 – Diagramme de phase du Nb<sub>15</sub>Si<sub>85</sub> dans le plan  $(d,H)$ .  $d_c$  correspond ici à l'épaisseur critique pour la TSI en champ nul, soit  $d_c = 50$  Å.

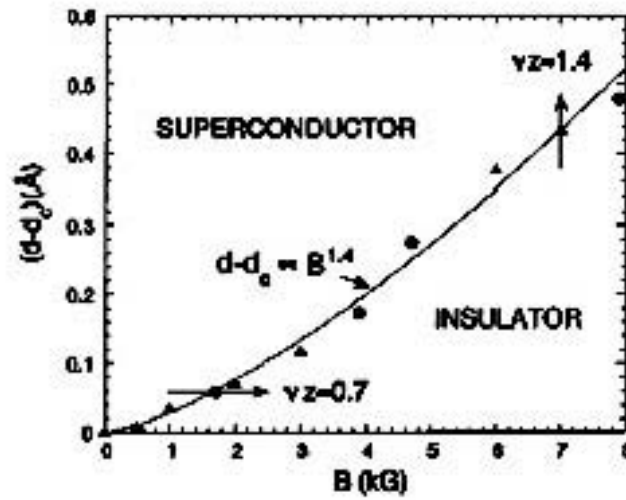


FIG. 7.3 – Diagramme de phase des films minces de a-Bi [Goldman, 2003]. L'épaisseur  $d_c$  correspond à l'épaisseur critique en champ nul.



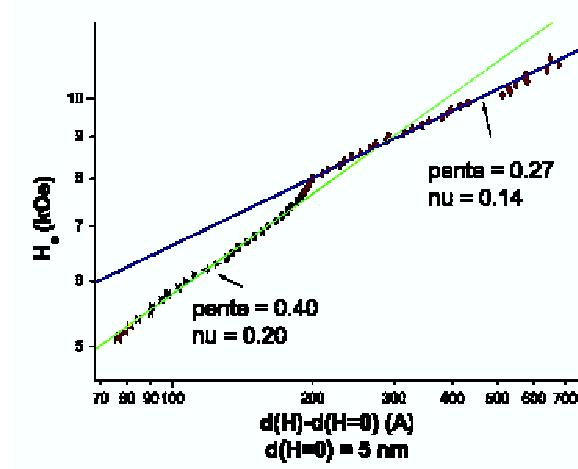


FIG. 7.4 – Diagramme de phase en échelle logarithmique pour déterminer l'exposant de la courbe limite dans la limite  $H = 0$ .

Dans notre cas, on obtient par cette méthode indépendante de détermination de  $\nu$ ,  $\nu = 0.19 \pm 0.05$ , ce qui, compte tenu des incertitudes expérimentales, est en accord avec ce que nous avons trouvé pour  $\nu z$  dans le cas d'une transition induite par l'épaisseur en champ nul (section 5.4), si on suppose, comme le prédit M. Fisher que  $z = 1$  dans ces systèmes. Ceci conforte notre confiance dans les résultats obtenus dans le chapitre 6.

## Chapitre 8

# Réflexions autour de la transition supraconducteur-isolant

Nous récapitulons dans ce chapitre nos résultats et leurs implications pour la compréhension de la TSI. Il reste bien entendu de nombreuses questions à résoudre et nous ébauchons quelques pistes d'investigation pour la suite.

### 8.1 Ce que montrent nos résultats

Nos résultats appuient le modèle de M. Fisher - et donc indirectement l'importance des fluctuations de phase - pour expliquer les transitions supraconducteur-isolant puisque :

- nous observons une **différence entre** les TSI induites par **les champs magnétiques parallèles et perpendiculaires**,
- le modèle de M. Fisher nous fournit un cadre pour la **renormalisation** de nos données qui, à première vue, fonctionne,
- **les modèles de fluctuations de l'amplitude** [Finkel'stein, 1994] du paramètre d'ordre **ne suffisent pas** à expliquer la TSI en épaisseur observée à champ nul.

Cependant, ce modèle n'est vraisemblablement pas suffisant pour expliquer tous nos résultats expérimentaux :

- nous n'obtenons **pas de résistance critique universelle** à la transition, ce qui met en échec une partie du modèle de M. Fisher impliquant la "self-dualité" entre bosons et vortex. Nous avons  $R_c$  variant d'un ordre de grandeur, ce qui n'est pas imputable aux incertitudes expérimentales,
- nous observons une **TSI pour des échantillons épais** (jusqu'à 100 nm). Cela pose la question soit de la pertinence de l'épaisseur pour la mesure du désordre dans les couches minces, soit de la validité du modèle de M. Fisher pour des films épais. Si, comme le montrent nos résultats, il devait y avoir une TSI pour des échantillons tri-dimensionnels, on peut se demander si une physique plus générale

n'est pas sous-jacente à l'ensemble de ces phénomènes.

- un certain nombre de caractéristiques résistives **aturent à basse température**, après avoir montré un TCR négatif (i.e. ont un comportement de supraconducteur, sans que leur résistance tombe strictement à  $R = 0$ ). Pour les procédures de renormalisation, nous avons été obligés de ne pas tenir compte de ces paliers. Ceci met en défaut le point fort de la théorie de M. Fisher qui était la renormalisation de toutes les courbes au voisinage de la TSI. Ceci relance donc la possibilité d'avoir un état métallique compris entre les régimes isolant et supraconducteur,
- la renormalisation fournit des exposants critiques très faibles, qui sont **en désaccord avec le critère quantique de Harris** :  $\nu d > 2$  [Fisher, 1990].

Plus généralement, des études d'effet tunnel ([Dynes et al., 1986][Valles et al., 1989]) suggèrent que, pour des systèmes homogènes, même près de la TSI [Valles et al., 1992] il n'y a pas uniquement des fluctuations de phase mais également des fluctuations d'amplitude : lorsque l'épaisseur des films décroît, le gap supraconducteur  $\Delta$  et la température critique diminue ensemble, de façon monotone de telle manière à ce que  $\frac{2\Delta}{T_c} \approx \text{constante}$ . Ainsi, près de la transition, l'amplitude du paramètre d'ordre supraconducteur peut devenir très faible, alors qu'un point essentiel dans le modèle de "dirty bosons" est que l'amplitude du paramètre d'ordre doit être fini au voisinage de la transition et donc relativement robuste. Ces mêmes études d'effet tunnel montrent que, même en-dessous de la température critique de transition supraconductrice, dans une région où les caractéristiques  $R(T)$  donnent le film comme supraconducteur, la densité d'état à une particule n'est pas nulle [Valles et al., 1992], signifiant qu'il existe des excitations normales d'électrons non appariés relativement importantes. Ceci milite également en faveur de la prise en compte des fluctuations d'amplitude du système, ce que ne fait pas le modèle de M. Fisher.

## 8.2 Perspectives

Bien entendu, nous n'avons pas répondu avec ce travail à toutes les questions que nous avons énoncées en introduction. Ce travail doit se poursuivre notamment sur les points suivants :

- L'évolution de la **résistance critique** avec la composition et l'épaisseur, notamment lorsqu'un état métallique apparaît, pour tenter de la comparer à  $\frac{h}{e^2}$  et aborder le problème de **la place du métal dans le diagramme de phase du NbSi**. Nous reviendrons sur ce point dans la dernière partie.
- Partant d'un échantillon supraconducteur, nous pensons pouvoir le rendre isolant soit par recuits successifs, soit par des irradiations, ce qui serait **une nouvelle façon de faire varier le désordre** dans les couches minces sans changer la composition - i.e. le nombre de porteurs - ou l'épaisseur.
- Observer le comportement de l'échantillon de 50 Å de Nb<sub>15</sub>Si<sub>85</sub> sous champ magnétique. En effet, cet échantillon est exactement à la transition. Selon la théorie de M. Fisher, il devrait donc être métallique (ni les vortex ni les paires de Cooper ne sont localisées) et l'application d'un *faible* champ magnétique ne devrait pas affecter sa caractéristique résistive.
- Analyser tous les résultats sous champ en termes de supraconducteurs conventionnels. Aucun travail clair et convaincant n'est disponible sur les champs ma-

gnétiques mis en jeu ici. Une mise au point serait plus que bienvenue.

Troisième partie

**Effets dimensionnels dans les  
isolants d'Anderson.  
Transition Métal-Isolant**

## Chapitre 9

# Théorie de la transition métal-isolant

### Introduction

Parmi les transitions de phase, les transitions métal-isolant occupent une place tout à fait prépondérante. D'une part parce que, plus de 75 ans après l'explication quantique de la forte distinction entre métaux et isolant faite par Bloch, Peierls et Wilson en 1929 et 1931<sup>1</sup>, nombre de ces transitions ne sont pas encore intégralement comprises. D'autre part parce qu'elles relèvent d'une classe de transitions de phase continues dites **transitions de phase quantiques** puisqu'elles n'ont rigoureusement de sens qu'à  $T = 0$ , et que leur comportement critique est gouverné par des fluctuations quantiques et non pas thermiques [Belitz et Kirkpatrick, 1994].

Les transitions métal-isolant (TMI) peuvent être divisées en deux catégories principales : dans la première, il s'agit d'une transition **structurale** due à une modification du réseau cristallin [Mott, 1974] telle qu'elle sépare les bandes de conduction, engendrant ainsi un état isolant. Ce type de transition est notamment observée dans des matériaux cristallins dont on modifie le rapport entre deux longueurs cristallographiques  $\frac{c}{a}$  grâce à l'application d'une pression par exemple (métaux divalents tels que Mg, Ca ou Yb ; certains oxydes particuliers tels que les oxydes de titane  $Ti_2O_3$ ). La deuxième catégorie de TMI à laquelle on s'intéressera ici est une transition d'origine purement **électronique** pour laquelle le réseau cristallin ne joue aucun rôle et peut donc être négligé.

Cette deuxième catégorie peut elle-même être divisée en deux. D'une part les TMI induites par les corrélations électroniques : **transitions de Mott**, de l'autre celles induites par le désordre : **transitions d'Anderson**.

---

<sup>1</sup>Dans les matériaux cristallins les états électroniques sont constitués en bande. Un métal est un composé dont les bandes sont partiellement remplies alors qu'un isolant est un matériau pour lesquelles les bandes sont soit vides soit pleines, n'autorisant donc pas de conduction. Une transition métal-isolant à température nulle décrit donc une transition entre un état où les bandes se superposent et un autre où elles ne se superposent pas.

## 9.1 Transition de Mott

La TMI de Mott a été introduite pour expliquer pourquoi certains composés tels que NiO sont isolants alors que les huit électrons de l'ion  $\text{Ni}^{2+}$  ne remplissent que partiellement la bande d. Le niveau de Fermi de ce composé étant au milieu d'une bande continue, il devrait, selon la théorie des bandes, être conducteur. Nevill Mott a alors imaginé un réseau cristallin de potentiels atomiques avec un électron par atome en présence d'interactions coulombiennes entre électrons. On a alors deux situations limites :

- ★ Si l'énergie de corrélation  $U$  est telle que  $U \gg t$ , avec  $t$  l'énergie cinétique, alors on a un **état isolant** : la répulsion coulombienne entre deux sites est trop importante et les électrons se trouvent alors dans la limite atomique où ils restent localisés sur leur site.
- ★ Si au contraire on a  $U \ll t$ , alors l'approximation des bandes est valable et le système est **métallique**.

Mott prévoit donc une transition discontinue du premier ordre due au potentiel coulombien à *longue portée*, faisant passer la conductivité électrique à température nulle d'une valeur nulle du côté isolant à une valeur finie  $\sigma_0^{3D} = \frac{1}{3\pi^2} \frac{e^2}{\hbar} \frac{1}{a}$  où  $a$  est la distance interatomique - et  $\sigma_0^{2D} = \frac{e^2}{h}$  à 2D. Il s'agit d'une transition par localisation et non pas une cristallisation des électrons, ce qui explique qu'il n'y a pas de brisure de symétrie.

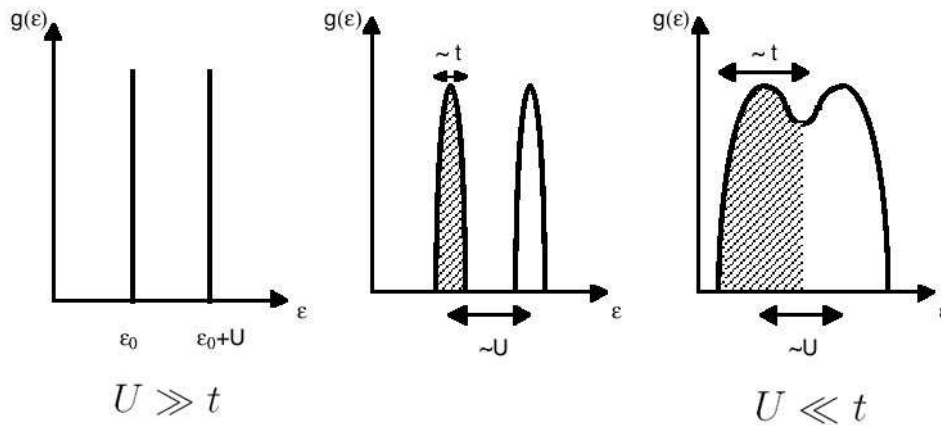


FIG. 9.1 – Densité d'état à une particule dans le modèle de Mott-Hubbard en fonction de l'évolution du rapport  $\frac{U}{t}$ .

Une TMI voisine, mais **continue**, est décrite par le **modèle de Hubbard**. L'hamiltonien de Hubbard [Hubbard, 1963] est en effet le modèle le plus simple pour aller au-delà du modèle du liquide de Fermi<sup>2</sup>. Il décrit la localisation due aux corrélations électroniques à *courte portée*. Il s'exprime comme :

<sup>2</sup>Le modèle de Landau du liquide de Fermi est un modèle semi-phénoménologique traitant en champ moyen des électrons subissant des forces qui ne les perturbent qu'au voisinage du niveau de Fermi. En pratique, ce modèle est vite limité dès que le gaz d'électrons considéré subit des interactions attractives

$$H_{Mott} = \sum_{ij} t_{ij} c_{i\sigma}^\dagger c_{j\sigma} + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} \quad (9.1)$$

où  $t_{ij}$  représente l'intégrale de transfert entre les sites  $i$  et  $j$ ,  $c_{i\sigma}^\dagger$  et  $c_{i\sigma}$  sont les opérateurs de seconde quantification de création et d'annihilation au site  $i$  pour un spin  $\sigma$ ,  $U$  l'énergie de répulsion coulombienne pour deux électrons occupant le même site et  $n_{i\uparrow}$  et  $n_{i\downarrow}$  les opérateurs nombre d'occupation au site  $i$  et d'un spin  $\uparrow$  ou  $\downarrow$ . Le premier terme correspond à un terme de bande type liaison forte, alors que le deuxième représente l'interaction entre deux électrons lorsqu'ils sont sur le même site. L'hypothèse est que les interactions de Coulomb sont suffisamment écrantées pour ne pas être importantes pour deux électrons sur deux sites distincts, même voisins. Le fait de négliger la portée des interactions coulombiennes modifie la nature de la transition de Mott et la TMI résultante est du second ordre. Ainsi dans la limite  $\frac{U}{t} \rightarrow 0$  on retrouve la théorie des bandes et un état métallique, alors que dans la limite  $\frac{t}{U} \rightarrow 0$  on a des niveaux d'énergie localisés sur les atomes et un état isolant (figure (9.1)).

## 9.2 Transition d'Anderson

Au commencement de la mécanique quantique, l'étude des objets périodiques, sans défauts, a été privilégiée pour ce qu'elle permettait une résolution théorique relativement simple. Malheureusement, la nature nous présente plus de matériaux désordonnés que cristallins, ce qui a entraîné le besoin d'une description de l'effet du désordre [Lee et Ramakrishnan, 1985].

La limite des faibles désordres est traditionnellement décrite par la diffusion des ondes de Bloch, issues d'un calcul sur des objets périodiques, par des impuretés. Il en résulte les équations de Boltzmann pour le transport. Depuis la fin des années 1970, on sait que cette approche n'est pas suffisante et ne décrit pas suffisamment bien ce qui se passe en présence de désordre. De nouvelles approches ont émergé depuis avec l'étude du problème d'Anderson - un électron seul dans un potentiel aléatoire - ainsi que l'étude des interactions entre électrons en présence d'un potentiel aléatoire.

Le concept de localisation a été introduit par Anderson en 1958 [Anderson, 1958]. Il considère un réseau périodique où chaque site a une énergie  $\epsilon_i$  aléatoirement distribuée entre  $+\frac{W}{2}$  et  $-\frac{W}{2}$  (figure (9.2)).

Anderson considère un unique électron dans ce potentiel. L'hamiltonien du système s'écrit alors :

$$H_{Anderson} = t \sum_{ij} c_i^\dagger c_j + \sum_i \epsilon_i n_i^\dagger n_i \quad (9.2)$$

où le premier terme décrit un terme type liaison forte et le deuxième qui décrit le désordre du système via l'énergie potentielle au site  $i$   $\epsilon_i$ . Dans ce modèle les électrons n'interagissent pas ce qui explique que l'on puisse oublier le rôle du spin.

Anderson a alors montré que la fonction d'onde d'un électron pouvait être profondément altérée par ce potentiel aléatoire s'il était suffisamment fort. En effet, lorsqu'il n'y a pas de désordre -  $W = 0$  -, l'électron est dans un réseau périodique et on retrouve

---

- comme dans le cas de la supraconductivité -, des interactions coulombiennes trop importantes - comme dans notre cas - ou qu'il s'agit d'un système de basse dimensionnalité pour lequel les fluctuations deviennent trop importantes.



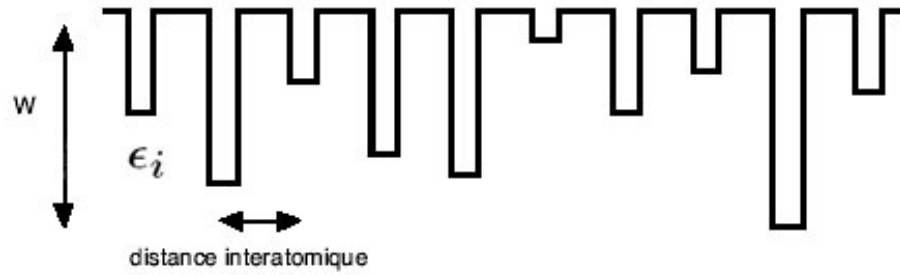


FIG. 9.2 – Système désordonné obtenu par la variation de l'énergie potentielle sur chaque site.

les fonctions de Bloch. Le système est alors métallique. À faible désordre, on a diffusion des électrons par ce potentiel aléatoire. Ils perdent alors leur cohérence de phase au bout d'une longueur caractéristique de l'ordre de  $l$ , le **libre parcours moyen** (figure (9.3a)). En revanche, lorsque  $W$  devient important, le trop fort désordre peut localiser la fonction d'onde qui décroît exponentiellement dans l'espace suivant :

$$|\psi(r)| \sim \exp\left(-\frac{|r - r_0|}{\xi}\right) \quad (9.3)$$

où  $\xi$  est la **longueur de localisation** (figure (9.3b)). En effet, puisque le désordre est important, il existe une grande dispersion en énergie des états individuels des électrons. L'écart d'énergie  $\Delta W$  entre deux sites voisins étant donné par :

$$\Delta W \sim \frac{1}{\frac{4}{3}\pi r^3 N(E)} \quad (9.4)$$

où  $r$  est la distance séparant les deux sites considérés et  $N(E)$  la densité d'états du système, les orbitales proches spatialement - et qui ont un recouvrement important - ont des énergies très différentes. De même, les orbitales proches en énergie sont éloignées spatialement et donc, dans la limite d'un fort désordre, il n'y aura que peu de recouvrement, si bien qu'il ne peut pas y avoir d'état étendu. Le système est alors isolant. On a donc une transition métal-isolant induite par le **désordre**. C'est ce que l'on appelle la **localisation forte**.

On note également que l'on a deux longueurs caractéristiques :  $l$  le libre parcours moyen et  $\frac{1}{k_F}$  la longueur associée au vecteur d'onde de Fermi. La quantité  $\frac{1}{k_F l}$  augmente avec le désordre et peut donc être pris comme **paramètre de désordre**. Le désordre critique auquel a lieu la TMI correspond à  $k_F l \simeq 1$ , c'est-à-dire à la situation où le libre parcours moyen est de l'ordre de grandeur de la distance inter-atomique.

### 9.3 Théorie de la localisation

Dans la TMI d'Anderson, les électrons sont localisés par les fluctuations du potentiel  $W$ , mais il ne s'agit pas d'un effet à proprement parlé quantique. La mécanique quantique a réellement été introduite en 1979 par Abrahams, Anderson, Licciardello et Ra-

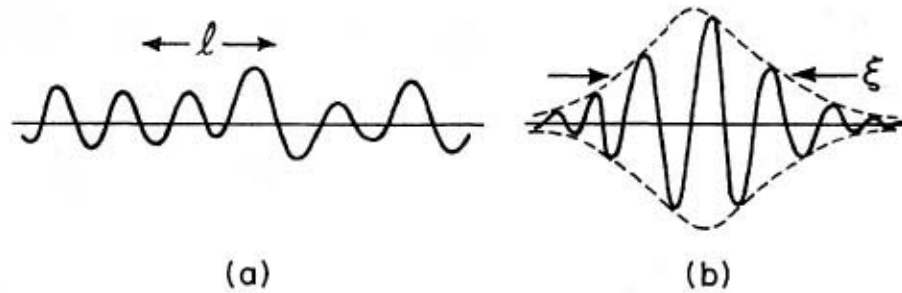


FIG. 9.3 – Exemples de (a) fonction d’onde étendue avec un libre parcours moyen  $l$  (b) fonction d’onde localisée avec une longueur de localisation  $\xi$  [Lee et Ramakrishnan, 1985].

makrishnan lorsqu’ils ont développé la théorie de la localisation [Abrahams et al., 1979] en faisant intervenir des effets d’interférences quantiques.

### L’approche de Thouless

Le premier à avoir tenté de modéliser les TMI grâce aux outils du groupe de renormalisation est Thouless [Thouless, 1974]. Il tente d’aboutir à une description en termes de loi d’échelle pour cette transition. L’ensemble de son calcul est uniquement valable à température nulle.

Il construit un échantillon de taille  $(2L)^d$  en  $d$  dimensions à partir de cubes de taille  $L^d$ . Les fonctions d’onde du cube  $(2L)^d$  vont être une combinaison linéaire des fonctions d’onde des cubes  $L^d$  et celles-ci vont d’autant plus se combiner que le recouvrement des fonctions d’onde initiales est important et que leur différence d’énergie  $\delta W$  est faible. Thouless montre que le recouvrement des fonctions d’onde dépend uniquement de la variation d’énergie  $\Delta E$  des fonctions d’onde de  $L^d$  soumises à des conditions aux limites périodiques ou antipériodiques. Ainsi, le rapport  $\frac{\Delta E}{\delta W}$  est le seul paramètre qui contrôle la nature des fonctions d’onde du système lorsque celui-ci double de taille. Ce rapport est proportionnel à la conductance sans dimension  $g = \frac{G}{e^2/\hbar}$  où  $G$  est la *conductance* du système réel. Il est donc relié à une grandeur expérimentale.

### Théorie d’échelle de la localisation

Maintenant que l’on a défini le comportement de la conductance du système pour une taille donnée, il faut reprendre le processus de Thouless où il agrandissait progressivement son échantillon de  $L^d$  à  $(2L)^d$  : on part d’un système microscopique dont la taille est de l’ordre du libre parcours moyen de l’électron, longueur au-delà de laquelle le mouvement de l’électron devient diffusif et non plus ballistique. A cette échelle, la conductance  $g$  est une mesure microscopique du désordre, grande si le désordre est petit et vice-versa. On agrandit progressivement l’échantillon et on veut prédire son comportement macroscopique. Abrahams, Anderson, Licciardello et Ramskrishnan ont développé la renormalisation associée à cette idée [Abrahams et al., 1979], dans le cadre

d'une théorie perturbative dans la limite d'un faible désordre. C'est la théorie de la **localisation faible**. On a alors deux limites opposées :

- ★ Si  $\frac{\Delta E}{\delta W} \gg 1$ , on est dans une situation de **faible désordre**. Le libre parcours moyen  $l$  est alors grand par rapport aux distances inter-atomiques ( $(k_F l)^{-1} \ll 1$ ). Pour peu que la taille du système soit suffisamment grande pour qu'il y ait un libre parcours moyen bien défini (soit  $L \gg l$ ), la conductivité  $\sigma$  est une grandeur intensive, indépendante de la taille  $L$  du système. La **loi d'Ohm** est alors valable :

$$g(L) = \sigma L^{d-2} \quad (9.5)$$

et on a la loi de Drude pour des électrons de même énergie :

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} = \frac{ne^2l}{\hbar k_F} \quad (9.6)$$

où  $m$  est la masse d'un électron,  $\tau$  le temps de collision élastique,  $n$  la densité électronique,  $e$  la charge élémentaire,  $l$  le libre parcours moyen et  $k_F$  le vecteur d'onde de Fermi.

- ★ Si  $\frac{\Delta E}{\delta W} \ll 1$ , on est dans une situation de **fort désordre**. Alors la conductivité  $\sigma$  devient dépendante de la taille  $L$  du système et la longueur pertinente devient la longueur de localisation  $\xi$ . Alors on a  $L \gg \xi$  et :

$$g(L) \propto \exp\left(-\frac{L}{\xi}\right) \quad (9.7)$$

Les auteurs introduisent ensuite la dérivée logarithmique :

$$\beta(g) = \frac{d(\ln g)}{d(\ln L)} \quad (9.8)$$

et postulent que cette quantité ne dépend que de la conductance microscopique  $g$ . On a alors deux comportements asymptotiques :

- ★ **Si  $g \gg g_c$** , on est dans un régime de **forte conductance** où la loi d'Ohm est valide, et on a :

$$\beta(g) = d - 2 \quad (9.9)$$

- ★ **Si  $g \ll g_c$** , on est dans un régime de **faible conductance** où il y a localisation. Alors :

$$\beta(g) = \ln\left(\frac{g}{g_c}\right) < 0 \quad (9.10)$$

Ils font ensuite l'hypothèse que la fonction  $\beta(g)$  est continue et monotone. Il en résulte le graphe de la figure (9.4). Entre ces deux comportements limites, la localisation est dite faible.

Deux comportements sont à distinguer :

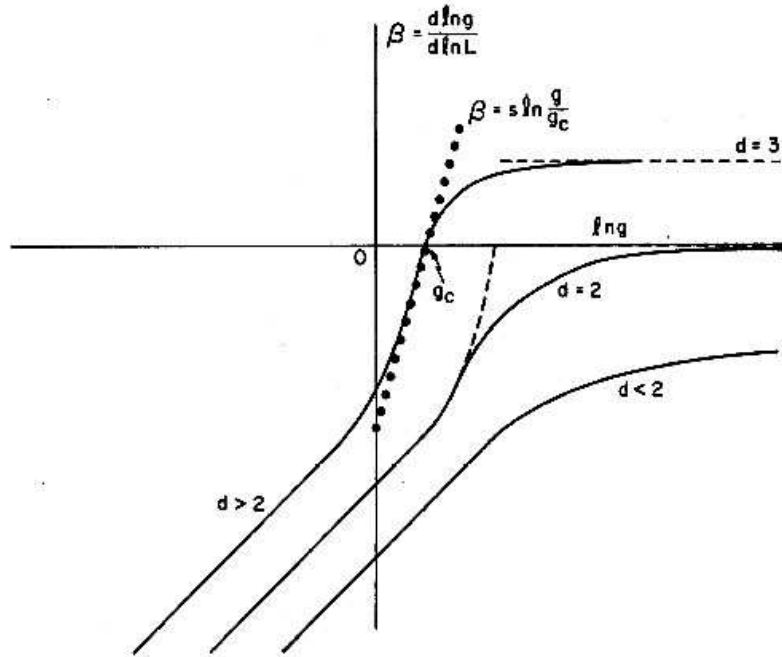


FIG. 9.4 – La fonction de renormalisation  $\beta(g)$  tracée pour les dimensions 1, 2 et 3 [Abrahams et al., 1979].

- ★  $\beta(g) > 0$ , les états sont étendus. Le cas ne se présente qu'en dimension 3. Si on part d'une conductance  $g > g_c$ ,  $\beta(g)$  est une fonction positive, ce qui signifie qu'en augmentant la taille du système, celui-ci devient de plus en plus conducteur. On évolue donc vers un **état métallique**.
- ★  $\beta(g) < 0$ , les états sont localisés. En effet, la fonction  $\beta$  étant négative, lorsque  $L$  augmente, la conductance  $g$  diminue et on devient de plus en plus **isolant**.

A  $d = 3$ ,  $\beta(g)$  s'annule pour une valeur de  $g = g_c$ , ce qui entraîne une **transition métal-isolant**. Le point  $g_c$  est un point fixe instable pour la renormalisation de la conductance. En revanche, pour les **dimensions 1 et 2**, il n'y a théoriquement **pas de transition métal-isolant**, ces systèmes sont toujours isolants.

Le cas de la dimension 2 est un cas limite. En effet, il n'y a pas de conductance critique  $g_c$  où  $\beta(g)$  s'annule, ce qui signifie que, dans tous les cas,  $\lim_{L \rightarrow +\infty} g(L) = 0$ . On a donc une transition entre une localisation forte se traduisant par une conductivité variant exponentiellement avec la taille du système et une localisation "faible" où elle a un comportement logarithmique. Du côté des fonctions d'onde les plus étendues, on a :

$$g = g_0 - \alpha g_c \ln \left( \frac{L}{L_0} \right) \quad (9.11)$$

où  $\alpha$  est une constante numérique.

Définissons la transition de phase dans le cas de la dimension 3. A l'approche de la transition on peut linéariser la fonction  $\beta$  en supposant qu'elle a une pente  $\frac{1}{\nu}$  :

$$\beta(g) = \frac{1}{\nu} \left( \frac{g - g_c}{g_c} \right) = \frac{\delta g}{\nu} \quad \text{pour } \delta g \ll 1 \quad (9.12)$$

En intégrant  $\beta$  depuis  $L = l$  le libre parcours moyen jusqu'à  $L = \xi$  (longueur à partir de laquelle on retrouve le comportement macroscopique) on obtient :

$$\sigma = \frac{A g_c}{l} (\delta g)^\nu \quad (9.13)$$

où  $A$  est une constante de l'ordre de l'unité.

On peut alors définir des longueurs caractéristiques de chaque côté de la transition :

★ **Du côté métallique**, on a la **longueur de corrélation**  $\xi_{cor}$  que l'on définit par :

$$\sigma = \frac{g_c}{\xi_{cor}} \quad (9.14)$$

et on obtient :

$$\xi_{cor} = \frac{l}{A} (\delta g)^{-\nu} \quad (9.15)$$

Le système est non ohmique pour des échelles inférieures à  $\xi_{cor}$ , mais le devient au-delà. Ainsi, macroscopiquement, le système est ohmique.

★ **Du côté isolant**, à suffisamment grande échelle, le système passe dans un régime où la fonction d'onde est localisée exponentiellement et on a :

$$g(L) = g_c \exp\left(-\frac{B |\delta g|^\nu L}{l}\right) \quad (9.16)$$

On peut donc définir une **longueur de localisation**  $\xi_{loc}$  :

$$\xi_{loc} = \frac{l}{B} (\delta g)^{-\nu} \quad (9.17)$$

où  $B$  est une constante de l'ordre de l'unité. On notera qu'à 3D, près de la conductance critique  $g_c$ , il n'y a pas de différence entre un métal et un isolant du point de vue *microscopique*.

On notera que, des deux côtés de la transition, les longueurs caractéristiques divergent, comme il est général pour les transitions de phase, avec le même exposant critique  $\nu$ .

### 9.3.1 Une approche plus "intuitive" de la localisation

Un autre point de vue sur la localisation présenté par Bergmann [Bergmann, 1983] est le suivant : on injecte un électron de conduction à l'origine du système, à  $t = 0$ . Comme, du fait du désordre, l'électron a un libre parcours moyen très court, il subit de

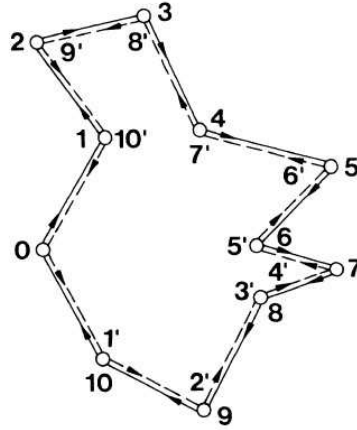


FIG. 9.5 – Chemins de diffusion d'un électron dans un système désordonné. L'électron a une probabilité accrue de revenir à l'origine [Bergmann, 1983].

nombreuses diffusions. La probabilité qu'il a de se retrouver à l'instant  $t$  à la distance  $r$  est donnée par :

$$P(r, t) = \frac{1}{4\pi Dt} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right) \quad (9.18)$$

avec  $D = \frac{v_F^2 \tau}{d}$  le coefficient de diffusion dépendant de la dimensionnalité  $d$  et de la vitesse de Fermi  $v_F$ . La plupart des chemins qui arrivent en  $r$  sont incohérents entre eux, puisqu'arrivant avec une phase aléatoire. La probabilité totale d'avoir l'électron en  $r$  sera donc la somme des probabilités des différents chemins menant à  $r$ , sauf pour des chemins particuliers. Ceux-ci sont ceux qui reviennent à l'origine et qui peuvent être parcourus dans les deux sens : si, dans un sens, l'électron est diffusé par les impuretés 1 à 2 à ...  $n$ , dans l'autre sens, il les parcourt de  $n$  ... à 2 à 1 comme schématisé sur la figure (9.5). Si chaque collision est purement élastique et sans interaction spin orbite, les deux sens sont cohérents en phase et on doit additionner les amplitudes des fonctions d'onde. La probabilité de retour à l'origine est ainsi 2 fois plus élevée que la probabilité d'aller de l'origine à un autre point (figure (9.6)). Ce phénomène est purement quantique, puisqu'en mécanique classique, la probabilité  $P(r, t)$  aurait été la somme de tous les chemins possibles, alors que dans le cas d'un traitement par la mécanique quantique,  $P(r, t)$  est le carré de la somme de toutes les probabilités d'amplitude. Le désordre rend les deux approches équivalentes, *sauf* pour les chemins comportant une boucle. C'est le mécanisme physique, microscopique, à l'origine de la localisation par le désordre via les "interférences quantiques". Cette description n'est valable que s'il y a invariance par renversement du temps.

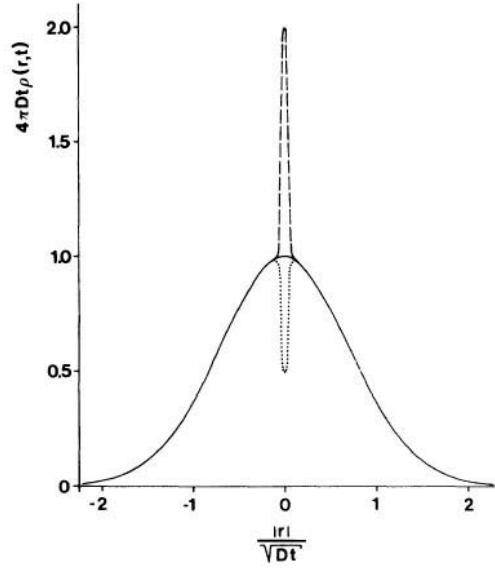


FIG. 9.6 – Distribution de probabilité pour un électron diffusif introduit dans le système à  $r = 0$  en fonction de la distance  $r$  parcourue en un temps  $t$ . La diffusion quantique a pour effet d’augmenter la probabilité qu’il a de revenir à l’origine. Il reste donc localisé [Bergmann, 1983].

## 9.4 Effet de la température non nulle

### Longueur de Thouless

La théorie d’échelle que nous avons exposée jusqu’ici n’est valable strictement qu’à température nulle et pour des échantillons infinis en taille, ce qui n’est bien sûr pas réalisable expérimentalement. Nous allons voir quelles modifications ceci entraîne par rapport aux prédictions théoriques.

L’effet d’une température expérimentale non-nulle est principalement d’introduire des phonons et donc des diffusions inélastiques pour les électrons. Thouless a été le premier à montrer que les diffusions inélastiques introduisaient des fluctuations aléatoires dans l’évolution temporelle des états électroniques [Thouless, 1977]. Ainsi les interférences que considère Bergmann [Bergmann, 1983], nécessaires pour qu’il y ait localisation, ne peuvent avoir lieu. On peut donc parler de localisation que tant que l’électron n’a pas subi de collisions inélastiques, c’est-à-dire sur une longueur caractéristique appelée **longueur de Thouless** :

$$L_{Th} = \sqrt{D\tau_{in}} \quad (9.19)$$

$$= \sqrt{\tau_{in} \frac{\tau v_F^2}{d}} \quad (9.20)$$

$$\sim \sqrt{L_{in}L_{el}} \quad (9.21)$$

car  $L_{el} = v_F\tau$  et  $L_{in} = v_F\tau_{in}$  où  $L_{el}$  et  $L_{in}$  sont les longueurs de diffusion élastiques

et inélastiques respectivement,  $\tau$  et  $\tau_{in}$  les temps de diffusion correspondants. A  $T = 0$ , la taille d'une boucle d'interférence  $L_{boucle}$  est égale à la taille de l'échantillon, mais à température non nulle, les processus inélastiques - avec un temps caractéristique  $\tau_{in} \propto T^{-p}$  - brisent la cohérence de phase pour des longueurs supérieures à la longueur de Thouless. Cette dernière représente la longueur au-delà de laquelle le concept de localisation n'a plus de sens. Elle définit la dimensionnalité effective d'un système vis-à-vis de la localisation : c'est le nombre de dimensions pour lesquelles la taille du système est plus grande que  $L_{Th}$ . La longueur de Thouless est donc également la longueur de coupure de la théorie de la localisation : la théorie que nous avons exposée pour  $T = 0$  est valable à une température  $T$  donnée non nulle jusqu'à une taille d'échantillon  $L = L_{Th}(T)$ .

La dépendance en température du temps de diffusion inélastique est variable suivant la nature des phénomènes participant à la diffusion. Si  $\tau_{in} \propto T^{-p}$  où  $p$  est l'exposant caractéristique du phénomène de diffusion considéré et  $p \geq 1$ , la conductivité tenant compte de la longueur de coupure - qui devient de plus en plus grande à mesure que l'on va vers les faibles températures - vaut, suivant la dimensionnalité du système :

$$\sigma_{3D}(T) = \sigma_0 + \frac{e^2}{\hbar\pi^3} \frac{1}{a} T^{\frac{p}{2}} \quad (9.22)$$

$$\sigma_{2D}(T) = \sigma_0 + \frac{e^2}{\hbar\pi^3} \frac{p}{2} \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (9.23)$$

$$\sigma_{1D}(T) = \sigma_0 - \frac{ae^2}{\hbar\pi} T^{-\frac{p}{2}} \quad (9.24)$$

où  $a$  est une constante de proportionnalité. Dans tous les cas la conductivité diminue avec la température.

En pratique, les processus inélastiques dominants sont les interactions électron-phonon ( $p > 1$ ) et les interactions électron-électron ( $p = 1$ ). Si, à haute température, les interactions électron-phonon dominent, à basse température, le temps de diffusion inélastique dû aux interactions électrons/phonons devient très long ( $p > 1$ ) et les processus inélastiques sont dominés par les interactions électrons-électrons<sup>3</sup>.

### Le Variable Range Hopping

On a vu que la température avait un premier effet qui est de limiter le domaine de validité de la théorie de la localisation et d'imposer une longueur au-delà de laquelle le concept de localisation n'a plus de sens. Un autre effet vient se rajouter à cela : à température non nulle, l'activation thermique modifie également les phénomènes de transport.

Dans un potentiel aléatoire, les fonctions d'onde électroniques sont localisées en des sites qui ne coïncident pas avec des minima de potentiel, mais à température finie, les électrons ont une probabilité non nulle de pouvoir sauter par effet tunnel d'un site à l'autre. Mott [Mott, 1968] a montré que ces sauts tunnel se faisaient par un compromis entre la distance entre les sites dans l'espace et leur différence d'énergie (figure (9.7)). C'est le **Variable Range Hopping**.

<sup>3</sup>En revanche, à haute température, les processus inélastiques sont dominés par les interactions électron-phonon.



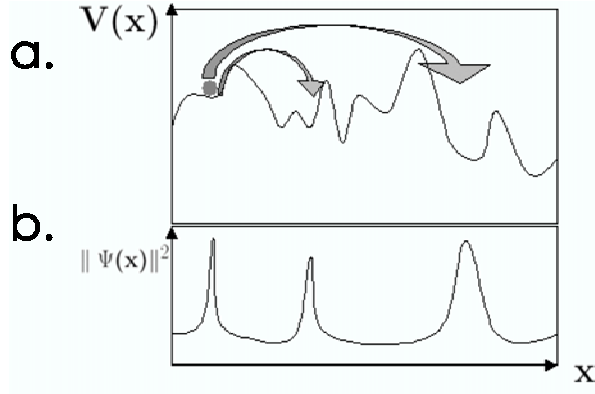


FIG. 9.7 – a. Schéma d'un électron dans un potentiel aléatoire. b. Fonction d'onde associée. L'électron est localisé et, à température non nulle, peut sauter par effet tunnel, vers d'autres sites localisés, distants de son point de départ d'une longueur variable. C'est le "Variable Range Hopping".

En postulant une densité d'état non-nulle au niveau de Fermi, Mott a montré que la résistivité suit une loi de type :

$$\rho(T) = \rho_0 \exp\left(\left(\frac{T_{0M}}{T}\right)^{\frac{1}{d+1}}\right) \quad (9.25)$$

où  $d$  est la dimensionnalité du système et  $T_{0M}$  une température caractéristique et :

$$k_B T_{0M} = \frac{B}{g(\mu)\xi^3} \quad (9.26)$$

où  $g(\mu)$  est la densité d'états au niveau de Fermi,  $\xi$  la longueur de localisation des électrons et  $B$  une constante ( $B = 22.2$  à 3 dimensions et  $13.8$  à 2 dimensions). Cette expression est valable pour  $T \ll T_{0M}$ .

L'hypothèse de Mott est que la densité d'état ne dépend pas de l'énergie, ce qui n'est pas vrai pour la densité d'états dite "à un électron" si on tient compte des interactions coulombiennes entre électrons - c'est-à-dire que le saut de l'électron n'est pas influencé par le voisinage électronique du site d'arrivée. C'est le **VRH de type Mott**.

Ces propriétés de transport dépendent de la densité d'états à une particule qui est modifiée par la prise en compte des interactions coulombiennes. Efros et Shklovskii ont montré qu'il existait alors un pseudogap de la densité d'états au niveau de Fermi [Efros et Shklovskii, 1975]. Ils considèrent l'hamiltonien suivant :

$$H_{ES} = \sum_i \psi_i n_i + \sum_{i \neq j} U_{ij} n_i n_j \quad (9.27)$$

où  $\psi_i$  est l'énergie de l'électron libre,  $U_{ij} = \frac{e^2}{\kappa r_{ij}}$  l'énergie d'interaction entre électrons,  $\kappa = 4\pi\epsilon_0\epsilon_r$  et  $n_i$  le nombre d'occupation du site  $i$ . Cet hamiltonien prend en compte l'interaction coulombienne sur plusieurs sites et pas uniquement au niveau du plus

proche voisin comme dans le cas de Mott. Ces auteurs ont montré que, du fait de la longue portée de ces interactions, la densité d'états à une particule s'annulait au niveau de Fermi comme :

$$\Delta_c = \frac{e^3 g_0^{1/2}}{\kappa^{3/2}} \quad (9.28)$$

C'est le **pseudo-gap de Coulomb** (figure(9.8)).

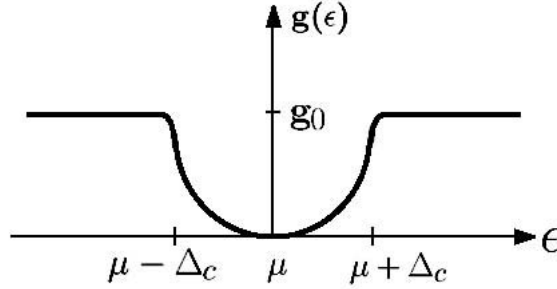


FIG. 9.8 – Densité d'états d'un isolant près du niveau de Fermi dans le modèle d'Efros et Shklovskii.

C'est ce modèle qui est généralement applicable pour des isolants amorphes. La variation de la résistivité en fonction de la température est alors donnée par le **VRH de type Efros-Shklovskii** :

$$\rho(T) = \rho_0 \exp\left(\left(\frac{T_{0ES}}{T}\right)^{\frac{1}{2}}\right) \quad (9.29)$$

où  $T_{0ES}$  est une température caractéristique et :

$$k_B T_{0ES} = \frac{B' e^2}{\kappa \xi} \quad (9.30)$$

et ce quelque soit la dimensionalité. La constante  $B'$  vaut 2.8 en dimension 3 et 6.5 en dimension 2. Cette expression est valable pour  $T \ll T_{0ES}$ .

A haute température - c'est-à-dire lorsque  $k_B T \gg \Delta_c$  - on peut négliger les interactions coulombiennes pour ne regarder que l'effet du désordre et des fluctuations du potentiel [Shklovskii et Efros, 1984]. En revanche, à basse température, on ne peut s'affranchir des effets d'interaction [Rosenbaum, 1991]. Il existe donc une température qui sépare les deux régimes de conduction - par VRH de type Mott et par VRH de type Efros-Shklovskii - :

$$T_\Delta \sim \frac{e^4 \xi g_0}{\kappa^2} \quad (9.31)$$

## 9.5 TMI à 2D : les expériences sur des systèmes intrinsèquement bi-dimensionnels

Nous avons vu dans les sections précédentes l'exposé des théories expliquant les TMI d'origine électronique. Elles aboutissent essentiellement à une conclusion commune : topologiquement, en dimension 2, aussi faible soit le désordre, il y a toujours localisation des fonctions d'onde électroniques, ce qui a pour conséquence immédiate qu'il ne peut exister de métal à 2D, c'est-à-dire une résistance finie à  $T = 0$  pour un échantillon réel de taille infinie.

### 9.5.1 Une nouvelle transition ?

Cette idée a été remise en cause par la découverte en 1994 de ce que l'on a par la suite appelé la TMI à 2D par S.V. Kravchenko [Kravchenko et al., 1994]. En effet, contrairement à ce qui avait été prédit par Abrahams et al. [Abrahams et al., 1979], S.V. Kravchenko a observé un comportement de type métallique pour des MOSFETs silicium où les électrons sont confinés à deux dimensions, c'est-à-dire que la résistivité de ce système était décroissante avec la température, ce qui laissait supposer une résistivité finie à température nulle (figure (9.9)).

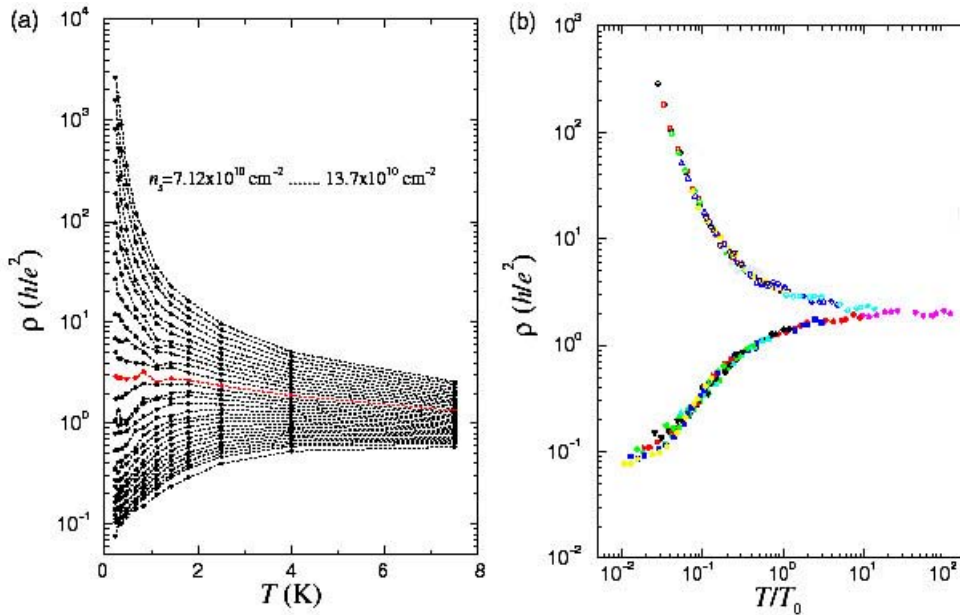


FIG. 9.9 – a. Résistivité en fonction de la température en champ nul pour un gaz d'électrons dans des Si MOSFET pour 30 densités électroniques  $n_s$  différentes (entre  $7.12$  et  $13.7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ). b. Résistivité versus  $T/T_0$ , avec  $T_0(n_s)$  choisi pour avoir une loi d'échelle en température. Tiré de [Kravchenko et Sarachik, 2004].

Il y a précédemment eu plusieurs théories corrigeant la dépendance en tempéra-

ture de la résistivité avec des interactions électron-électron et des effets d'écrantage. Celles-ci donnaient lieu, dans une certaine gamme de température, à une croissance de la résistivité avec la température, mais, à suffisamment basse température, la localisation l'emportait toujours, si bien que le système était bien isolant à  $T = 0$ . Dans les expériences de Kravchenko et al., la phase "métallique" présente un comportement particulièrement singulier pour plusieurs raisons [Altshuler et Maslov, 1999] :

1. La résistivité dépendrait - quoiqu'il y ait débat sur le sujet - de la température de manière exponentielle ( $\rho = \rho_0 + \rho_1 \exp^{-\frac{T_0}{T}}$ ) et non en loi de puissance ou de manière logarithmique comme prévu par ces effets d'écrantage ou d'interactions.
2. La résistivité chute d'un ordre de grandeur lorsque la température varie d'une énergie comparable à l'énergie de Fermi, alors que les corrections prévues par les théories ne permettent d'expliquer que de petites variations de la résistivité.
3. Le caractère métallique du système est détruit par l'application d'un champ magnétique.

La grande différence de ces systèmes par rapport à ceux qui avaient précédemment été étudiés est que l'énergie d'interaction entre électrons,  $E_{e-e}$ , n'est plus négligeable devant l'énergie cinétique,  $E_F$ . On traduit le rapport entre ces deux facteurs par le nombre :

$$r_s = \frac{E_{e-e}}{E_F} \quad (9.32)$$

On a :

$$E_{e-e} = \frac{e^2}{4\epsilon} \sqrt{\frac{n_s}{\pi}} \quad (9.33)$$

où  $\epsilon$  est la constante diélectrique du matériau,  $e$  la charge élémentaire, et  $n_s$  la densité surfacique du gaz bi-dimensionnel. De plus :

$$E_F = \frac{\pi \hbar^2 n_s}{m^*} \quad (9.34)$$

où  $m^*$  est la masse effective des porteurs dans le matériau considéré. Ainsi on obtient :

$$r_s = \frac{e^2 m^*}{4\epsilon \hbar^2 \pi \sqrt{\pi n_s}} \quad (9.35)$$

Ce qu'il convient de remarquer, c'est que :

- ce rapport est proportionnel à la masse effective des porteurs,
- il est également fonction de l'inverse de la racine carrée de la densité surfacique du gaz bi-dimensionnel.

Ainsi, si on arrive à utiliser des matériaux où les porteurs ont une masse effective élevée et où on arrive à obtenir des densités peu importantes, on peut espérer observer le régime où les interactions entre électrons ne sont plus négligeables, voire deviennent prépondérantes devant l'énergie cinétique des électrons.

C'est bien le cas dans les systèmes où on a pu observer la TMI : le rapport  $r_s$  y est supérieur à 10. Dans ce cas de figure, il est raisonnable d'attendre que le système soit un liquide très corrélé. De plus, des simulations numériques [Tanatar et Ceperley, 1989] ont montré que les électrons bi-dimensionnels devraient alors former un cristal de

Wigner si le désordre est suffisamment faible, i.e. si la localisation de type Anderson n'est plus applicable. Pour cela, ils ont calculé que le rapport  $r_s$  devait être supérieur à  $37 \pm 5$ . En présence de désordre, on peut abaisser le rapport critique à  $r_s \simeq 10$ . Des simulations Monte Carlo Quantique plus récentes [Falakshahi et Waintal, 2005] ont montré qu'il existait vraisemblablement une phase intermédiaire entre le liquide de Fermi et le crystal de Wigner qui serait stable pour des rapports  $r_s$  compris entre 30 et 80.

Un des arguments en faveur de la TMI est que celle-ci a été observée pour des systèmes bi-dimensionnels très différents, ce qui tend à faire croire que l'on a affaire à un phénomène tout à fait général et non pas un effet particulier à un type de système. En effet, S.V. Kravchenko a d'abord observé la transition pour des MOSFETs silicium [Kravchenko et al., 1994]. D'autres expériences ont suivi dans d'autres MOSFETs silicium de géométries et d'épaisseurs d'oxyde variables [Popovic et al., 1997], dans des hétérostructures de p-SiGe [Lam et al., 1997][Coleridge et al., 1997], des hétérostructures de p-GaAs/AlGaAs [Hanein et al., 1998a][Simmons et al., 1998], des hétérostructures de n-AlAs [Papadakis et Shayegan, 1998], et des hétérostructures de n-GaAs/AlGaAs [Hanein et al., 1998b].

Un autre argument avancé par les tenants de la TMI dans ces systèmes 2D est que cette transition serait signée par l'existence de lois d'échelle. En effet, la résistivité  $\rho(T, n_s)$  vérifie une loi d'échelle, aussi bien en température [Abrahams et al., 2001] qu'en champ électrique [Sondhi et al., 1997]. On peut ramener la dépendance en température de la résistivité à une dépendance en  $\delta_n/T^b$  :

$$\rho(T, n_s) = \rho_c f_1\left(\frac{\delta_n}{T^b}\right) \quad (9.36)$$

avec  $\delta_n = \frac{n_s - n_c}{n_c}$  l'écart relatif de la densité du gaz bi-dimensionnel à la densité critique  $n_c$ ,  $f_1$  la fonction d'échelle et  $b$  un exposant critique. On a également une symétrie de la résistivité par rapport à la densité de part et d'autre de la transition :

$$\frac{\rho(T, n_s - n_c)}{\rho_c} = \frac{\rho_c}{\rho(T, n_s - n_c)} \quad (9.37)$$

Et en fonction du champ électrique :

$$\rho(E, n_s) = \rho_c f_2\left(\frac{\delta_n}{E^a}\right) \quad (9.38)$$

où  $a$  est un exposant critique. Cet argument d'invariance d'échelle a été appliqué avec plus ou moins de succès aux différents systèmes bi-dimensionnels.

Des mesures de compressibilité [Dultz et Jiang, 2000][Ilani et al., 2000] montrent que la compressibilité du système considéré change à la transition, ce qui milite en faveur d'un changement thermodynamique du système et donc d'une transition de phase.

Enfin, très récemment, Punnoose et Finkel'stein [Punnoose et Finkel'stein, 2005] ont montré que l'on pouvait expliquer une TMI à 2D en incluant l'effet des interactions à la théorie de la localisation.

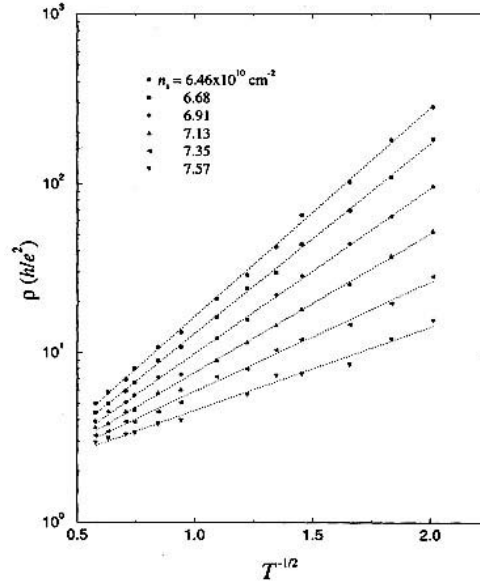


FIG. 9.10 – Résistivité en fonction de  $T^{-\frac{1}{2}}$  pour des gaz 2D dans des MOSFET silicium à des densités proches de la densité critique - mais du côté isolant - à laquelle le système présente une TMI. Tiré de [Mason et al., 1995].

### 9.5.2 Autres explications possibles

Cependant, certains auteurs restent sceptiques quant à l'existence réelle d'une telle TMI. Ils expliquent le comportement métallique et/ou isolant observé par des phénomènes classiques qui ne remettent pas en cause l'argument d'échelle d'Anderson. On expose ici quelques unes de ces théories.

G. Brunthaler et al. [Brunthaler et al., 2001] partent de l'hypothèse que si l'état métallique est un état fondamental à  $T = 0$ , il devrait être issu d'interférences quantiques. Sinon, il serait le résultat d'effets semi-classiques où les électrons ne sont pas cohérents. Ils ont donc comparé, à différentes températures et densités, le temps de collision  $\tau$  des électrons avec le temps de cohérence de phase  $\tau_\phi$ . À basse température,  $\tau_\phi \geq \tau$  et il peut y avoir des interférences quantiques. Les auteurs ont comparé le régime où le temps de cohérence de phase dominait la dynamique au régime "métallique" du système et trouvent que ces deux régimes ne sont pas corrélés. D'où ils déduisent que les interférences quantiques ne sont pas à l'origine de l'état métallique des Si-MOSFETs, contrairement à ce qui a été avancé par S.V. Kravchenko.

B.L. Altshuler et D.L. Maslov [Altshuler et Maslov, 1999] ont proposé un mécanisme plus simple pour expliquer cette décroissance de la résistivité lorsque l'on s'approche de  $T = 0$ , dû à l'ionisation des pièges. Cependant, les gammes de températures sur lesquelles ils développent leur modèle ne couvrent pas celles où la TMI a été expérimentalement étudiée. De plus, les auteurs extrapolent les propriétés étudiées à basse température - notamment l'influence de la tension de grille - à plus haute température, ce qui a été contesté par S.V. Kravchenko et collaborateurs [Kravchenko et al., 1999].

Enfin, si l'argument peut se défendre pour des systèmes du type MOSFET silicium, il est peu probable qu'il soit encore valable pour d'autres systèmes, notamment en ce qui concerne les hétérojonctions qui contiennent très peu de défauts.

Das Sarma et collaborateurs [Klapwijk et Sarma, 1999] [Sarma et Hwang, 2000] ont proposé un scénario fondé sur la diffusion des électrons sur les ions chargés situés à l'interface oxyde/semiconducteur. Ils expliquent alors qualitativement la région métallique observée expérimentalement.

Enfin, des scénarii de percolation ont également été avancés [Meir, 1999]. Meir considère le système comme un milieu inhomogène constitué de grains d'électrons - ou de trous - connectés par des points contact quantiques. Cette théorie rend bien compte de l'allure des résultats expérimentaux près de la transition, mais n'explique par l'amplitude de la chute de résistance observée.

Qu'il y ait réellement transition de phase ou non, le rôle des interactions entre les électrons est prépondérant, comme le montre la forme de la dépendance de la résistivité en fonction de la température (figure (9.10)) du côté isolant. Puisque plusieurs auteurs [Perez-Garrido et al., 1997] [Mason et al., 1995] ont trouvé une dépendance de la résistivité avec la température compatible avec un VRH de type Efros-Shklovskii, on peut penser que l'on a une phase hautement corrélée.

## Conclusion

A température finie, un isolant d'Anderson suit les lois suivantes :

- $T > T_{\Delta}$  **Loi de Mott**  $\rho(T) = \rho_0 \exp\left(\left(\frac{T_{0M}}{T}\right)^{\frac{1}{d+1}}\right)$
- $T < T_{\Delta}$  **Loi d'Efros et Shklovskii**  $\rho(T) = \rho_0 \exp\left(\left(\frac{T_{0ES}}{T}\right)^{\frac{1}{2}}\right)$

Cependant, ni la modélisation de Mott ni celle d'Anderson ne correspondent à ce qui est observé expérimentalement. En effet on ne peut passer sous silence le rôle du désordre ni celui des interactions entre électrons, qui s'étendent au-delà de ce qui est prévu par Mott. Pour comprendre les TMI, il faut inclure les deux effets, ce qui rend le sujet difficile, et on peut considérer qu'au jour d'aujourd'hui le problème n'est pas résolu [Belitz et Kirkpatrick, 1994].

Cette approche "traditionnelle" est par ailleurs compliquée par les expériences de Kravchenko qui semblent indiquer la possibilité d'une TMI à 2D qui n'était pas prévue par la théorie de la localisation telle que développée par Abrahams, Anderson, Licciardello et Ramakrishnan. Ces expériences dans des systèmes très propres, avec des densités électroniques faibles et où les interactions entre électrons jouent un rôle prépondérant soulèvent donc des problèmes théoriques - la dimension 2 en tant que dimensionnalité critique pour les TMI - et expérimentaux - très basses températures et possibilité de phénomènes parasites - qui méritent intérêt et investigation.

C'est ce que nous avons tenté de faire dans cette partie de la thèse avec un système plus traditionnel et non intrinsèquement bi-dimensionnel. Les chapitres suivants tenteront d'établir le régime de conduction suivi par des films minces d'isolants de Mott-Anderson à 3D et 2D, ainsi que la transition entre ces deux situations.

## Chapitre 10

# Échantillons pour l'étude de la Transition Métal-Isolant

Pour étudier la transition métal-isolant, nous avons synthétisé de nombreux échantillons. Leurs composition et épaisseur sont données dans le tableau 10.1. Pour chaque échantillon nous avons donné la composition et l'épaisseur visée ainsi que celles obtenues effectivement tel que mesuré par RBS (cf. section 1.2.1). Une série d'échantillons comporte 4 échantillons ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  et  $\delta$ ) synthétisés dans un même "run". Les échantillons "CKxx" sont de type trapèze, et ceux nommés "Axx" sont de géométrie annulaire.

Pour les échantillons trapézoïdaux, nous avons fabriqué essentiellement deux types de séries : dans le premier cas (CK6, CK8, CK9, CK10, CK13), la composition était fixée et l'épaisseur variait d'un échantillon à l'autre. L'avantage est alors que l'on espère s'affranchir des problèmes de reproductibilité d'une évaporation de NbSi à une autre. On compare en épaisseur des échantillons dont on peut espérer qu'ils ont une composition proche. Ceci est d'ailleurs confirmé par l'analyse en R.B.S. puisque la composition ainsi mesurée, même si elle ne correspond pas toujours en valeur absolue à la composition visée<sup>1</sup>, donne des résultats homogènes sur les quatre échantillons d'une série, à l'incertitude de la méthode près. L'autre type de série (CK11 et CK15) faisait varier la composition pour une épaisseur donnée constante, en l'occurrence 12.5 nm. Elles ont principalement servies à compléter les courbes que nous avons pour cette épaisseur avec d'autres compositions. La composition a, là aussi, été vérifiée par R.B.S..

La série des échantillons annulaires A5 a avant tout été synthétisée afin d'étudier les saturations de la résistance que nous observons à basse température (voir section 11.3). Tous les échantillons de cette série ont été synthétisés simultanément et ont la même épaisseur. Ils ont cependant des rayons différents et donc des volumes différents.

---

<sup>1</sup>En effet, nous avons eu quelques problèmes concernant la reproductibilité des évaporations pendant la durée de ce travail. Sauf mention contraire, comme mentionné précédemment, nous avons cependant confiance en l'homogénéité et la qualité de l'évaporation pour une série donnée. L'équipe dans son ensemble a fourni un gros effort pour améliorer ceux-ci grâce à de nouveaux dispositifs de contrôle de l'évaporation, des taux d'évaporation plus faibles et l'installation de nouveaux canons à électrons. Ces efforts n'ont malheureusement porté leur fruit que sur la fin de cette thèse. C'est pourquoi on a choisi ici, sauf mention contraire, de faire confiance à la concentration en niobium des films donnée par l'analyse en R.B.S..



Échantillon	Composition visée	Composition RBS	Épaisseur visée (Å)	Épaisseur RBS (Å)
CK6 $\alpha$	8.9%	8.4%	500	500
CK6 $\beta$	8.9%	8.4%	250	265
CK6 $\gamma$	8.9%	8.5%	125	125
CK6 $\delta$	8.9%	8.4%	1000	1030
CK8 $\alpha$	9.2%	9.0%	500	485
CK8 $\beta$	9.2%	9.1%	250	255
CK8 $\gamma$	9.2%	9.2%	125	125
CK8 $\delta$	9.2%	9.1%	1000	970
CK9 $\alpha$	9.0%	8.9%	500	485
CK9 $\beta$	9.0%	9.0%	250	250
CK9 $\gamma$	9.0%	8.9%	125	125
CK9 $\delta$	9.0%	8.8%	1000	1000
CK10 $\alpha$	10.0%	10.0%	500	471
CK10 $\beta$	10.0%	9.9 %	250	250
CK10 $\gamma$	10.0%	10.1%	125	125
CK10 $\delta$	10.0%	10.1%	1000	965
CK11 $\alpha$	14.0%	14.2%	125	125
CK11 $\beta$	13.0%	13.2%	125	130
CK11 $\gamma$	12.0%	12.1%	125	130
CK11 $\delta$	11.0%	10.9%	125	130
CK13 $\alpha$	10.0%	10.0%	250	250
CK13 $\beta$	10.0%	10.1%	200	200
CK13 $\gamma$	10.0%	10.0%	175	180
CK13 $\delta$	10.0%	10.0%	150	150
CK15 $\alpha$	11.3%	11.1%	125	120
CK15 $\beta$	11.6%	11.4%	125	120
CK15 $\gamma$	12.0%	12.1%	125	120
CK15 $\delta$	12.5%	11.7%	125	125
A5 $\alpha$	10.5%	10.5%	125	125
A5 $\beta$	10.5%	10.5%	125	125
A5 $\gamma$	10.5%	10.5%	125	125
A5 $\delta$	10.5%	10.5%	125	125

TAB. 10.1 – Tableau récapitulatif des échantillons étudiés pour la TMI. Les compositions données sont celles en niobium.

Toutes les expériences décrites ici ont été menées au C.S.N.S.M., et plus particulièrement dans le cryostat spécialement réhabilité pour cette étude, descendant jusqu'à 6 mK (voir section 1.4) à l'exception de l'échantillon A5 étudié par Laurent Bergé dans le cryostat "dillette".

Puisque l'on s'intéresse à la fois à des échantillons 3D et 2D, toutes les résistances données dans cette partie sont, *sauf mention contraire*, des résistances telles que mesurées et non pas des résistances carrées. De même pour les conductivités, on considérera principalement des grandeurs au sens du 3D.

# Chapitre 11

## Résultats expérimentaux sur la TMI

### Introduction

Le but de ce chapitre est d'étudier l'influence de la réduction en épaisseur des échantillons au voisinage de la TMI. En effet, on peut se demander ce qui se passe lorsque l'on part d'un échantillon métallique épais et qu'on l'amincit progressivement. La théorie de la localisation, on l'a vu, prédit que l'échantillon deviendra isolant, mais la question est de savoir comment et en-dessous de quelle longueur caractéristique.

La TMI sur le  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  a déjà été étudiée par de nombreux groupes y compris le nôtre (voir entre autres : [Hertel et al., 1983] [Bishop et al., 1985] [Carini et al., 1996] [Lee et al., 1998] [Lee et al., 2000] [Marnieros et al., 2000] [Helgren et Grüner, 2001]). Ce qui le rend particulièrement intéressant pour cette étude est que **ce matériau est stable**, à la fois en température, en composition - il ne présente pas de ségrégation quelle que soit la composition - et en épaisseur - les films les plus minces que nous ayons étudiés sont continus, non granulaires et homogènes. On peut également y induire la TMI de diverses manières : composition, épaisseur, recuit, ou irradiation. Nous allons brièvement les passer en revue dans cette introduction.

**Effet de la composition** Les films tri-dimensionnels de NbSi sont connus pour subir une transition métal-isolant induite par la composition entre 9% et 11% de niobium selon la méthode de synthèse (co-évaporation ou co-sputtering) [Dumoulin et al., 1993] [Bishop et al., 1985] [Lee et al., 2000].

La figure (11.1) montre les transitions supraconducteur-métal et métal-isolant pour des échantillons de 100 nm. Ainsi, pour des **échantillons tri-dimensionnels**<sup>1</sup>, on peut définir les transitions en composition :

- |   |
|---|
| <ul style="list-style-type: none"><li>* <math>x &lt; 9\%</math> état isolant d'Anderson</li><li>* <math>9\% &lt; x &lt; 12\%</math> état métallique</li><li>* <math>12\% &lt; x</math> état supraconducteur</li></ul> |
|---|

<sup>1</sup>Nous reviendrons plus loin sur la notion de dimensionnalité des échantillons.

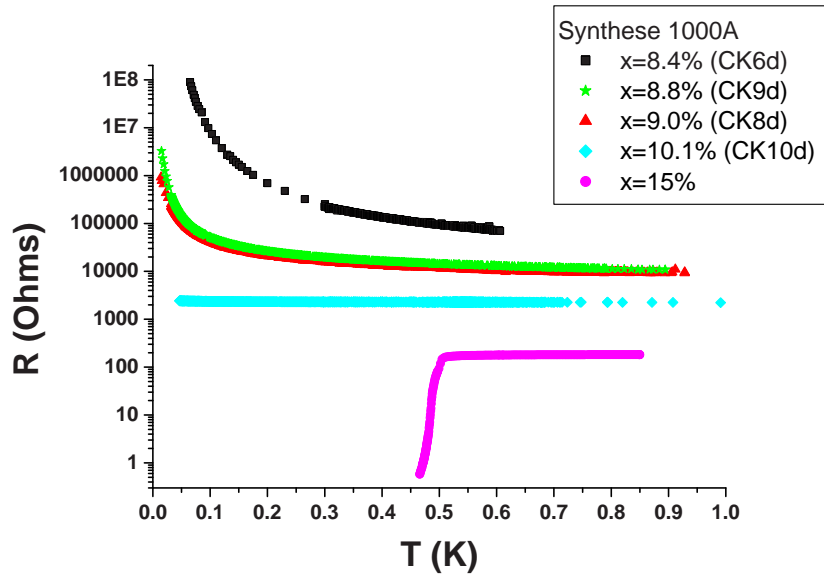


FIG. 11.1 – Transition supra-métal-isolant induite par la composition  $x$  en niobium pour des échantillons de 100 nm. Suivant la proportion de niobium dans le composé, celui-ci peut être soit isolant, soit métallique ou encore supraconducteur.

La principale différence entre ces trois phases vien de l'extrapolation de la résistance à température nulle :

- ★ **Isolant d'Anderson** :  $\lim_{T \rightarrow 0} R(T) = +\infty$
- ★ **Métal** :  $\lim_{T \rightarrow 0} R(T) = R_0$
- ★ **Supraconducteur** :  $\lim_{T \rightarrow 0} R(T) = 0$

Dans la suite, nous allons voir comment la TMI induite par le changement de composition est affectée par l'épaisseur des films minces considérés.

**Effet de l'épaisseur** Diminuer l'épaisseur d'un film de NbSi revient à augmenter le désordre, ce qui, on l'a vu, renforce la localisation et tend à augmenter le caractère isolant du film. La figure (11.2) montre cette TMI induite par l'épaisseur pour une composition de 10% en niobium. La transition a alors lieu vers  $d_c = 15$  nm. Nous reviendrons beaucoup plus amplement sur cette transition dans les sections suivantes.

**Effet de l'irradiation** Des travaux précédents dans l'équipe ont montré qu'en irradiant un échantillon de NbSi métallique, on le rendait plus résistif, jusqu'à, éventuellement, le faire transiter et le rendre isolant [Juillard, 1999] [Dressaire, 2004]. Cela est dû au fait que l'irradiation relaxe les contraintes qui se sont accumulées lors de la synthèse. Alors, la figure d'interférence donnant lieu à la localisation est modifiée et il a été montré théoriquement qu'au premier ordre, cela donnait lieu à une diminution de la conductance locale et donc à un comportement plus isolant à l'échelle macroscopique [Béal et Friedel, 1964].

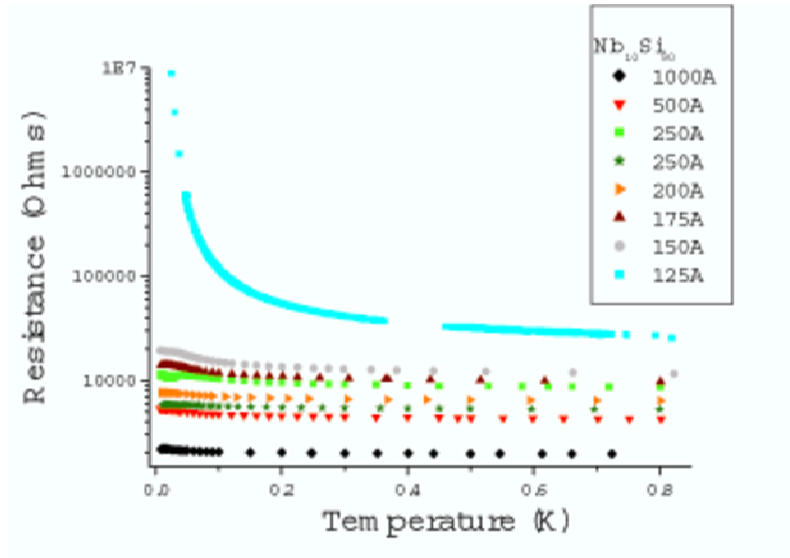


FIG. 11.2 – Transition métal-insulant induite par l'épaisseur pour des échantillons de 10% en niobium.

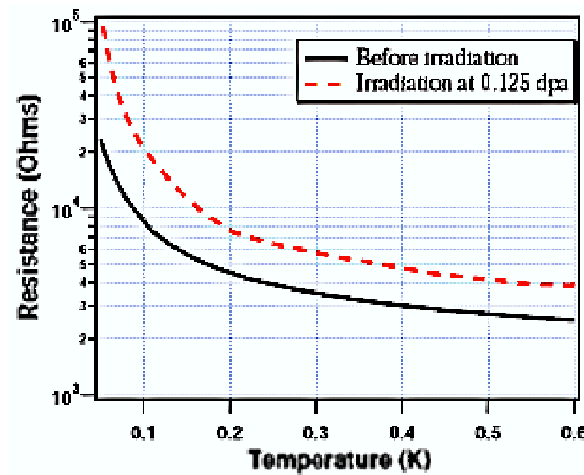


FIG. 11.3 – Effet de l'irradiation sur un film de  $Nb_{8.5}Si_{91.5}$  de 100 nm : le caractère isolant est renforcé par une irradiation par des ions  $Si^+$  produisant une dose de 0.125 dpa (déplacements par atome).

La figure (11.3) montre l'effet d'une irradiation de  $4 \cdot 10^{-13}$  ions/cm<sup>2</sup> (0.125 dpa - Déplacements Par Atome) par des ions silicium de 300 keV sur un film de 8.5% de 100 nm. L'irradiation modifie la résistance  $R_0$  et la température  $T_0$  caractéristiques des lois de variation de l'isolant d'Anderson :  $R(T) = R_0 \exp\left(\left(\frac{T_0}{T}\right)^n\right)$ .

Cette propriété des couches de NbSi est très appréciable pour ajuster les comportements résistifs des films. En effet, la composition visée n'est, pour des raisons diverses, pas toujours atteinte ; mais si l'échantillon réel est trop métallique par rapport à la consigne initiale, l'irradiateur fournit un outil commode pour s'approcher du comportement résistif voulu. Nous n'avons cependant pas utilisé cette propriété dans le cadre de ce travail. En revanche, nous avons utilisé dans certains cas l'irradiation pour rendre les bords de l'échantillon suffisamment isolants pour s'affranchir des effets de bord dont on soupçonnait l'existence (section 3.6).

**Effet du recuit** Le recuit à une température supérieure à celle de l'évaporation (typiquement  $50^\circ\text{C}$ ), conduit à une relaxation des contraintes de manière analogue à ce qui se produit pendant une irradiation [Marnieros, 1998] [Juillard, 1999]. Les recuits rendent donc les échantillons plus isolants.

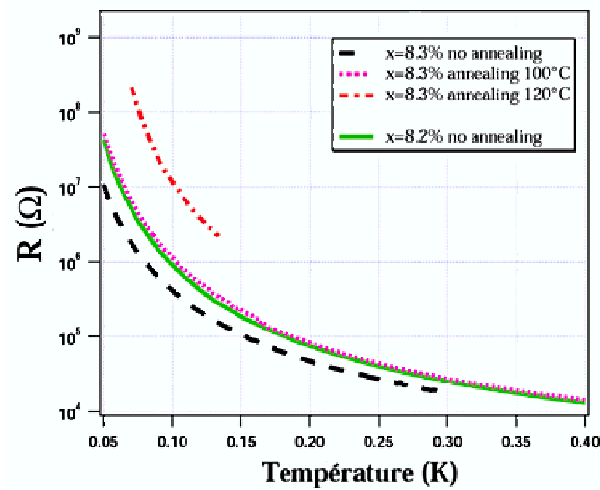


FIG. 11.4 – Effet d'un recuit sur un film de NbSi : après un recuit à  $100^\circ\text{C}$  le film de composition 8.3% en niobium se comporte comme un film de composition 8.2%. Le caractère isolant est encore accentué après un recuit à  $120^\circ\text{C}$ .

La figure (11.4) montre l'effet d'un recuit sur un film de  $\text{Nb}_{8,3}\text{Si}_{91,7}$  d'épaisseur 600 nm. Un recuit à  $100^\circ\text{C}$  lui fait atteindre les mêmes caractéristiques résistives qu'un échantillon de  $\text{Nb}_{8,2}\text{Si}_{91,8}$  de même épaisseur. Un recuit supplémentaire à  $120^\circ\text{C}$  amplifie encore le phénomène. Pour des recuits allant jusqu'à  $150^\circ\text{C}$ , le système NbSi amorphe est stable, c'est-à-dire qu'il ne présente aucune ségrégation des composants.

L'intérêt de l'irradiation ou du recuit pour l'étude des transitions de phase est de gouverner la transition à travers un paramètre équivalent à la composition mais maîtrisé plus finement.

## 11.1 Qu'est-ce qu'un métal ?

Avant d'analyser nos résultats, il nous paraît utile de nous attarder quelque peu sur la notion de métal. La définition d'un métal est généralement liée à celle que l'on donne d'un isolant. Et celle-ci varie d'une communauté à l'autre. Rigoureusement parlant, est métallique un composé dont la résistance à température nulle est finie, alors qu'un isolant possède une résistance infinie au zéro absolu. Comme on ne peut pas, expérimentalement, atteindre une telle température, l'expérimentateur est obligé de trouver des critères pour juger qu'un composé est métallique ou isolant.

Dans le **domaine de la transition supraconducteur-isolant** en dimension 2, on l'a vu dans la deuxième partie, il est communément admis qu'est isolant tout composé présentant une résistance croissante lorsque l'on abaisse la température. Le critère est alors fondé sur le TCR ("Temperature Coefficient of Resistance") :

- ★ un **TCR négatif** est assimilé à un comportement **isolant**
- ★ alors qu'un **TCR positif** aux plus basses températures est le signal d'un comportement **supraconducteur**.

Ceci repose sur le fait que l'on suppose qu'à deux dimensions, un composé ne peut exister que sous forme d'isolant ou de supraconducteur.

De manière analogue, S.V. Kravchenko et collaborateurs [Kravchenko et al., 1994] considèrent pour leurs gaz d'électrons bidimensionnels qu'un **comportement "réellement" métallique** correspond à un **TCR positif ou nul**<sup>2</sup>.

### 11.1.1 Localisation faible à 3D

Dans le domaine de la **transition métal-isolant**, le critère de séparation est plus flou. En effet, si on reprend la théorie de la localisation - faible - à 3D, un calcul en perturbation donne, on l'a vu [Abrahams et al., 1979], une conductance :

$$\sigma_{3D}(T) = \sigma_0 + \frac{e^2}{a\hbar\pi^3} T^{p/2} \quad (11.1)$$

où  $\sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m}$  la conductance du modèle de Drude et  $a$  une constante numérique ( $a = \frac{\pi}{2}$  pour des électrons sans interaction). Pour des effets peu importants du désordre, le caractère métallique ou isolant n'est pas déterminé par le fait que l'on soit ou non dans le régime de la localisation faible, mais par la conductance de Drude, le deuxième terme dû au désordre n'étant qu'une correction au premier. Ainsi Stupp et collaborateurs [Stupp et al., 1993] extrapolent-ils la conductance de leurs échantillons à  $T = 0$  pour conclure quant à la métallicité de ceux-ci (figure (11.5)). Dans ce cas, **un TCR négatif peut donc également être compatible avec un état métallique**.

Carini et collaborateurs [Carini et al., 1996] [Lee et al., 2000] se sont eux fondés sur la théorie des transitions de phase quantiques pour établir un critère de TMI. Ils étudient la TMI d'un alliage induite par la composition. Proche de la TMI, l'alliage désordonné a une conductance à température nulle :

$$\sigma(x, T = 0, \omega = 0) = \frac{e^2}{h\xi(x)} \quad (11.2)$$

---

<sup>2</sup>Feng et collaborateurs ont cependant rapporté un comportement métallique associé à un TCR négatif dans des MOSFETs silicium [Feng et al., 2001].

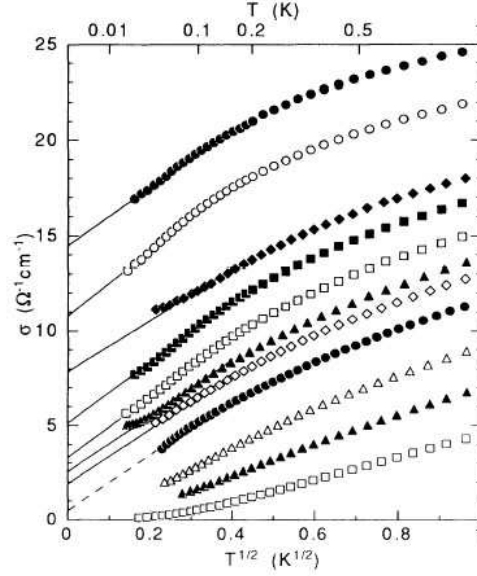


FIG. 11.5 – Conductivité en fonction de la racine carrée de la température pour des échantillons de Si :P de différentes concentrations [Stupp et al., 1993]. Les échantillons ayant une conductivité s'extrapolant à une valeur finie et positive à  $T = 0$  sont considérés comme métalliques (lignes pleines), la transition a lieu au voisinage de la ligne en pointillés et les échantillons moins conducteurs sont isolants.

où  $x$  est la composition de l'alliage et  $\xi$  la longueur de corrélation. Les fluctuations quantiques ont alors un temps caractéristique donné par :

$$\tau_{\xi} \propto \xi^z \quad (11.3)$$

où  $z$  est l'exposant dynamique. Ce temps diverge près de la transition, et alors la conductivité va être dominée par une autre échelle de temps définie par l'énergie thermique :

$$\tau = \frac{\hbar}{k_B T} \quad (11.4)$$

ce qui donne une longueur de coupure donnée par la longueur thermique<sup>3</sup> :

$$l_T = \left( \frac{\hbar}{k_B T} \right)^{1/z} \quad (11.5)$$

<sup>3</sup>Cela revient à dire, dans le langage des transitions de phase quantiques, que, puisqu'un système quantique de dimension  $d$  est équivalent à un système *classique* de dimension  $d+1$  ayant une extension donnée par  $\hbar\beta = \frac{\hbar}{k_B T}$  dans la dimension supplémentaire, le système commence à ressentir les effets d'une réduction de dimensionnalité uniquement près du point critique. La température donne alors la longueur limitante du système et on a un effet de taille finie dû au fait que l'on n'atteint pas le zéro absolu [Sondhi et al., 1997].

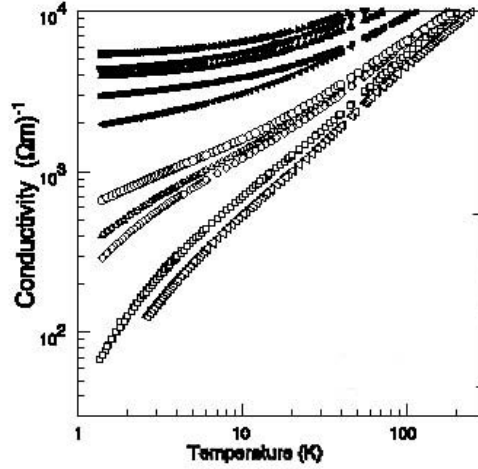


FIG. 11.6 – Conductivité en fonction de la température pour des échantillons de NbSi avec une concentration variable en niobium [Lee et al., 2000]. Les courbes avec des symboles pleins sont considérés comme métalliques, ceux en symboles ouverts comme isolants. L'échantillon représenté par des ronds  $\circ$  a une composition proche de la composition critique.

Ainsi, la conductivité va se comporter comme :

$$\sigma(x \simeq x_c, T, \omega = 0) = \frac{e^2}{h l_T} \propto T^{1/z} \quad (11.6)$$

Ainsi, à la concentration critique, on s'attend à une conductivité variant en  $T^{1/z}$  sur une large gamme de température. C'est ce critère que Carini et collaborateurs considèrent pour définir la TMI. La figure (11.6) montre la distinction qu'ils opèrent alors entre un comportement métallique et un comportement isolant. Il faut noter que, là encore, **un TCR négatif est tout à fait compatible avec un état métallique.**

### 11.1.2 Localisation faible à 2D

Dans le cas de la dimension deux, la théorie de la localisation faible prédit une conductance variant comme :

$$\sigma_{2D} = \sigma_0 + \alpha \ln(L) \quad (11.7)$$

où  $L$  est la taille du système, mais cette expression est uniquement valable lorsque le deuxième terme est petit devant le premier. Ceci explique entre autres que, plus le système est sale ( $\sigma_0$  faible), plus la taille du système à partir de laquelle celui-ci ressent les effets de la localisation est petite.

En termes de dépendance en température, ceci implique que :

$$\sigma_{2D}(T) = \sigma_0 + \frac{e^2}{4\pi^2} \frac{p}{2} \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (11.8)$$



Cependant, s'agissant d'un *développement en perturbation* autour de la conductance de Drude, ce modèle ne peut totalement rendre compte de la TMI pour laquelle on tend vers une conductance nulle. Ainsi, la localisation faible à 2D rend-elle compte d'un système *métallique* auquel le désordre et les interactions introduisent une correction de type localisation. Rigoureusement, elle ne peut pas dire si les effets du désordre vont être assez fort pour localiser toutes les fonctions d'onde à  $T = 0$ .

## 11.2 Présentation de nos résultats

Avant toute analyse, nous allons présenter les résultats des deux approches complémentaires que nous avons eues pendant ce travail :

- ★ Dans la première nous avons pris une **épaisseur constante et fait varier la concentration** en niobium de nos films. Nous avons quatre séries correspondant à quatre épaisseurs différentes : 125, 250, 500, et 1000 Å. Les résultats les plus complets ayant été obtenus pour les échantillons de 125 Å, ce sont ceux-ci que nous détaillerons dans cette section. Ils sont donnés figure (11.7). On notera l'important accroissement en résistance entre les échantillons de composition 10.1% et 10.9% en niobium.
- ★ Dans la seconde nous avons considéré une **composition fixe et fait varier l'épaisseur des films minces** de NbSi. La figure (11.8) donne les résultats de cette approche lorsque la composition est fixée à 10%.

### 11.2.1 Contrôle de la composition pour la série à épaisseur fixée

Pour la série des échantillons de 125 Å dont on fait varier la composition, la connaissance précise de celle-ci est particulièrement importante. Nous avons donc cherché à la déterminer avec précision.

Comme nous l'avons vu dans la première partie expérimentale, nous avons plusieurs moyens d'évaluer la composition de nos échantillons :

- ★ la composition de consigne qui gouverne la régulation des quartz pendant l'évaporation des échantillons,
- ★ le taux d'évaporation réel tel que lu par le dispositif de contrôle des quartz. Celui-ci peut différer du premier lorsqu'il y a des problèmes de régulation des sources par le pilote à quartz,
- ★ l'analyse R.B.S. qui donne la composition en niobium à 0.1% près.

Ces déterminations de la composition étant insuffisamment précises pour avoir une détermination fine du comportement critique de nos échantillons, nous avons opté pour une méthode plus phénoménologique qui consiste à comparer, à *épaisseur fixée*, les conductivités à 4.2 K qui sont reliées à la composition de nos films. Cette relation est déterminée empiriquement par une statistique sur l'ensemble des échantillons. Ceci permet de s'affranchir des incertitudes liées à l'analyse R.B.S. de la composition.

Pour des échantillons isolants, c'est-à-dire fortement localisés à basse température, les effets de la localisation se manifestent jusqu'à très haute température, et la conductivité à 4.2 K n'est sans doute pas une bonne mesure de la composition. Il aurait pour cela fallu faire une étude plus précise de la conductivité à plus haute température. La conductivité à 77 K serait sans doute alors une bonne mesure de la composition réelle en niobium pour *tous* les échantillons, "métalliques" aussi bien qu'isolants. Conscients

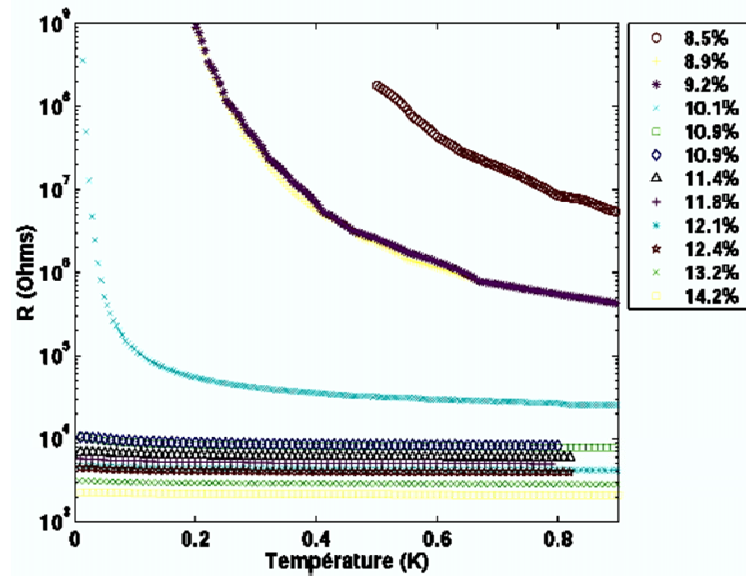


FIG. 11.7 – Résistance en fonction de la température pour tous les échantillons d'épaisseur 125 Å. La légende donne la composition en niobium que nous avons fait varier entre 8.5 et 14.2%. Tous les échantillons ont la même géométrie.

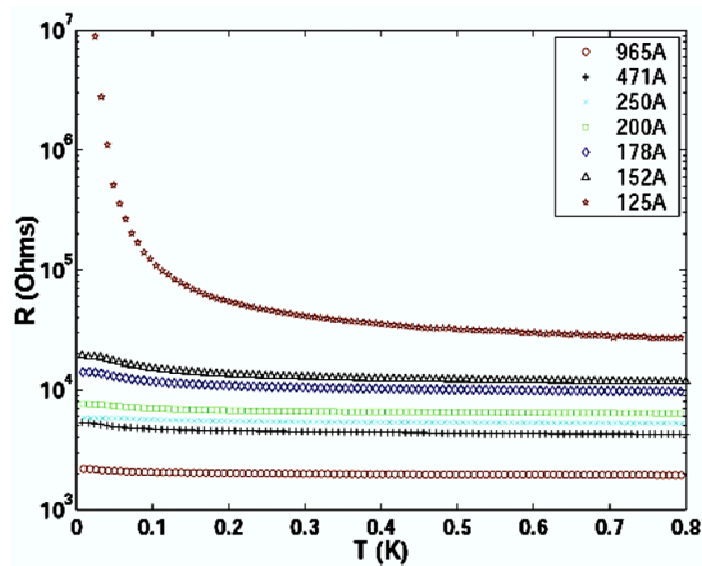


FIG. 11.8 – Résistance en fonction de la température pour les échantillons de composition 10% en niobium. La légende donne l'épaisseur de l'échantillon que nous avons fait varier de 125 Å à 965 Å. Tous les échantillons ont la même géométrie.

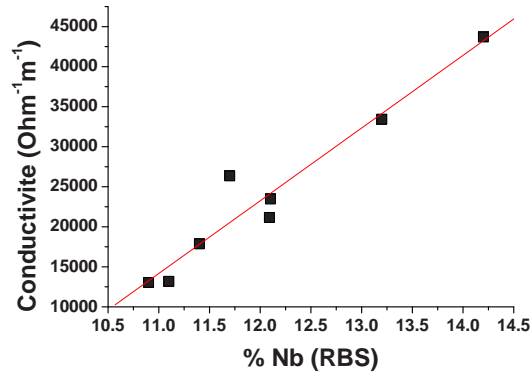


FIG. 11.9 – Conductivité à 4.2 K en fonction de la composition mesurée par R.B.S. pour les échantillons "métalliques" de 125 Å.

de la limite de la méthode, nous ne l'avons mise en application *que dans le cas des échantillons "métalliques" d'épaisseur 125 Å.*

En pratique, on effectue une régression linéaire de la conductivité à 4.2 K en fonction de la composition en niobium mesurée par R.B.S. pour l'ensemble des données tel que montré figure (11.9). La plupart des points sont sur cette droite à la précision estimée de la R.B.S.. Pour ceux-ci, la méthode affine la précision sur la composition en niobium  $x$ . Pour les autres points, on considère qu'il y a eu un problème lors de l'analyse R.B.S. et on choisit  $x$  donné par  $\sigma_{4.2K}$ . On obtient les compositions corrigées indiquées dans le tableau 11.1.

Échantillon	Composition RBS (%Nb)	Composition recalculée (%Nb)
CK11 $\alpha$	14.2%	14.2%
CK11 $\beta$	13.2%	13.2%
CK11 $\gamma$	12.1%	12.1%
CK11 $\delta$	10.9%	10.9%
CK15 $\alpha$	11.1%	10.9%
CK15 $\beta$	11.4%	11.4%
CK15 $\gamma$	12.1%	11.8%
CK15 $\delta$	11.7%	12.4%

TAB. 11.1 – Correction en composition via la conductivité mesurée à 4.2 K pour les échantillons "métalliques" de 125 Å.

On voit que les corrections en composition affectent uniquement la série CK15, et de manière non systématique. On peut donc supposer que la composition de cette série

n'a pas été bien contrôlée par R.B.S., pour une raison indéterminée<sup>4</sup>. La figure (11.7) prend en compte ces changements en composition.

### 11.2.2 Existence de saturations à basse température

Les figures (11.7) et (11.8) montrent que nous observons deux régimes distincts, que l'on varie l'épaisseur ou la composition. Dans le premier, la variation de la résistance avec la température est particulièrement marquée, alors que dans le deuxième celle-ci est relativement faible. Par ailleurs, dans ce second régime, nous avons observé une saturation de la résistance à basse température, et ce jusqu'aux plus basses températures mesurées ( $T < 10$  mK), comme le montre la figure (11.10). Ces saturations apparaissent typiquement en-dessous de 50 mK, alors même que les échantillons plus isolants mesurés simultanément ne s'éloignent pas d'une courbe régulière : l'échantillon ( $x=10.1\%$ ,  $d=125$  Å) ne présente aucun signe de saturation, même à 10 mK (voir figure (11.7)).

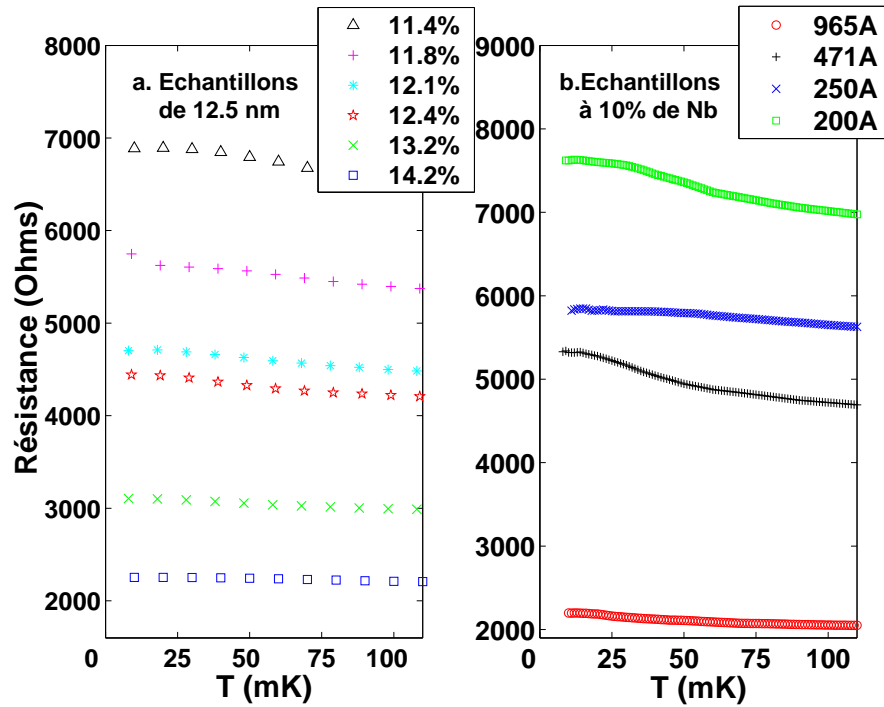


FIG. 11.10 – Résistance basse température pour les échantillons présentant une saturation a. dans la série des échantillons à épaisseur constante (125 Å) et b. dans la série des échantillons à composition fixée (10% en niobium). On voit que la résistance varie peu dans cette gamme de température et on peut se demander si la saturation observée en dessous de 50 mK typiquement a une origine physique.

<sup>4</sup>Il se peut que la qualité des plaquettes de LiF utilisées pour les analyses R.B.S. de cet échantillon soit en cause.

La prochaine section s'attache à montrer que ces saturations ne peuvent pas s'expliquer par une puissance parasite connue, ni par un effet de chauffage. Ainsi, si ces saturations de la résistance à basse température sont intrinsèques, nous sommes alors tentés de qualifier ce comportement de "métallique" et d'envisager une "transition métal-isolant" dans nos échantillons.

### 11.3 Étude des saturations de la résistance à basse température près de la TMI

Ces saturations basse température de la résistance sont généralement interprétées comme des artefacts expérimentaux. Les effets pouvant être incriminés dans notre cas sont :

- ★ Les **inhomogénéités** qui mettent en parallèle avec l'essentiel du film à la bonne composition des chemins de conduction plus métalliques très résistifs - donc négligeables à haute température - mais dominants à basse température. Elles peuvent être de plusieurs types :
  - les effets de bord dus à l'usage de masques mécaniques devant deux sources Nb et Si distinctes (voir section 1.1)
  - les inhomogénéités suivant l'épaisseur dues à la dérive de la sensibilité des quartz pendant la durée de l'évaporation, typiquement 1 min pour un échantillon de 125 Å
  - au pire, des petits "flashes" de niobium liés à une instabilité accidentelle de la source. Dans ces cas rares, le dépôt est interrompu pendant l'instabilité (volet d'évaporation fermé) et l'échantillon est considéré comme suspect.
- ★ La **puissance parasite** pouvant être apportée par le cryostat ou par la mesure en elle-même. En effet, le courant injecté dans l'échantillon pour mesurer sa résistance étant fini, on envoie sur celui-ci une puissance  $P = VI$  qui peut chauffer les électrons et induire ainsi une résistance mesurée plus faible que celle attendue pour une puissance de mesure nulle. De même, le rayonnement parasite résiduel du cryostat pourrait être une source de chauffage. Cependant, nous avons porté un soin tout particulier pour le minimiser.

Avant toute discussion, nous rappelons (voir sections 1.4 et 1.5) que nous avons fait un effort expérimental important pour limiter la puissance parasite dans notre cryostat "6 mK" :

- ★ peinture anti-IR à divers endroits pour limiter le rayonnement des parties "chaudes" du cryostat
- ★ interruption des câbles coaxiaux pour limiter les effets "guide d'onde"
- ★ nombreuses thermalisations des fils de mesures
- ★ filtrage des fils de mesures par des filtres Murata.

Par ailleurs nous soulignons que nous avons deux thermomètres (une RuO<sub>2</sub> et une Carbon Glass), l'un basse impédance et l'autre plus haute impédance qui ne s'écartent pas de leur loi théorique jusqu'aux plus basses températures. De plus, le groupe effectuée dans un cryostat analogue, situé dans la même pièce que le cryostat "6 mK", des études sur des bolomètres qui descendent jusqu'à 15 mK<sup>5</sup>, alors qu'un soin moindre y a été

---

<sup>5</sup>Les bolomètres sont alors couplés à la source froide par une fuite thermique du même ordre que le couplage électron-phonon des couches minces thermométriques NbSi.

pris concernant la protection contre les puissances parasites.

Ces considérations sont autant d'arguments expérimentaux en faveur d'une saturation intrinsèque de nos films. Cependant, afin de nous convaincre totalement que les résistances que nous mesurons ne sont pas biaisées par les artefacts mentionnés plus haut, nous avons fait une expérience complémentaire et quelques calculs pour tester ces effets.

### 11.3.1 Exclusion des effets de bord

Pour s'affranchir des effets de bords, nous avons considéré une série d'échantillons annulaires (série A5) de composition 10.5% en niobium et d'épaisseur 125 Å, c'est-à-dire très proches de la transition métal-isolant. Les quatre échantillons de la série (A5 $\alpha$ , A5 $\beta$ , A5 $\gamma$  et A5 $\delta$ ) sont synthétisés simultanément et sont donc *identiques*, à ceci près qu'ils ont des volumes différents : l'anneau intérieur (A5 $\alpha$ ) est dans un rapport de volume de 3.4 avec l'anneau extérieur (A5 $\delta$ ). Ils ont été étudiés dans le cryostat "dillette" avec l'ORPX Barras puis un montage de lock-in.

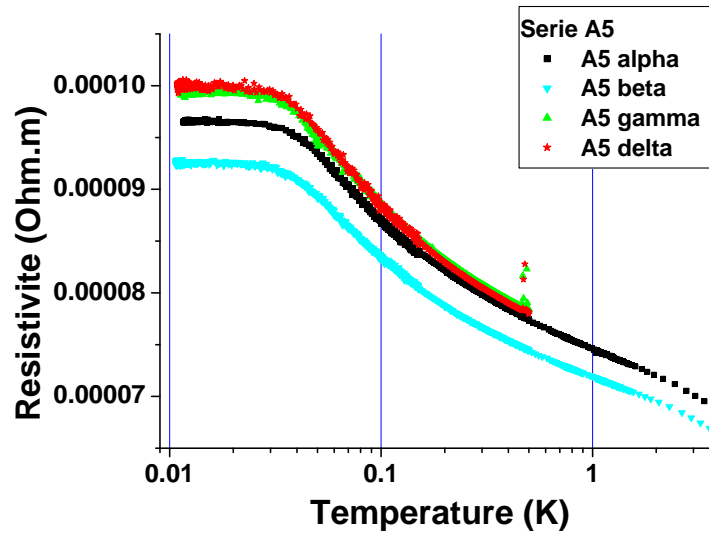


FIG. 11.11 – Résistivité en fonction de la température pour les différents échantillons de la série A5.

Le comportement résistif de ces films est donné figure (11.11). Nous observons également, à partir de 40 mK, une saturation de la résistance à basse température. Nous pouvons donc exclure dès à présent le rôle des effets de bord, puisque ces échantillons annulaires n'en ont pas. La figure (11.11) donne la résistivité calculée à partir des valeurs théoriques des paramètres géométriques des échantillons. Or, les masques à secteurs angulaires permettant de faire ces motifs sont fabriqués à l'électroérosion, en des passes successives, si bien que notre connaissance de ces paramètres n'est pas très

bonne. Pour pallier ces difficultés, on peut ajuster la résistivité des courbes expérimentales les unes par rapport aux autres pour voir si une correction raisonnable permet de faire se superposer les courbes. C'est ce qui est montré figure (11.12) avec des facteurs de correction par rapport à la résistance de l'échantillon A5 $\delta$  de :

- 1.0170 pour A5 $\alpha$
- 1.0600 pour A5 $\beta$
- 1.0015 pour A5 $\gamma$
- 1.0000 pour A5 $\delta$

Ces corrections sont très raisonnables et peuvent s'expliquer par les incertitudes que nous avons sur la géométrie des échantillons.

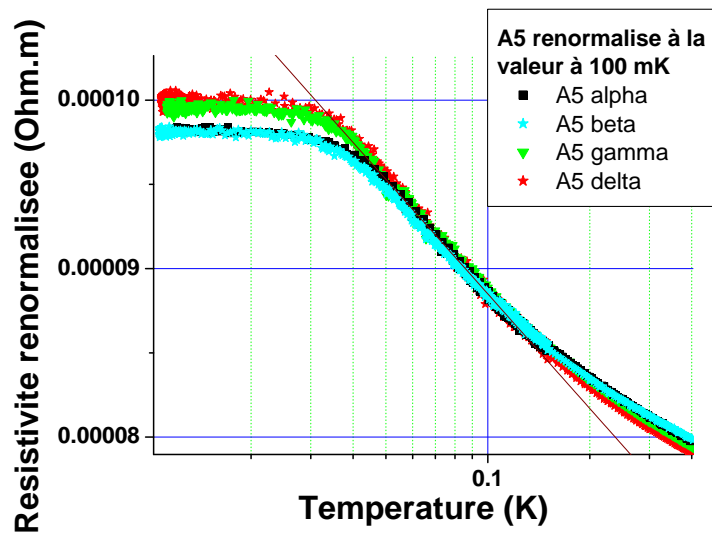


FIG. 11.12 – Résistivité en fonction de la température pour les différents échantillons de la série A5 renormalisée d'un petit facteur pour compenser notre connaissance approximative des paramètres géométriques des échantillons.

Une fois cette correction effectuée, les courbes sont très proches. Les deux échantillons les plus externes (A5 $\gamma$  et A5 $\delta$ ) et les deux plus internes (A5 $\alpha$  et A5 $\beta$ ) ont même des courbes qui se superposent quasi-exactement. Ceci est vérifié par une analyse plus quantitative : les quatre échantillons ont des lois  $\rho(T)$  très proches. Ceci démontre la bonne homogénéité de l'évaporation dans le plan de l'échantillon grâce à la rotation devant les sources. Par ailleurs, cela montre que ce phénomène de saturation de la résistance à basse température a lieu pour des films de volumes très différents, ainsi que de résistances diverses.

### 11.3.2 Effets des inhomogénéités selon l'épaisseur

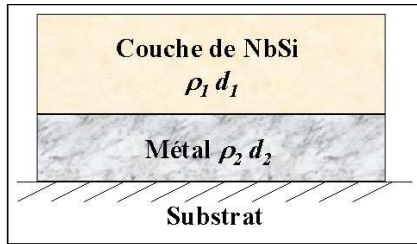


FIG. 11.13 – Modélisation d'une couche plus métallique pouvant court-circuiter à basse température la couche d'intérêt.

Pour étudier l'effet d'un gradient en composition le long de l'épaisseur de l'échantillon, nous avons modélisé un échantillon de 125 Å et considéré l'effet extrême d'une couche métallique - d'épaisseur  $d_2$  et de résistivité constante  $\rho_2 = 7,1.10^5 \Omega.m^{-1}$  - sur une couche de  $Nb_xSi_{1-x}$  - d'épaisseur  $d_1$  et de résistivité  $\rho_1$  - comme schématisé figure (11.13). On fait alors varier la proportion entre  $d_1$  et  $d_2$  dans l'échantillon. Cela revient donc à étudier la résistance équivalente de deux résistances en parallèle :

$$R_{eq} = \frac{\rho_1 \rho_2}{d_1 \rho_2 + d_2 \rho_1} \quad (11.9)$$

Nous avons envisagé deux situations pour le comportement résistif de la couche de NbSi :

- ★ La résistivité a une dépendance logarithmique en fonction de la température type **localisation faible**, comme dans le cas des échantillons annulaires considérés précédemment. Typiquement :  $\rho_1 = 6,7.10^{-5} - 2,2.10^{-5} * \log(T)$ .
- ★ La résistivité a une dépendance exponentielle avec la température type **localisation forte**. Typiquement :  $\rho_1 = 8.10^{-5} * \exp(0.2/T)$ .

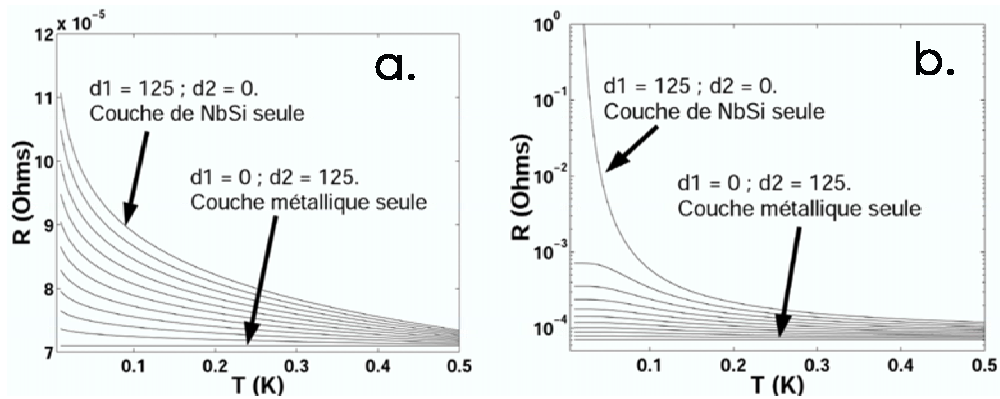


FIG. 11.14 – Influence d'une couche métallique sur le comportement basse température d'un échantillon de NbSi a. dans le cas d'un comportement de localisation faible, b. dans le cas d'un comportement de localisation forte. Les différentes courbes correspondent à une variation de  $d_2$  entre 0 et 125 Å par pas de 12.5 Å.

Les résultats de cette modélisation simple sont donnés figure (11.14) :

- ★ **Dans le cas d'un échantillon peu résistif** exhibant une loi de type  $\rho \propto \log(T)$  (figure (11.14a.)), on voit que la couche métallique ne peut être responsable d'une saturation brusque à basse température.



- ★ **Dans le cas d'un échantillon résistif** loin de la TMI avec une loi de type  $\rho \propto \exp(\frac{T_0}{T})$  (figure (11.14b.)), on voit que la couche métallique peut induire une saturation brutale à basse température, même lorsqu'elle est de faible épaisseur (avec  $d_2 = 1 \text{ \AA}$  on voit encore un effet jusqu'à 40 mK).

Ainsi, pour des échantillons proches de la TMI, avec des lois logarithmiques de variation de la résistance avec la température, comme c'est le cas pour les échantillons annulaires A5, on peut affirmer que les éventuelles inhomogénéités en épaisseur dans l'échantillon ne peuvent pas expliquer les saturations observées, du moins dans la gamme de température considérée. Il faudrait aller à beaucoup plus basse température pour observer les effets d'un éventuel gradient de composition.

Notons que nous avons observé pour nos échantillons trapézoïdaux (voir figure (11.7) par exemple) que les saturations disparaissent lorsque les échantillons sont plus isolants c'est-à-dire justement dans les cas où on aurait pu les expliquer par des inhomogénéités.

Par ailleurs, le modèle précédent s'applique également à une conduction parasite par les bords. Il montre que les échantillons trapézoïdaux utilisés par ailleurs en sont sans doute totalement exempts. Mais nous avons tenu à faire une expérience en géométrie annulaire pour lever totalement le doute.

### 11.3.3 Discussion sur les puissances parasites éventuelles

La saturation de la résistance à basse température peut également être imputable à une puissance parasite envoyée sur l'échantillon. Celle-ci peut être inhérente à l'environnement de la mesure, c'est-à-dire à la puissance résiduelle dans le cryostat, ou peut résulter de la puissance que l'on injecte dans les électrons pour mesurer la résistance.

#### Couplage électron-phonon

Des études antérieures de l'équipe [Marnieros et al., 2000] ont montré qu'à très basse température dans un film de NbSi :

- ★ On peut définir un bain d'électrons isotherme à une température  $T_e$  couplé au bain de phonons à la température  $T_{ph}$  de la source froide par une constante  $g_{e-ph}$  telle que la puissance que reçoit l'échantillon s'exprime :

$$P = VI + P_{parasite} = g_{e-ph} Vol_{film} (T_e^5 - T_{ph}^5) \quad (11.10)$$

- ★ La résistance mesurée  $R = \frac{V}{I}$  ne dépend que de la *température électronique*  $T_e$ . La loi de dépendance  $R(T_e)$  est obtenue à partir d'une calibration à  $P = VI + P_{parasite}$  négligeable, c'est-à-dire, concrètement, à haute température.

Alors, connaissant la loi de dépendance  $R(T_e)$  théorique, on déduit à partir de la valeur de la résistance  $R$  mesurée la température électronique du système. Comme la température  $T_{ph}$  de la chambre est mesurée par ailleurs, on peut remonter à la puissance que reçoit l'échantillon via l'équation (11.10).

#### Puissance de mesure

Nous avons d'abord vérifié que la puissance de mesure n'était pas limitante dans ces mesures en la baissant progressivement. La figure (11.15) montre le résultat d'une

baisse de puissance de mesure d'un facteur 2 : il n'y a aucun changement dans la résistance mesurée. La puissance de mesure  $P = VI$  n'est donc pas la cause de la saturation observée.

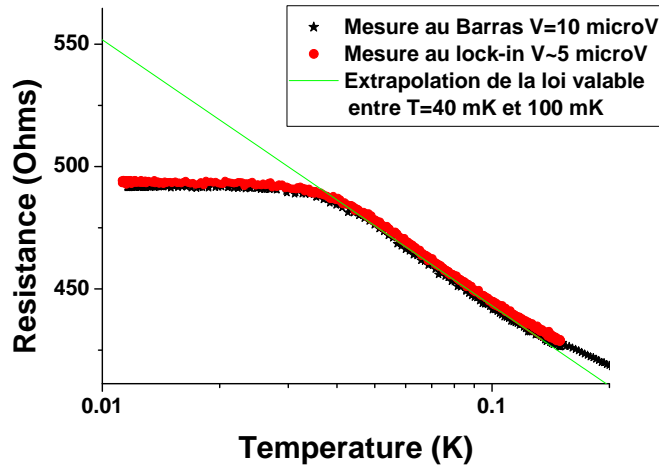


FIG. 11.15 – Influence de la baisse de la puissance de mesure sur la résistance mesurée (échantillon A5 $\alpha$ ). Celle-ci n'a aucun effet et la puissance de mesure n'est donc pas responsable de la saturation observée.

### Puissances parasites

Il reste à examiner les types de puissances parasites auxquelles l'échantillon pourrait être soumis. On peut avoir :

- \* une **puissance constante**, provenant de l'environnement
- \* une **puissance de rayonnement** résiduelle qui serait alors proportionnelle à la surface du film
- \* une **puissance agissant comme un générateur de tension** - soit  $P \propto \frac{\alpha}{R}$  où  $\alpha$  est une constante, ce qui expliquerait que la saturation basse température soit d'autant plus ressentie que la résistance de l'échantillon est faible.

Si on fait l'hypothèse que la saturation de la résistance observée est le résultat d'une puissance parasite venant du cryostat ou de l'environnement de l'expérience, on peut extrapoler la loi de variation  $R(T)$  que l'on a entre 40 et 100 mK et supposer que, sans puissance parasite, l'échantillon continuerait à suivre celle-ci. On peut alors calculer la puissance parasite qu'il serait nécessaire d'avoir pour expliquer les saturations des films. Le tableau 11.2 donne cette puissance pour quelques échantillons. On a considéré pour ce calcul  $g_{e-ph} = 50 \text{ W.K}^{-5}.\text{m}^{-3}$ , ce qui est le bon ordre de grandeur puisque l'on a trouvé pour l'un des films annulaires  $g_{e-ph} = 43 \text{ W.K}^{-5}.\text{m}^{-3}$  à 50 mK. L'analyse du tableau montre que cette puissance n'est corrélée :

- o ni à la résistance

- ni à l'inverse de la résistance
- ni au volume
- ni à la surface
- ni au cryostat utilisé : les échantillons A5 ont été étudiés dans le cryostat "di-luette" et les échantillons CK dans le cryostat élaboré par Laurent Bouvot.

De plus, elle n'est pas constante. Elle ne correspond donc à aucune source de puissance parasite répertoriée pour notre cryostat. Il est donc difficile d'imputer la saturation à une source de puissance parasite.

Échantillon	Épaisseur (Å)	$x_{Nb}$ (%)	Volume (cm <sup>3</sup> )	Résistance (Ω)	Puissance (W)
A5α	125	10,5	$1,96 \cdot 10^{-7}$	493	$5,4 \cdot 10^{-13}$
A5β	125	10,5	$3,53 \cdot 10^{-7}$	262	$5,6 \cdot 10^{-13}$
A5γ	125	10,5	$5,10 \cdot 10^{-7}$	194	$8,4 \cdot 10^{-13}$
A5δ	125	10,5	$6,67 \cdot 10^{-7}$	150	$1,2 \cdot 10^{-12}$
CK11α	125	14,2	$7,97 \cdot 10^{-8}$	2253	$6,67 \cdot 10^{-13}$
CK15δ	125	12,4	$7,97 \cdot 10^{-8}$	4437	$9,23 \cdot 10^{-15}$
CK13β	200	10,1	$1,28 \cdot 10^{-7}$	7596	$7,6 \cdot 10^{-14}$
CK13α	250	10,0	$1,59 \cdot 10^{-7}$	5825	$2,11 \cdot 10^{-12}$

TAB. 11.2 – Puissance nécessaire pour expliquer les saturations observées pour différents échantillons.

### Calculs complémentaires

Pour vérifier cette conclusion, nous avons fait des simulations de l'allure des courbes  $R(T)$  que l'on mesurerait pour les échantillons annulaires en présence d'une puissance parasite arrivant sur tout l'échantillon :

- constante
- proportionnelle à l'inverse de la résistance
- proportionnelle au volume (ou de manière équivalente à la surface, les échantillons ayant même épaisseur).

Les résultats de ce calcul sont donnés figure (11.16) pour les échantillons A5δ (référence) et A5α qui est le plus différent en volume et en résistance par rapport au premier. Une puissance proportionnelle au volume donne une courbe simulée confondu avec celle d'une puissance proportionnelle à l'inverse de la résistance<sup>6</sup>. Dans tous les cas, les puissances expliquant la saturation de l'échantillon A5δ ne peuvent rendre compte de celle de l'échantillon A5α : soit la valeur de la saturation est incompatible avec la précision de nos mesures de résistance, soit la température à partir de laquelle on devrait mesurer une déviation par rapport à la loi théorique ne correspond pas à ce qui est mesuré. Ainsi, si on accepte que tous les échantillons reçoivent le même type de puissance, on ne peut pas expliquer les saturations des quatre films par une puissance parasite.

<sup>6</sup>Les deux approches sont équivalentes du fait que les films annulaires ont même longueur  $L$  et même résistivité  $\rho$ . Alors  $\frac{1}{R} = \frac{ld}{\rho L} = \frac{Vol}{\rho L^2}$ .

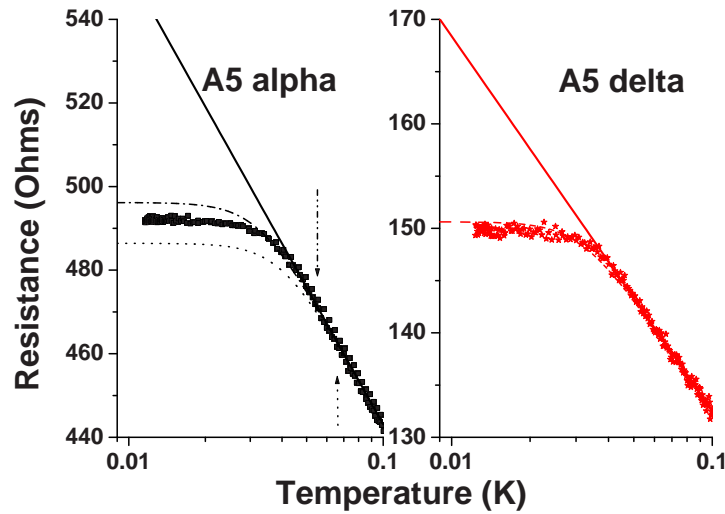


FIG. 11.16 – Application des deux modèles de puissance parasite pour les deux échantillons les plus extrêmes de la série A5 ( $\alpha$  et  $\delta$ ) : puissance constante (...) ou puissance en "générateur de tension" (-.-). L'extrapolation de la loi  $R(T)$  pour  $T > 40$  mK à basse température est donnée en traits pleins. Les flèches (...) et (-.-) indiquent la température à partir de laquelle on commencerait à mesurer une déviation par rapport à la loi théorique si on avait une puissance constante ou une puissance en "générateur de tension" respectivement.

### 11.3.4 Conclusion sur les effets de "saturation"

En conclusion, sans en avoir une certitude indiscutable, nous pouvons avancer avec une relative confiance que *les saturations de la résistance observées à basse température pour ces échantillons "métalliques" sont intrinsèques et probablement pas dues à des artefacts expérimentaux*. Nous récapitulons nos arguments :

1. Il ne s'agit pas d'effet de bord puisque l'on a observé ces phénomènes sur des échantillons annulaires.
2. Les inhomogénéités en épaisseur ne peuvent expliquer ces saturations, nous l'avons vu avec un modèle très simple.
3. Quelques calculs nous ont montré que les saturations observées ne pouvaient être dues ni à une puissance parasite constante (qui aurait pu être induite par le rayonnement résiduel à l'intérieur du cryostat), ni à une source de puissance qui se comporterait comme une source de tension, ni à une puissance de rayonnement, ni à la puissance de mesure.
4. Ces saturations ont été observées dans plusieurs cryostats.
5. Ces saturations ont été observées pour des échantillons de formes, de tailles et d'épaisseurs différentes.
6. Dans l'expérience concernant les échantillons annulaires A5, nous avons vu que, le facteur de forme pris en compte, les saturations étaient quasi-identiques.

7. Ces saturations ne sont plus observées sur des échantillons loin de la TMI côté isolant.

Tous ces arguments nous poussent à croire en l'origine *physique* de ces saturations. Cependant des expériences complémentaires pourraient permettre d'en avoir la certitude.

### Passage de la TMI par recuits successifs

On l'a vu, le recuit des échantillons permet de les rendre plus isolants, voire de leur faire passer la TMI. En prenant un échantillon qui sature à basse température tel que ceux de la série A5, et lui faisant subir des recuits successifs, on devrait pouvoir observer, si la saturation est un phénomène intrinsèque, la diminution de la gamme de températures où il y a saturation, ainsi que l'augmentation de la résistance de pallier, pour éventuellement atteindre un régime isolant. Il serait tout à fait intéressant d'observer le comportement de ce pallier de résistance en fonction de la température de recuit.

### Expérience de bolométrie

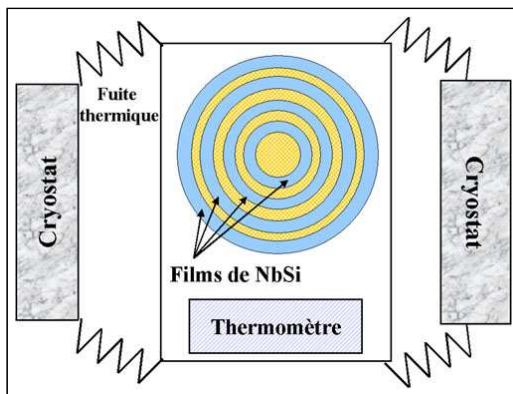


FIG. 11.17 – Schématisation d'une expérience de bolométrie permettant de mettre en évidence une puissance parasite : les films de NbSi sont évaporés sur la même plaquette qu'un thermomètre, le tout étant fortement découplé par rapport au cryostat.

directement la température des électrons du NbSi étudié.

Cependant, la difficulté de cette expérience réside dans la fabrication de la fuite thermique. En effet, il faut que celle-ci soit suffisamment faible pour pouvoir découpler la plaquette et que la puissance parasite éventuellement reçue par l'échantillon ne puisse pas être immédiatement écoulee vers le bain froid, mais que l'échantillon puisse néanmoins être suffisamment refroidi pour atteindre des températures inférieures à 30 mK afin que l'on puisse se placer dans le régime de saturation de la résistance. L'expérience semble cependant possible en utilisant les membranes des bolomètres développées par l'équipe pour l'étude du CMB ("Cosmological Microwave Background").

Encore plus convaincante serait une expérience de bolométrie dans laquelle des échantillons annulaires du type de ceux étudiés et un thermomètre seraient évaporés sur un même substrat comme schématisé figure (11.17). Le substrat serait alors découplé de la chambre du cryostat par un filtre thermique permettant un découplage entre les phonons de la chambre et ceux de la plaquette.

On mesurerait alors simultanément la résistance de l'un des films de NbSi et celle du thermomètre qui peut être un film NbSi très isolant ne présentant pas le phénomène de saturation. Si une puissance parasite est amenée par la mesure des films de NbSi, elle chauffera aussi le thermomètre qui donnera

## 11.4 Interprétation en terme de TMI 3D

Dans la section précédente, notre étude a montré que les saturations de la résistance à basse température avaient vraisemblablement une origine physique. Nous pouvons alors parler de transition métal-isolant. Dans cette section, nous allons examiner nos résultats à la lumière de la théorie de la TMI à **3D**.

### 11.4.1 Discrimination entre métal et isolant

Pour étudier la transition métal-isolant dans nos échantillons, nous allons appliquer le critère de Carini et collaborateurs et évaluer le comportement de la conductivité en température par rapport à une loi de type  $\sigma \propto T^{1/z}$ .

Dans cette section, nous prendrons, comme *convention* qu'un système est un système critique du point de vue de la TMI lorsque sa conductivité exhibe une dépendance en  $T^{1/z}$  sur une large gamme de température. Est *métallique* un système plus conducteur que ce système critique. Est *isolant* un système moins conducteur que celui-ci.

**Prédictions pour l'exposant dynamique  $z$**  Pour un système en interaction, on a plusieurs échelles de temps pertinentes [Belitz et Kirkpatrick, 1994] dont celle associée à des fermions sans interaction en dimension  $d$  pour laquelle la théorie prédit  $z = d$  et celle associée aux interactions de Coulomb pour laquelle on s'attend à  $z = 1$ , ce qui est également attendu lors de la localisation des bosons interagissant à longue portée [Fisher, 1990]. Ainsi, les propriétés asymptotiques vont être dominées par l'échelle de temps associée à  $z = d$ . Pour une TMI à 3D, on a donc  $z = 3$  - nous reviendrons sur la question de la dimensionnalité de notre système plus tard.

Nous avons donc comparé les courbes  $\sigma(T)$  pour nos échantillons aux lois  $T^{1/3}$ . La figure (11.18) montre ce que nous avons obtenu pour la série des 125 Å. La figure (11.19) montre la même analyse pour la série des 10% en niobium.

Par ce critère, nous avons donc pu déterminer pour tous nos échantillons s'ils étaient métalliques ou isolants. Nous obtenons alors le diagramme préliminaire montré figure (11.20).

D'ores et déjà, nous pouvons faire quelques commentaires :

- On retrouve que, à une épaisseur donnée, on traverse bien la TMI en augmentant la concentration de niobium du système.
- On voit qu'en abaissant l'épaisseur des échantillons, à une concentration donnée, on peut traverser la TMI. Par exemple, autour de 10%, un échantillon de 1000 Å est bien métallique, comme cela a été montré par d'autres travaux de l'équipe [Marnieros, 1998], mais lorsque l'on abaisse l'épaisseur des échantillons à 125 Å, le système devient isolant pour cette composition. La concentration n'est donc pas le seul paramètre entrant en jeu dans la TMI.
- Il s'en suit que l'on a une concentration critique à laquelle a lieu la TMI induite par la densité de porteurs qui *dépend de l'épaisseur considérée* : si, pour des

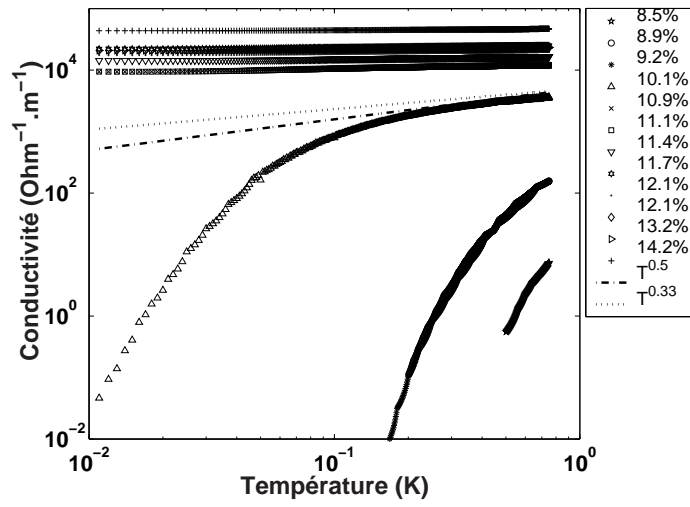


FIG. 11.18 – Conductivité en fonction de la température pour les échantillons de 125 Å étudiés. La légende donne la composition en niobium, que nous avons fait varier de 8.5% à 14.2%.

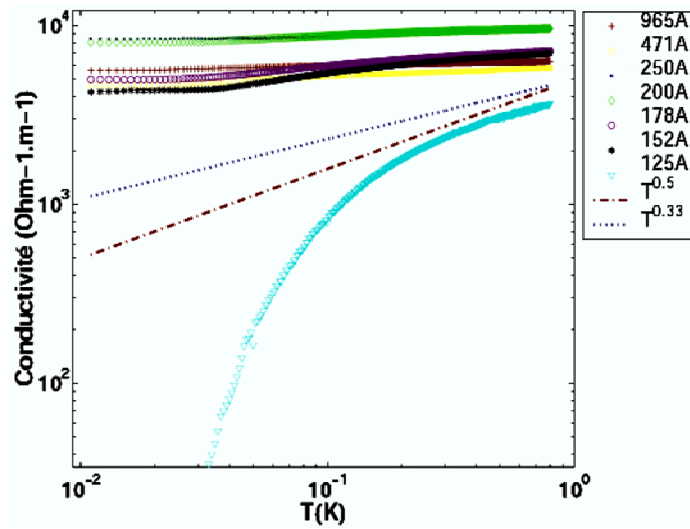


FIG. 11.19 – Conductivité en fonction de la température pour les échantillons de composition 10% en niobium étudiés. La légende donne l'épaisseur de l'échantillon, que nous avons fait varier de 125 Å à 965 Å.

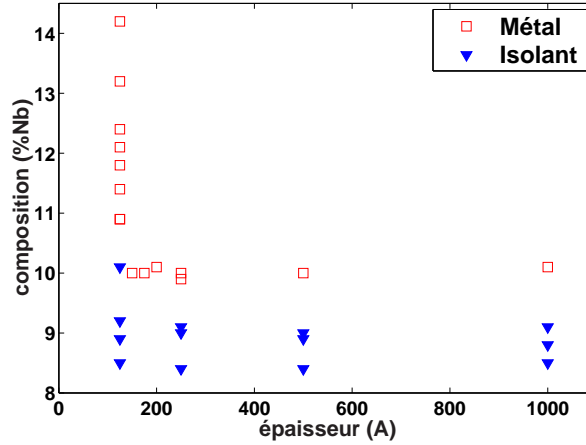


FIG. 11.20 – Diagramme de phase préliminaire pour le NbSi en fonction de l'épaisseur et la composition des échantillons.

échantillons relativement épais (au-dessus de 500 Å) on a une TMI à une composition critique de 9% en niobium [Marnieros, 1998], à 125 Å, la concentration critique se déplace aux alentours de 10%.

- La TMI ainsi obtenue correspond à la distinction entre les deux régimes de conduction (paragraphe 11.2.2), l'un où la résistance varie fortement avec la température, l'autre où cette dépendance est nettement plus faible.
- Pour la transition de Mott, le minimum de conductivité est prédit à 3D :  $\sigma_0^{3D} = \frac{1}{3\pi^2} \frac{e^2}{\hbar} \frac{1}{a} = 27425 \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$  où  $a \simeq 3$  Å est la distance interatomique Nb-Si [Hucknall et al., 1992]. On considère généralement la région de criticité de la TMI comme étant la région pour laquelle la conductivité est proche ou inférieure au minimum de conductivité. **Nos échantillons sont bien dans la région critique.**

#### 11.4.2 Transition induite par la composition : composition critique et transition

Dans ce paragraphe, nous nous concentrerons sur les séries à épaisseur fixe et où la TMI est induite par la composition.

##### Composition critique

Pour des échantillons de 125 Å, cette analyse en conductivité donne une transition entre 10.1% et 10.9% en niobium. Une analyse similaire pour les autres épaisseurs donne les résultats reportés dans le tableau 11.3. Pour des épaisseurs entre 250 Å et 1000 Å la transition a lieu pour une composition critique  $x_c$  de  $9.5\% \pm 0.5\%$ . En revanche, pour une épaisseur plus faible - 125 Å - on a  $x_c \simeq 10.5\% \pm 0.5\%$ . Malgré le fait que nous n'avons pas suffisamment d'échantillons pour cerner plus précisément la composition critique à chaque épaisseur, nous pouvons affirmer que **la composition**



critique à laquelle à lieu la TMI dépend de l'épaisseur de l'échantillon.

Épaisseur Å	Limite inférieure	$< x_c <$	Limite supérieure
125	10.1%	$< x_c <$	10.9%
250	9.1%	$< x_c <$	9.9%
500	9.0%	$< x_c <$	10.0%
1000	9.1%	$< x_c <$	10.1%

TAB. 11.3 – Transition en composition pour les différentes épaisseurs. On donne à chaque fois la composition du dernier échantillon isolant (limite inférieure) et celle du premier échantillon métallique (limite supérieure).

### Estimation de l'exposant critique de la longueur de corrélation

La longueur de corrélation du système est définie du côté métallique de la transition comme :

$$\xi(x) \propto |x - x_c|^{-\nu} \quad (11.11)$$

où  $\nu$  est l'exposant critique correspondant. On a donc :

$$\sigma(x, T = 0) = \frac{e^2}{\hbar \xi(x)} \propto \frac{e^2}{\hbar} |x - x_c|^\nu \quad (11.12)$$

Pour estimer  $\xi$  et  $\nu$ , nous avons considéré la conductivité de nos échantillons "métalliques" à la plus basse température mesurée, typiquement 10 mK. Cette conductivité correspondait aux saturations que nous avons décrites précédemment.

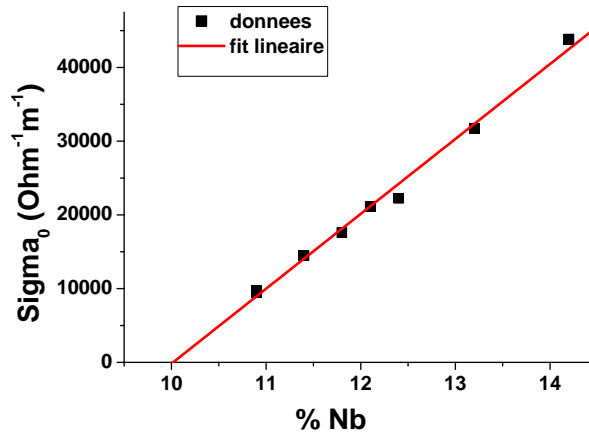


FIG. 11.21 – Conductivité mesurée à la plus basse température en fonction de la concentration en niobium pour les échantillons "métalliques" d'épaisseur 125 Å. La droite représente l'ajustement linéaire des points expérimentaux.

La figure (11.21) donne la conductivité mesurée à la plus basse température en fonction de la composition en niobium pour les échantillons "métalliques" d'épaisseur 125 Å. Un ajustement linéaire rend bien compte des données expérimentales. On en déduit donc  $\nu \simeq 1$ , conformément à ce que trouvent Lee et collaborateurs [Lee et al., 2000]. Comme ils le notent, ceci est en contradiction avec ce qui est attendu pour une transition d'Anderson - c'est-à-dire pour des électrons sans interaction - qui prévoit  $\nu \simeq 1.35$  [Hofstetter et Schreiber, 1993]. Ceci montre donc l'importance des interactions entre électrons dans notre système.

L'ajustement linéaire nous permet de déterminer la composition critique pour laquelle a lieu la TMI : on obtient  $x_c = 10.02\% \pm 0.2\%$ , ce qui est compatible avec les courbes  $R(T)$  et l'analyse faite précédemment<sup>7</sup>.

Par ailleurs, la figure (11.22) donne la longueur de corrélation du système en fonction de la composition en niobium. On voit que pour  $x < 11.9\%$ , la longueur de corrélation est supérieure à l'épaisseur des films - 125 Å. Un critère équivalent à celui de Mott est de dire que si  $\xi$  est plus grande que toute autre longueur microscopique, alors on est dans la région critique [Carini et al., 1996]. Notre calcul de la longueur de corrélation confirme donc que nos échantillons sont critiques. D'autre part, on peut interpréter la longueur de corrélation, de part et d'autre de la transition, comme la distance que doit parcourir une quasi-particule avant de "savoir" si les états sont localisés ou étendus. Ainsi, ayant  $\xi > d$ , il n'est pas étonnant que nous ayons un comportement "métallique" pour  $x < 11.9\%$ .

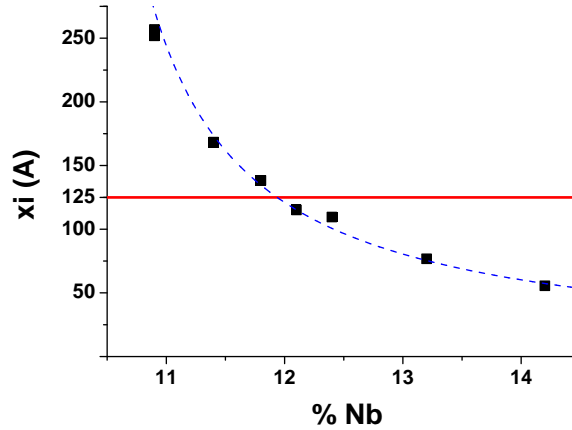


FIG. 11.22 – Longueur de corrélation en fonction de la composition en niobium pour les échantillons "métalliques" d'épaisseur 125 Å. La ligne en pointillé représente l'ajustement  $\xi = e^2 / (10158 \times \hbar |x - 10.02|)$ . La ligne horizontale marque la valeur de 125 Å.

<sup>7</sup>Pour mémoire on avait alors déterminé  $10.1\% < x_c < 10.9\%$  avec la courbe à 10.1% très proche de la transition.

### 11.4.3 Transition induite par le désordre : épaisseur critique et transition

#### Contrôle de la composition pour les échantillons "à composition fixée"

Les séries CK10 et CK13 ont été synthétisées afin d'étudier l'influence de l'épaisseur des échantillons sur la TMI. Ces deux séries avaient une composition de consigne de 10%. Comme elles n'ont pas été synthétisées en même temps, il était important de vérifier le bon accord en composition entre les deux séries.

Pour cela, comme précédemment, nous considérons la conductivité à 4.2 K rapportées tableau 11.4. Celle-ci dépend de l'épaisseur en particulier pour les échantillons de 125 Å dont nous avons vu qu'ils sont proches de la TMI. En tenant compte de cet effet, nous estimons que  $\sigma_{4.2K} = 6110\Omega^{-1}\text{m}^{-1} \pm 30\%$  (soit  $4280 < \sigma < 7950 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ ) est un critère qui sélectionne la composition  $x = 10\% \pm 0.1\%$ . Nous avons rejeté les échantillons qui ne respectaient pas ce critère. Ils appartiennent à la série CK13 qui a manifestement eu un problème lors de l'évaporation ou de la R.B.S..

Échantillon	Épaisseur Å	$\sigma_{4.2K} (\Omega^{-1}\text{m}^{-1})$
CK10 $\alpha$	500	6271
CK10 $\beta$	250	6311
CK10 $\gamma$	125	5353
CK10 $\delta$	1000	6094
CK13 $\alpha$	250	10129
CK13 $\beta$	200	9568
CK13 $\gamma$	175	8229
CK13 $\delta$	150	4398

TAB. 11.4 – Conductivité à 4.2 K pour les différents échantillons de composition proche de  $x = 10\%$ .

#### Épaisseur critique

Une comparaison entre les conductivités de nos échantillons et une loi de puissance de type  $\sigma \propto T^{1/z}$  telle qu'illustrée figure (11.19) permet de déterminer une épaisseur critique à laquelle a lieu la transition. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 11.5.

Composition (% Nb)	Limite inférieure	$< d_c <$	Limite supérieure
9	1000 Å	$< d_c <$	non déterminé
10	125 Å	$< d_c <$	152 Å
$x > 10.9$	non déterminé	$< d_c <$	125 Å

TAB. 11.5 – Transition en épaisseur pour différentes compositions. On donne à chaque fois l'épaisseur du dernier échantillon isolant (limite inférieure) et celle du premier échantillon métallique (limite supérieure).

Ainsi, lorsque l'on part d'un échantillon "bulk" métallique tel que c'est le cas pour une composition de 9% en niobium, et que l'on réduit l'épaisseur en dessous de 1000 Å, on atteint un état isolant. L'épaisseur à laquelle a lieu cette TMI due au désordre varie en fonction de la composition en niobium : à 10%, elle se situe vers  $140 \text{ Å} \pm 15 \text{ Å}$ .

#### 11.4.4 Lois en température

##### Du côté "métallique"

Nous allons examiner les lois suivies par la conductivité sur l'exemple de l'échantillon CK15 $\delta$  ( $x = 12.4\%$  et  $d = 125 \text{ Å}$ ). La figure (11.23) montre l'ensemble des données en conductivité pour cet échantillon. La courbe  $\sigma(T)$  montre une cassure aux alentours de 40 K entre une loi de type  $\sigma(T) \propto T^{1/3}$  caractéristique d'un système 3D en localisation faible à haute température et une *loi de variation logarithmique* traduisant la *localisation faible à 2D* valable jusqu'à basse température - 30 mK environ. Ce cross-over dimensionnel pour la localisation a été observé par Imry et Ovadyahu [Imry et Ovadyahu, 1982b] et a lieu lorsque  $d \simeq L_{in}(T_d)$  où  $L_{in}$  est la longueur inélastique et  $T_d$  la température de cross-over. L'observation de ce changement de régime pour *tous* les échantillons "métalliques" nous a permis de déterminer la longueur inélastique de notre système. Nous reviendrons sur ce point dans le paragraphe suivant.

A plus basse température, on peut vérifier que l'on est bien dans un régime de localisation faible à 2D (figure (11.24)) lorsque l'on trace la conductivité en fonction de  $\log(T)$  - localisation 2D - et de  $\sqrt{T}$  - localisation 3D dominée par les interactions électrons-phonons ( $p=1$ ). Cependant cette dépendance logarithmique est très faible et la conductivité sature en-dessous de, typiquement, 40 mK comme on l'a vu précédemment. Ainsi, **on est dans un régime bi-dimensionnel du point de vue de la localisation** jusqu'à 40 mK. Ceci est contradictoire avec l'analyse en termes de TMI 3D que l'on a développée jusqu'ici.

##### Du côté isolant

Pour les échantillons isolants, on peut analyser les dépendances de la résistance en fonction de la température en termes de Variable Range Hopping. A hautes températures on a un VRH de type Mott et à basses température un VRH de type Efros-Shklovskii. La dimensionnalité, comme on l'a vu dans la partie théorique, ne modifie pas le VRH basse température, mais se manifeste dans le VRH de type Mott puisque l'on a :

$$\rho_{VRHMott}(T) = \rho_0 \exp \left( \left( \frac{T_{0M}}{T} \right)^{\frac{1}{d+1}} \right) \quad (11.13)$$

Un exemple de cross-over entre les deux régimes de VRH est montré figure (11.25). Cependant, il est très difficile, dans la gamme de températures où nous avons effectué ces mesures, de distinguer entre un VRH de Mott de type 2D ou 3D. Nous ne pouvons donc pas conclure quant à la dimensionnalité de nos échantillons dans le régime isolant. Les températures caractéristiques de Mott et d'Efros-Shklovskii sont données tableau 11.6.

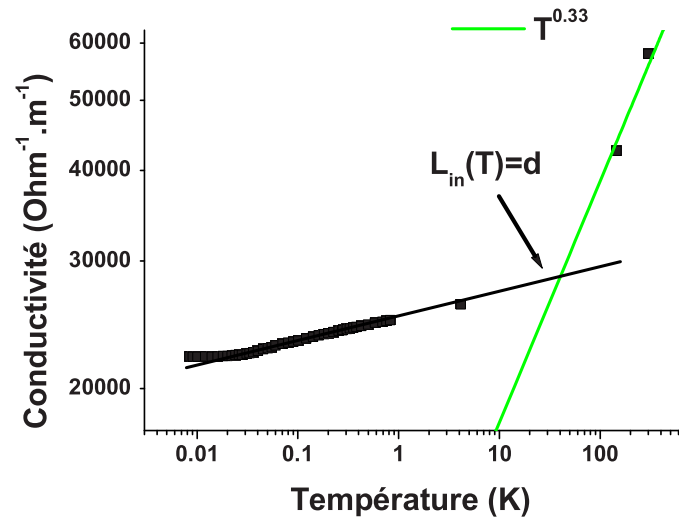


FIG. 11.23 – Conductivité en fonction de la température pour l'échantillon CK15 $\delta$ . On a un changement de régime très marqué vers 40 K signalant le passage de la localisation 3D vers une localisation 2D.

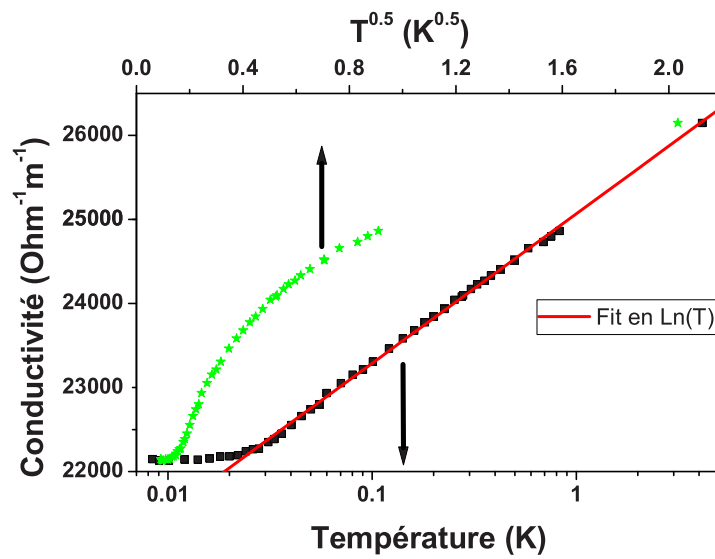


FIG. 11.24 – Conductivité de l'échantillon CK15 $\delta$  à basse température en fonction de  $\log(T)$  - symboles carrés - et de  $\sqrt{T}$  - étoiles.

Échantillon	% Nb	d (nm)	$T_M$ (K)	$T_{ES}$ (K)	$R_{hop-ES}(0.1K)$ (nm)	$\xi_{8loc}$ (nm)
CK6 $\alpha$	8.4	50	21.4	4.03	253	160
CK6 $\beta$	8.4	25	36.8	20.1	472	133
CK6 $\gamma$	8.5	12.5	352.2	7.4	466	63
CK6 $\delta$	8.4	100	50.9	4.03	256	119
CK8 $\alpha$	8.95	49	3.8	1.5	270	284
CK8 $\beta$	9.1	25	6.8	2.8	312	234
CK8 $\gamma$	9.2	12.5	91.8	83.7	710	98
CK8 $\delta$	9.05	97	2.29	0.55	196	336
CK9 $\alpha$	8.9	49	0.98	0.52	255	447
CK9 $\beta$	9	25	4.67	2.1	303	265
CK9 $\gamma$	8.9	12.5	672.9	62.5	316	50
CK9 $\delta$	8.8	100	2.57	0.55	189	323
CK10 $\gamma$	10.1	12.5	0.75	2.82	647	488

TAB. 11.6 – Quelques grandeurs caractéristiques des échantillons isolants étudiés.

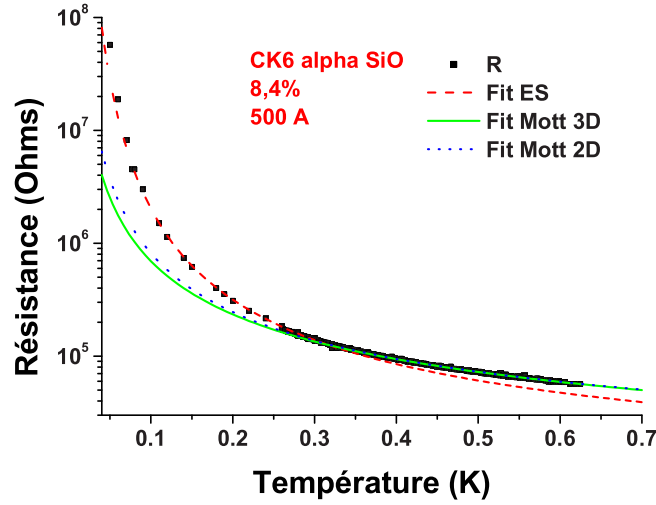


FIG. 11.25 – Résistance en fonction de la température d'un échantillon isolant de 8.4 % en niobium et d'épaisseur 500 Å. Le régime de VRH d'Efros-Shklovskii est valable à basse température, alors que le régime de Mott l'est à haute température. On a figuré deux ajustements pour le VRH de type Mott correspondant aux équations 2D et 3D. On ne peut pas déterminer la dimensionnalité de nos échantillons isolants par cette analyse.

### Lois de hopping

Plus généralement, on peut examiner les lois de température des deux côtés de la TMI et regarder si on retrouve une **loi générale de hopping** du type :

$$\rho(T) = BT^{-m} \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^x \quad (11.14)$$

Alors, une analyse usuelle permet de déterminer les différents paramètres de cette expression (voir par exemple [Rosenbaum, 1991]) : on définit  $w(T) = -\frac{d\log(\rho)}{d\log(T)} = m + x\left(\frac{T_0}{T}\right)^x$ . Alors, dans la limite où  $m \ll x\left(\frac{T_0}{T}\right)^x$ , c'est-à-dire dans la limite des basses températures, on a :

$$\log(w(T)) \simeq \log(xT_0^x) - x\log(T) \quad (11.15)$$

Ainsi, en traçant  $\log(w(T))$  en fonction de  $\log(T)$ , on peut déterminer  $x$  et  $T_0$ . Quelle que soit la loi de résistivité, la fonction  $w(T)$  est une fonction **décroissante** de la température si on est dans un régime de hopping.

La figure (11.26) donne l'allure de  $w(T)$  en fonction de la température pour la série des 125 Å. On voit que les échantillons que nous avons définis comme métalliques présentent un  $w(T)$  croissant avec la température. Ils ne présentent donc pas de comportement de hopping.

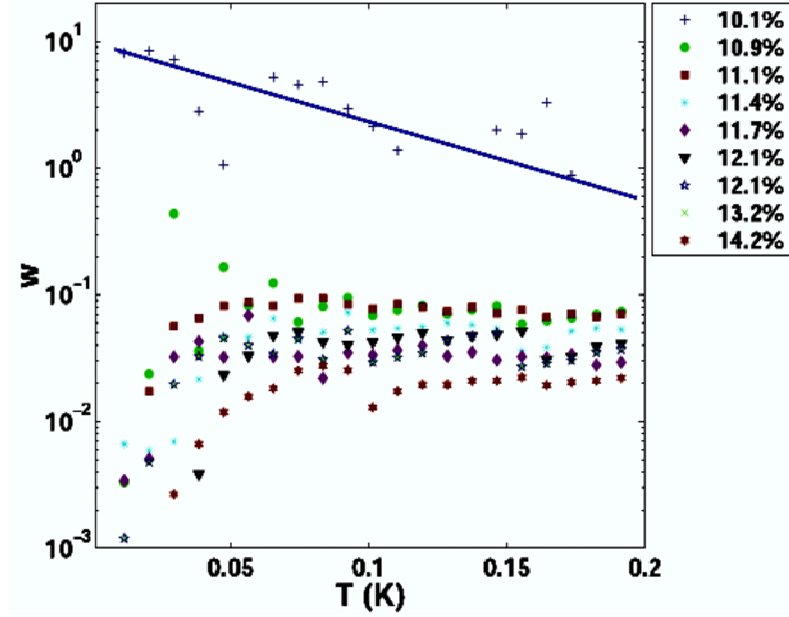


FIG. 11.26 –  $w(T) = -\frac{d\log(\rho)}{d\log(T)}$  en fonction de la température. Les échantillons métalliques présentent une fonction  $w(T)$  croissante avec la température, ce qui est incompatible avec une loi de hopping. À titre de comparaison, la fonction  $w(T)$  correspondant à l'échantillon isolant de 10.1% est donnée. Elle est bien décroissante avec la température.

### 11.4.5 Analyse des longueurs caractéristiques

Nos échantillons présentent donc plusieurs caractéristiques de transport bi-dimensionnel. Que cela signifie-t-il exactement ? Quelle(s) longueur(s) caractéristique(s) gouverne(nt) le passage entre 3D et 2D ?

#### Localisation : longueur inélastique

On l'a vu, la longueur caractéristique qui détermine la dimensionnalité du système par rapport à la localisation est la longueur de Thouless  $L_{Th} \simeq \sqrt{L_{in}L_{el}}$ . Comme  $L_{in}$  devient de plus en plus petite à mesure que la température augmente, il existe une température, au-delà de laquelle il y a un crossover du régime 2D au régime 3D du point de vue de la localisation [Poole et al., 1982].

Pour un modèle de localisation sans interaction entre électrons, et pour des systèmes homogènes, Berggren [Berggren, 1982] a montré qu'il y a un cross-over d'un comportement résistif 3D à 2D pour :

$$d \simeq L_{in}(T_d) \quad (11.16)$$

avec  $T_d$  la température en dessous de laquelle la résistance du film mince varie logarithmiquement avec la température. La figure (11.23) montre un tel cross-over. A partir des cross-overs observés expérimentalement, et sachant que  $L_{in} \propto T^{-1/3}$ , on en déduit une



estimation de la longueur inélastique à toute température (voir figure (11.27)). Celle-ci est par ailleurs en accord avec des travaux antérieurs de l'équipe qui ont montré par des études de magnéto-résistance que l'on avait  $L_{in} = 160 \text{ \AA}$  pour un film de  $1000 \text{ \AA}$  avec une composition de 12% en niobium à 4.2 K [Juillard, 1996]. On voit qu'aux températures où nous avons étudié ces échantillons, l'épaisseur de nos échantillons est inférieure à ces deux longueurs, au moins en ce qui concerne les échantillons de  $125 \text{ \AA}$ .

### Longueur caractéristique pour les interactions

Cependant, il est possible qu'un film soit bi-dimensionnel du point de vue de la localisation et tri-dimensionnel [Imry et Ovadyahu, 1982a] [Song et Ketterson, 1991] du point de vue des interactions de Coulomb pour lesquelles la transition dimensionnelle se fait pour :

$$d_c = \sqrt{\frac{D}{k_B T}} = L_T \quad (11.17)$$

où  $D$  est le coefficient de diffusion.

Le NbSi ayant à peu près le même nombre de porteurs que l'or<sup>8</sup>, on peut estimer le coefficient de diffusion du NbSi :

$$D = \frac{\hbar k_F}{m} = 1.4 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \quad (11.18)$$

en prenant  $m = m_e$  la masse de l'électron. Ceci est tout à fait comparable à ce que d'autres auteurs trouvent pour des systèmes analogues au nôtre :  $D = 10 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  pour l'InOx [Imry et Ovadyahu, 1982a] et  $D = 3.9 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  pour des multicouches Nb/Si [Song et Ketterson, 1991]. La figure (11.27) montre une estimation ainsi obtenue pour la longueur thermique. Aux températures où nous avons étudié ces échantillons, leur épaisseur est inférieure à la longueur thermique, au moins pour les échantillons de  $125 \text{ \AA}$ .

### Côté métallique : la longueur de corrélation

On a vu, du côté métallique que la longueur de corrélation est supérieure à  $125 \text{ \AA}$  pour une composition inférieure à 11.9% (figure 11.22).

### Côté isolant : longueur de localisation et de saut

Des températures caractéristiques de Mott et d'Efros-Shklovskii, nous pouvons tirer la longueur de localisation :

$$\xi_{loc} = \left( \frac{18}{k_B T_M g(E_F)} \right) \quad (11.19)$$

où  $T_M$  est la température de Mott et  $g(E_F)$  la densité au niveau de Fermi que l'on prend égale à  $g(E_F) = 1,5 \cdot 10^{41} \text{ J}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$  [Marnieros, 1998]. La longueur de saut pour

---

<sup>8</sup>En effet, la densité d'états au niveau de Fermi pour le NbSi a été déterminée précédemment par des mesures de chaleur spécifique et vaut pour du Nb<sub>0.8.3</sub>Si<sub>1.7</sub>  $g(E_F) = 1,5 \cdot 10^{41} \text{ J}^{-1} \text{ cm}^{-1}$  alors que l'on trouve pour l'or :  $g(E_F) = 10^{41} \text{ J}^{-1} \text{ cm}^{-1}$

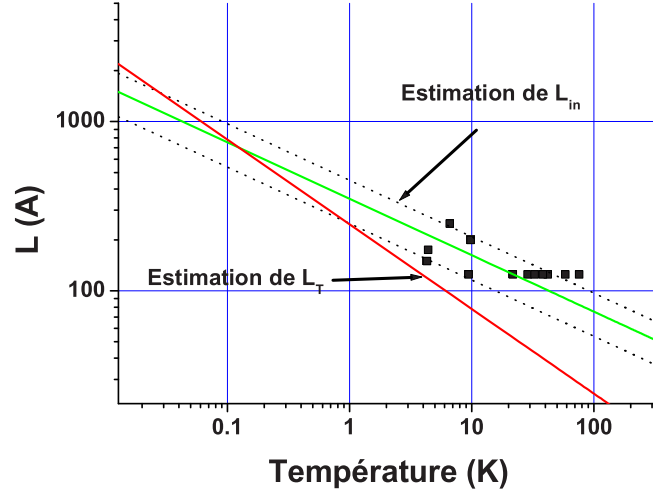


FIG. 11.27 – Estimation des longueurs caractéristiques pour le NbSi. Les points sont des points expérimentaux donnant la longueur inélastique à partir du cross-over dimensionnel observé pour la localisation. On en tire une estimation moyenne (trait plein) et des barres d'erreur (pointillés) pour la longueur inélastique. On a également tracé une estimation de la longueur thermique.

le VRH d'Efros et Shkloskii vaut elle :

$$R_{hop-ES} = \frac{1}{4} \left( \frac{T_{ES}}{T} \right)^{1/2} \xi \quad (11.20)$$

Les résultats sont donnés tableau 11.6.

Pour tous les échantillons isolants étudiés, nous avons trouvé une longueur de localisation de l'ordre de  $\xi_{loc} \simeq 1000 \text{ \AA}$ . Pour un des échantillons le plus isolants (CK9 $\gamma$ ), nous avons trouvé la plus petite longueur de localisation qui est de  $\xi_{loc} = 506 \text{ \AA}$ . Ceci signifie que nos échantillons, du moins ceux à 125, 250 et 500  $\text{\AA}$  ont une épaisseur toujours inférieure à  $\xi_{loc}$ .

De la même manière, nous avons évalué la longueur de saut dans le régime basse température d'Efros et Shklovskii. Elle est, pour nos échantillons, supérieure à 1900  $\text{\AA}$ . Nous sommes alors bi-dimensionnel du point de vue du transport isolant par Variable-Range-Hopping.

Ainsi, lorsque l'on essaie d'interpréter nos résultats en termes de TMI 3D, on aboutit à des paramètres qui indiquent que nos échantillons les plus minces sont tous bi-dimensionnels. Nous avons donc essayer de lever cette contradiction en tentant une analyse de TMI 2D.

## 11.5 Interprétation en termes de TMI 2D

Puisque une interprétation à l'aune de la théorie de la transition métal-isolant à 3D pose problème, et que nos échantillons métalliques présentent des comportements caractéristiques de systèmes bidimensionnels, nous comparons dans cette section nos résultats à ceux obtenus par S.V. Kravchenko et collaborateurs [Kravchenko et al., 1994] [Kravchenko et al., 1995]. Comme on se place ici à 2D, *la résistivité et la conductivité des échantillons seront données à 2D*. La résistivité en fonction de la température pour la série d'échantillons à 125 Å est donnée figure (11.28) en unité  $h/e^2$ .

La principale différence avec les résultats obtenus dans les gaz bidimensionnels d'électrons est que **nous n'observons pas de TCR positif** ( $dR/dT > 0$ ). Nos échantillons présentent des saturations à basse température et leur résistance varie peu sur une large gamme de températures, mais nous n'obtenons jamais de résistances décroissantes avec la température. Il s'agit d'une différence de taille qui ne nous permet pas d'analyser complètement nos résultats, notamment d'examiner le comportement de notre système en termes de lois d'échelle comme le font Kravchenko et collaborateurs.

On a vu :

$$r_s = \frac{E_{e-e}}{E_F} = \frac{e^2 m^*}{4\epsilon h^2 \pi \sqrt{\pi n_s}} \quad (11.21)$$

Pour évaluer cette quantité, on prend le cas de l'échantillon CK10 $\gamma$  qui a une température caractéristique d'Efros-Shklovskii de  $T_{ES} = 2.82$  K ce qui correspond à  $\epsilon_r = 33.96^9$ . On évalue la densité surfacique de porteurs  $n_s = n_{3D}d = \frac{d}{3\pi^2 l}$  en supposant  $k_F l \simeq 1$  et en prenant  $l = 2.65$  Å. On obtient  $n_s \simeq 7.10^{19}$  m $^{-2}$ . En prenant la masse effective égale à la masse de l'électron on obtient finalement :  $r_s \simeq 10^{-3}$ . Ceci est une valeur assez faible par rapport à ce qui a été trouvé pour les systèmes étudiés par Kravchenko qui ont un rapport entre l'énergie d'interaction et l'énergie cinétique de l'ordre de quelques unités. Ces systèmes sont par ailleurs très peu désordonnés, alors que nos échantillons ont un désordre important. Ceci pourrait expliquer la différence de comportement observé.

La comparaison de nos résultats avec ceux obtenus par Kravchenko et collaborateurs figure (11.29) montre cependant que les deux transitions ont lieu dans la même gamme de résistance : la transition entre les deux régimes a, dans les deux cas, lieu aux alentours de  $\rho = \frac{h}{e^2}$ .

## 11.6 Interprétation en termes de transition entre localisation faible et localisation forte

Une autre interprétation possible est celle développée par van Keuls et collaborateurs [van Keuls et al., 1997] pour des hétérostructures de GaAs/Al $_x$ Ga $_{1-x}$ As (figure (11.30)) qui observent le même changement de comportement résistif en fonction de la densité de porteurs de leurs hétérostructures. Ils interprètent ce résultat en termes de **transition entre localisation faible et localisation forte** en dimension deux. Cependant, si ces auteurs prétendent constamment voir une dépendance logarithmique de la résistivité à basse température dans le régime "localisation faible", nous voyons

<sup>9</sup> via l'équation :  $\epsilon_r = \frac{2.8e^2}{4\pi\epsilon_0 k_B T_{ES} \xi}$  où  $\xi$  est la longueur de localisation qui vaut ici 488 nm.

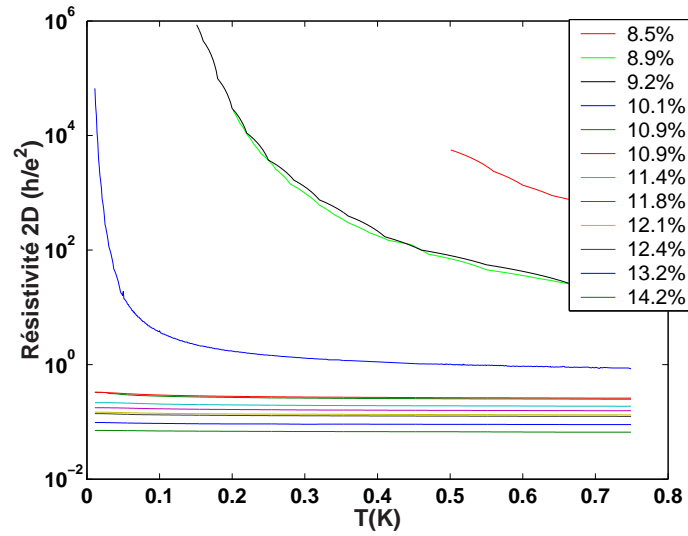


FIG. 11.28 – Résistivité en fonction de la température pour la série d'échantillons à 125 Å en unité  $h/e^2$ .

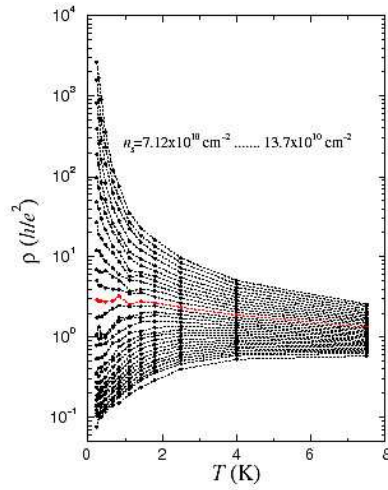


FIG. 11.29 – Résistivité en fonction de la température pour différentes concentrations dans des Si MOSFETs en unité  $h/e^2$  [Kravchenko et Sarachik, 2004].

dans nos échantillons des saturations à basse température qui interdisent cette interprétation.

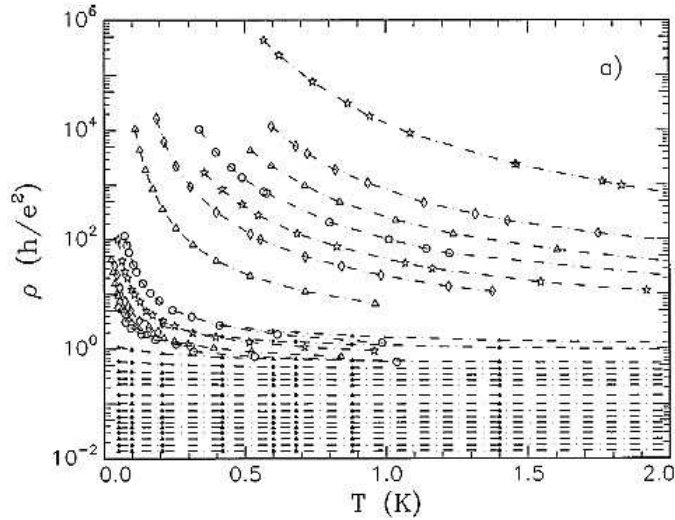


FIG. 11.30 – Résistivité en fonction de la température pour différentes concentrations variant de  $0.65$  à  $6 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$  dans des hétérostructures GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As [van Keuls et al., 1997].

## Conclusion

Nous avons étudié le comportement d'un système, dont la composition serait celle d'un système métallique en dimension 3, lorsque l'on réduit l'épaisseur. Nous avons vu que même si nous n'observons pas d'état métallique au sens d'une résistance croissante avec la température, notre système présente une saturation de la résistance à basse température qui semble intrinsèque et ne peut pas s'expliquer par les puissances parasites répertoriées. Une analyse en termes de TMI 3D indique l'existence d'une TMI induite par l'épaisseur et d'une dépendance de la TMI induite par la composition avec l'épaisseur des échantillons. Cependant cette analyse semble inadaptée dans la mesure où nous avons plusieurs indications d'un comportement bidimensionnel de nos échantillons. Ce résultat ne trouve pas d'interprétation dans le cadre de la théorie de la TMI.

## Quatrième partie

# Cohabitation de la Transition Métal-Isolant et de la Transition Supra-Isolant

# Chapitre 12

## Synthèse des résultats obtenus

### 12.1 Introduction : le diagramme de phase de NbSi

Ce chapitre a pour but de synthétiser les résultats obtenus dans les parties 2 et 3 de cette thèse. Pour cela nous sommes partis du diagramme de phase du  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  dans le plan  $(d,x)$  où  $d$  est l'épaisseur de l'échantillon considéré et  $x$  sa composition en niobium (figure 12.1). Y sont reportés tous les échantillons étudiés dans le cadre de cette thèse ainsi que quelques échantillons issus d'études précédentes pour l'épaisseur de 1000 Å [Marnieros, 1998] [Juillard, 1996] avec les **conventions** adoptées jusqu'à maintenant pour qualifier le comportement résistif de nos films :

- \* Les échantillons de 15% et 17% sont qualifiés de supraconducteurs ou d'isolants suivant le signe de leur TCR ( $dR/dT > 0$  implique un état supraconducteur et  $dR/dT < 0$  implique un état isolant).
- \* Les autres échantillons sont qualifiés de métalliques ou d'isolants suivant le critère établi dans la partie précédente.

Ces critères tiennent principalement à une "tradition" dans la littérature des transitions de phase quantiques : soit on étudie la suppression de la supraconductivité dans des couches minces bi-dimensionnelles auquel cas on a une TSI, soit on étudie la TMI sur des couches suffisamment épaisses pour être considérées comme tri-dimensionnelles. A la base de ces "traditions" se trouve le dogme selon lequel un système réel de fermions sans interaction ne peut être métallique en dimension 2 [Abrahams et al., 1979].

Ce n'est que récemment que ces deux communautés ont fait un pas en direction l'une de l'autre, d'une part avec la mise en évidence d'un état métallique dans des systèmes strictement 2D [Kravchenko et al., 1994], et d'autre part par la description de possibles états dissipatifs dans des couches minces "supraconductrices" [Yazdani et Kapitulnik, 1995]. Ainsi, l'existence d'un état métallique se retrouve-t-il au centre du débat, de quelque côté que l'on aborde la question.

Il n'y a cependant pas eu de travaux tentant de relier expérimentalement ces deux problématiques. C'est ce lien que nous avons ébauché dans ce travail.

La première question que nous nous sommes posée est de savoir ce qu'il advenait d'un système métallique lorsque l'on diminuait son épaisseur. La théorie de la localisation prédit que l'on atteint un état isolant dès que le système est bi-dimensionnel.

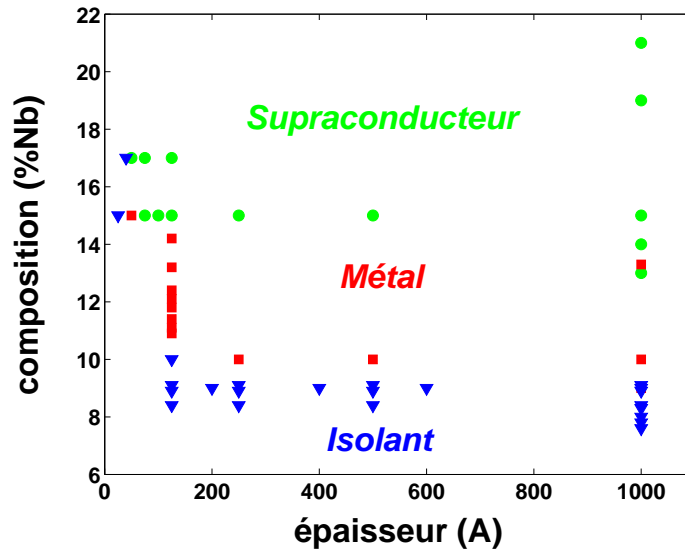


FIG. 12.1 – Diagramme de phase du  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  en fonction de l'épaisseur des échantillons et de la composition en niobium à  $T = 0$  et en champ nul tel qu'établi dans les deux parties précédentes.

Le critère de bi-dimensionnalité n'a jamais été clairement établi expérimentalement et c'est ce que nous cherchions initialement à mettre en évidence. L'expérience a cependant montré que notre système était plus compliqué : nous avons montré que pour des épaisseurs inférieures à la longueur inélastique - qui est le critère théorique pour être 2D du point de vue de la localisation - nos échantillons de  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  présentaient un comportement métallique.

En parallèle, nous nous sommes intéressés à la TSI induite par le champ magnétique et par l'épaisseur. La théorie "dominante" pour décrire ce phénomène prédit un unique point critique quantique pour lequel, à  $T = 0$ , le système est métallique [Fisher, 1990]. Il s'agit alors d'un point singulier pour lequel on a un **métal de bosons**.

On rappelle qu'il s'agit du même système, pour des compositions et des épaisseurs voisines ( $x \simeq 10-15\%$  et  $d \simeq 100 \text{ \AA}$ ). Construire le diagramme de phase rigoureux du  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  dans l'espace des paramètres  $(x, d, B)$  revient donc à réconcilier ces deux approches notamment en se demandant :

- \* si le métal de bosons ne peut pas avoir une zone d'existence plus étendue qu'un unique point dans le diagramme de phase
- \* comment cette phase métallique cohabite avec le métal fermionique issu de la TMI
- \* quelle est alors la nature du métal que nous avons observé dans la partie "TMI".

Un premier élément de réponse peut être apporté par les quelques théories ou hypothèses qui apparaissent concernant le "métal de Bose".



## 12.2 Les différents modèles pour un métal bosonique à 2D

Si, il y a quelques années encore, l'idée d'un métal en dimension 2 était hérétique, l'accumulation d'indications expérimentales de l'existence d'un tel métal a poussé les théoriciens à envisager la possibilité d'un état dissipatif à 2D. Puisque la théorie de la localisation interdit la propagation d'un courant d'électrons indépendants à 2D et à  $T = 0$ , les théoriciens privilégient actuellement un état dissipatif **bosonique** où le transport du courant serait assuré par les paires de Cooper.

### 12.2.1 Le verre de phase

L'un des problèmes principaux est d'introduire dans le modèle une source de dissipation qui puisse survivre à  $T = 0$ . Des travaux ont montré que des modèles de dissipation standard pour des systèmes où la phase fluctue ne peuvent pas expliquer une phase métallique à  $T = 0$  [Phillips et Dalidovich, 2003]. C'est pourquoi des modèles tels que le "verre de phase" - analogue à un verre de spin où le spin est remplacé par la phase du paramètre d'ordre supraconducteur - se concentrent sur des phases où la dissipation est intrinsèque au modèle.

Dans le modèle de verre de phase, la dissipation est assurée par l'environnement vitreux. Il s'agit en fait d'îlots supraconducteurs couplés par effet Josephson. Wu et Phillips [Wu et Phillips, 2005] partent de la TSI et s'intéressent à l'état métallique qui vient s'insérer entre ces deux états, *partant d'un état supraconducteur*. Ils prédisent que l'état métallique persiste alors en présence d'un champ magnétique faible avec une résistivité qui obéit, près de la transition supraconducteur-métal de Bose, à la loi d'échelle :

$$R \propto R_c (H - H_c)^{2z\nu} \quad (12.1)$$

avec  $z = 2$  pour l'exposant critique dynamique et  $\nu = 0.5$  pour l'exposant critique de la longueur de corrélation. Le verre de phase en présence d'un champ magnétique est alors équivalent à un verre de vortex.

Par ailleurs, pour une transition induite par le désordre les mêmes auteurs trouvent une loi d'échelle analogue :

$$R \propto R_c (d - d_c)^{2z\nu} \quad (12.2)$$

où  $d_c$  est l'épaisseur à partir de laquelle la supraconductivité est détruite<sup>1</sup>. Cela signifie que, dans le cadre de ce modèle, les TSI engendrées par le champ magnétique ou le désordre ont une origine commune et que les deux sont induites par des fluctuations supraconductrices, et ont un caractère bosonique. Leur argument est que le point critique quantique détermine la physique à  $T = 0$  et que par conséquent, la façon dont on approche le point critique - par le désordre ou le champ magnétique - est indifférent<sup>2</sup>.

Nous avons essayé de voir ce que ces prédictions donnaient pour nos échantillons supraconducteurs en présence d'un champ magnétique et avons obtenus la figure (12.2).

<sup>1</sup>Les auteurs prennent l'épaisseur comme mesure du désordre des films.

<sup>2</sup>On notera que ceci est contraire au modèle de M. Fisher qui fait explicitement la différence entre les deux situations du fait de la brisure de la symétrie de renversement du temps due au champ magnétique [Fisher, 1990].

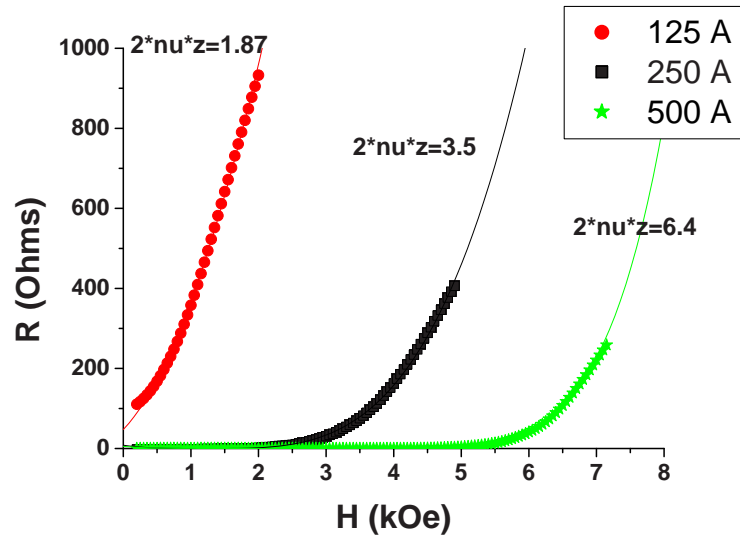


FIG. 12.2 – Résistance mesurée à la plus basse température en fonction du champ magnétique pour différents échantillons (CKJ1  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$  :  $x = 15\%$  et épaisseurs 500, 250 et 125 Å).

On voit que les exposants critiques dépendent du champ appliqué. Cette renormalisation ne semble donc pas s'appliquer dans notre cas, mais comme les expressions ci-dessus sont valables uniquement à faible champ, on peut se demander si nous sommes dans les bonnes conditions expérimentales ici. Quant à la dépendance de la résistance avec le désordre pour les échantillons étudiés en TSI (séries CKJ1 et CKJ2), on obtient  $2\nu z = 4.52$ , ce qui n'est pas compatible avec ce que Wu et Phillips prédisent.

Certains auteurs [Lee et Cha, 2005] soutiennent que ce verre de Bose ne peut exister qu'à fort désordre, sans quoi le système passerait d'un état superfluide à un état d'isolant de Mott sans phase intermédiaire. Ainsi, les conditions d'application de ce modèle ne sont peut-être pas réunies pour notre système.

### 12.2.2 Le métal de Bose

Le modèle développé par Das et Doniach [Das et Doniach, 1999] a également pour point de départ un état supraconducteur mais semble plus général puisqu'il ne se focalise pas uniquement sur le voisinage de l'état supraconducteur. Il s'attache en effet à expliquer la persistance des paires de Cooper lorsque l'état dissipatif est observé, et même au-delà, lorsque le système devient isolant. Ils tentent d'expliquer la formation d'une phase métallique constituée de paires de Cooper non-condensées, c'est-à-dire incohérentes à  $T = 0$ .

Partant de l'état supraconducteur, ils montrent que, pour expliquer les fluctuations de phase, il faut considérer **deux paramètres d'ordre** distincts : la phase du paramètre d'ordre et la densité de charge. On a alors deux transitions distinctes qui n'ont pas de raison d'être confondues. Dans l'état supraconducteur, on a un ordre de phase

mais pas de charge. Dans l'état isolant, la charge est ordonnée, mais la phase fluctue. L'état pour lequel les deux paramètres d'ordre sont nuls correspond au métal de Bose.

Physiquement, cela signifie que l'ordre de phase est détruit par le désordre, lorsque les paires vortex/anti-vortex se dissocient alors que l'ordre de charge croît lorsque les vortex se condensent. La phase métallique correspond à la présence de vortex non condensés et non-appariés en paires vortex/anti-vortex. Ceux-ci sont alors libres de se mouvoir et de dissiper de l'énergie.

Ce modèle est valable lorsque l'on a une densité importante de bosons, à  $T = 0$  et en *champ magnétique nul*.

La phase métallique est alors caractérisée par une résistance carrée variant comme :

$$R_{square}(T = 0) \simeq R_Q \left( \frac{R_n}{R_c} - 1 \right)^{2\nu} \quad (12.3)$$

où  $R_n$  est la résistance normale des films mesurant le désordre du système,  $R_Q$  le quantum de résistance pour des bosons de charge  $2e$  ( $R_Q = h/4e^2 = 6450 \Omega$ ) et  $\nu$  est l'exposant critique de la longueur de corrélation. Lorsque l'on fait varier  $R_n$ , les échantillons passent, à  $T = 0$ , d'un état supraconducteur à un état métallique pour  $R_n = R_c$ . La résistance critique  $R_c$  dépend des paramètres microscopiques du système, tels que le potentiel de répulsion sur site, le potentiel de répulsion avec le plus proche voisin ou le gap supraconducteur.

Nous ne pouvons appliquer ce modèle que lorsque la série considérée encadre l'échantillon critique afin de pouvoir évaluer la résistance  $R_c$  à la transition. Les séries considérées sont les échantillons "supraconducteurs" à 15% en niobium (CKJ1 et CKJ2) et à 17% (CKJ3) pour lesquels on fait varier l'épaisseur, ainsi que les échantillons de 125 Å entre 10.9 et 15.0% en niobium pour lesquels nous avons observé un état "métallique" à basse température.

Dans chaque cas la résistance  $R_n$  n'est modifiée que par un seul paramètre à la fois : soit l'épaisseur, soit la composition. La résistance critique  $R_c$  est la résistance normale en-dessous de laquelle les échantillons ont une résistance nulle à  $T = 0$ . On trace alors  $\log(R_{square}(T = 0))$  en fonction de  $\log(R_n/R_c - 1)$  (voir par exemple figure (12.3)). A titre de comparaison, Das et Doniach trouvent  $\nu = 2$  pour des films de gallium (expériences de Jaeger [Jaeger et al., 1986] figure (12.4)). Pour chaque série nous obtenons les paramètres suivants :

Série	$R_c$ ( $\Omega$ )	$\nu$
CKJ1 et 2	450	0.93
CKJ3	1500	0.71
125 Å	1050	0.43

L'estimation de  $\nu$  est particulièrement sensible à la détermination de la résistance critique  $R_c$ . C'est probablement pour cela que nous avons une dispersion de l'exposant critique autour de  $\nu = 0.7 \pm 0.3$ . **La prédiction théorique donne  $\nu = 2/3$ .** On voit que nous en sommes raisonnablement proche. Par ailleurs ces valeurs sont proches de celles trouvées dans le cadre de la TSI ( $\nu = 0.7$  pour une transition sous champ magnétique et  $\nu = 0.4$  pour une transition en épaisseur sous champ).

Ainsi, l'état métallique que nous observons pour les échantillons de 125 Å pourrait être dû à la formation d'un métal de Bose. Là encore, il faudrait affiner les expériences

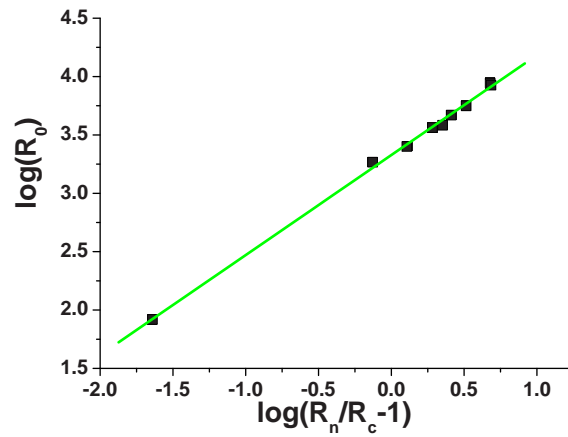


FIG. 12.3 –  $\log(R_{square}(T = 0))$  en fonction de  $\log(R_n/R_c - 1)$  pour des échantillons de NbSi de 125 Å entre 10.9 et 15% de niobium. L'ajustement linéaire montre un bon accord avec la théorie de Das et Doniach et donne  $\nu_{simeq} 0.7$ .

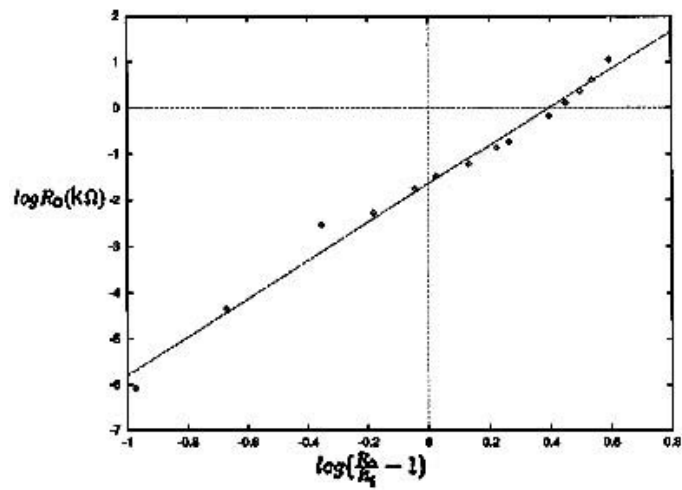


FIG. 12.4 –  $\log(R_{square}(T = 0))$  en fonction de  $\log(R_n/R_c - 1)$  pour des échantillons de gallium entre 12.75 et 14.49 Å [Das et Doniach, 1999].

pour avoir un plus grand nombre d'échantillons proches de la transition supraconducteur/métal de Bose, c'est-à-dire pour des concentrations de 12 à 15% en niobium.

Notons que nous n'avons pas pu effectuer la même analyse pour les échantillons "métalliques" à 10% en niobium et d'épaisseur variable puisque nous n'avons pas obtenu de composés supraconducteurs pour cette composition. Nous n'avons donc pas pu conclure quant à la nature du métal que nous observions dans ce cas.

### 12.2.3 Mesure du désordre : $R_n$ ou $d$ ?

La comparaison entre ces deux modèles (Wu et Phillips d'un côté, Das et Doniach de l'autre) nous fournit l'occasion de discuter la manière d'évaluer le désordre dans nos couches minces. On trouve dans la littérature deux manières de mesurer le désordre : la résistance haute température  $R_n$  ou l'épaisseur  $d$  que l'on considère généralement comme équivalentes [Fisher, 1990]. La résistance haute température, prise comme la résistance normale pour des films supraconducteurs, reflète la densité d'état et l'effet des interactions coulombiennes qui sont modifiées du fait du désordre [Hebard et Paalanen, 1983]. L'épaisseur des films minces est par contre un paramètre plus aisément contrôlable expérimentalement [Haviland et al., 1989]. Dans les modèles d'un état dissipatif à 2D, Das et Doniach considèrent la résistance normale, alors que Wu et Phillips prennent l'épaisseur comme paramètre pertinent.

Les deux approches sont équivalentes si la résistivité "3D" est la même pour tous les échantillons, auquel cas on a  $R_n \propto 1/d$ . Ainsi, dans notre cas, à composition de niobium fixée, cela revient au même puisque, comme nous l'avons souligné précédemment, pour les épaisseurs considérées, la résistivité est indépendante de l'épaisseur. En revanche, pour la série des échantillons à 125 Å, l'épaisseur est fixe, la composition variable, ce qui revient à dire que l'on désordonne de plus en plus le matériau. Dans ce cas c'est la résistance haute température et non pas l'épaisseur qui est la grandeur pertinente pour qualifier le désordre car elle reflète directement les propriétés électroniques du film mince. **La résistance haute température est donc plus pertinente que l'épaisseur des films** pour cette étude.

## 12.3 Scénario fermionique

Un autre scénario pour expliquer les tendances "métalliques" des films minces à basse température sous champ magnétique a été développé par Mason et Kapitulnik [Mason et Kapitulnik, 1999]. Ils expliquent la saturation de la résistance à basse température par un couplage à un environnement dissipatif, probablement des fermions délocalisés. Cette explication se fonde sur une percolation de vortex, et rendrait ainsi compte des exposants  $\nu \simeq 4/3$  trouvés dans le cadre des TSI, notamment pour des films minces de MoGe. On rappelle que cela est très différent de la valeur de  $\nu$  que nous trouvons. Par conséquent, nous n'avons pas cherché à exploiter ce modèle. Cependant, il introduit le concept d'un canal fermionique qui pourrait expliquer qualitativement les saturations de la résistance que nous obtenons.

## 12.4 Unification

Ainsi, après analyse en termes de métal de Bose de nos résultats, le diagramme de phase du NbSi donné figure (12.1) est modifié pour donner celui schématisé figure (12.5), où on qualifie de "métal" les échantillons pour lesquels les saturations basse température de la résistance n'ont pas pu, *dans ce travail*, être expliquées par des théories "classiques" - que ce soit celle de la localisation ou le "dirty boson model".

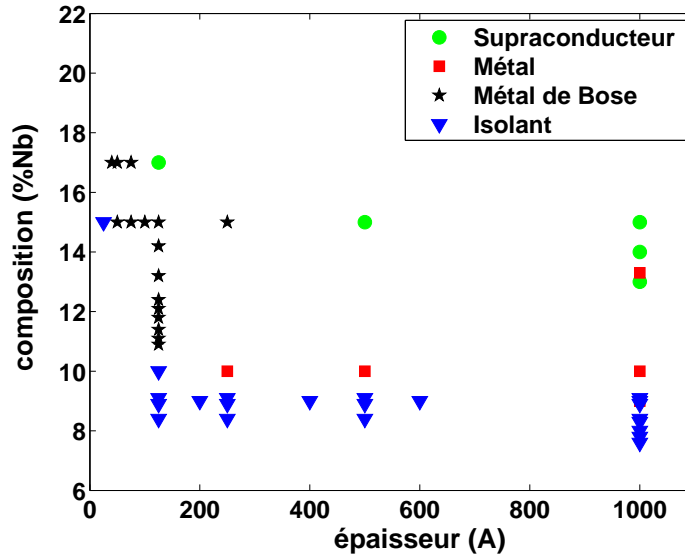


FIG. 12.5 – Diagramme de phase du  $Nb_xSi_{1-x}$  en fonction de l'épaisseur  $d$  des échantillons et de la composition en niobium à  $T = 0$  et en champ nul faisant intervenir le métal de Bose.

Le modèle du métal de Bose permet donc d'expliquer certains comportements métalliques de nos films qui échappaient à une analyse plus classique en termes de TMI. Le nouveau diagramme de phase de notre système pose alors d'autres problèmes :

- ★ Il reste à comprendre si, à  $T = 0$ , il y a coexistence de deux types de métaux - l'un bosonique et l'autre fermionique - ou pas.
- ★ Si les deux types de métaux existent, cela signifie qu'à composition fixée, il existe des paires pré-formées dans les couches minces et pas à 3D. La réduction de l'épaisseur favoriserait alors la supraconductivité, ou au moins l'appariement des électrons en paires de Cooper.
- ★ Une autre hypothèse est que seul le métal de Bose existe à  $T = 0$ . Cela ouvre alors la question de la nature du métal observé à 3D dans le NbSi entre 9 et 12% en niobium. On pourrait penser que l'on a là aussi des paires pré-formées, mais que l'on ne voit pas la supraconductivité - au sens d'une résistance nulle - du fait de la compétition avec l'ordre isolant. Cette hypothèse est tentante dans la mesure où nous avons observé une TSI induite par le champ magnétique pour des échantillons de 1000 Å (tridimensionnels du point de vue de la supraconductivité) et que le métal de Bose intervient donc dans le diagramme de phase pour cette

épaisseur, au moins à la transition entre les états isolant et supraconducteur.

- ★ Nous n'excluons pas la possibilité d'un état métallique constitué de fermions à 2D. En effet, la théorie de la localisation, encore une fois, n'est valable que pour des électrons sans interaction. Castellani et collaborateurs [Castellani et al., 1984] ainsi que Finkelstein [Finkelstein, 1983] ont montré que la situation était très différente dès que l'on considère l'interaction de Coulomb ainsi que l'interaction spin-orbite. Alors un état métallique est possible à 2D. Pour le NbSi, Marnieros et collaborateurs [Marnieros et al., 2000] ont montré que les interactions électrons-électrons étaient déterminantes dans le système. Cela a été confirmé dans cette thèse, pour le régime isolant, par des lois de Variable Range Hopping de type Efros-Shklovskii.
- ★ L'intervention du métal de Bose dans le diagramme ouvre également la question de la nature de l'isolant observé : est-ce un isolant de Bose ou un isolant d'Anderson ? Les deux états sont-ils dissociables expérimentalement ? Si les deux types d'isolant existent, comment passe-t-on de l'un à l'autre ?

Ainsi, il reste un travail à la fois théorique et expérimental à mener pour unifier ces différentes approches. Dubi et collaborateurs ont fait un pas en ce sens pour relier la TSI à la TMI [Dubi et al., 2004]. Le diagramme de phase correspondant est donné figure (12.6). Il s'agit d'un modèle de percolation où les auteurs introduisent un paramètre  $q$  de décohérence. Ils expliquent alors l'existence d'un métal à *température finie* par cette décohérence, sans invoquer de métal bosonique ou de source de dissipation. On a vu qu'un modèle de percolation ne permettait pas de rendre compte de nos observations expérimentales, mais ce modèle a le grand mérite de tenter de lier la TMI et la TSI.

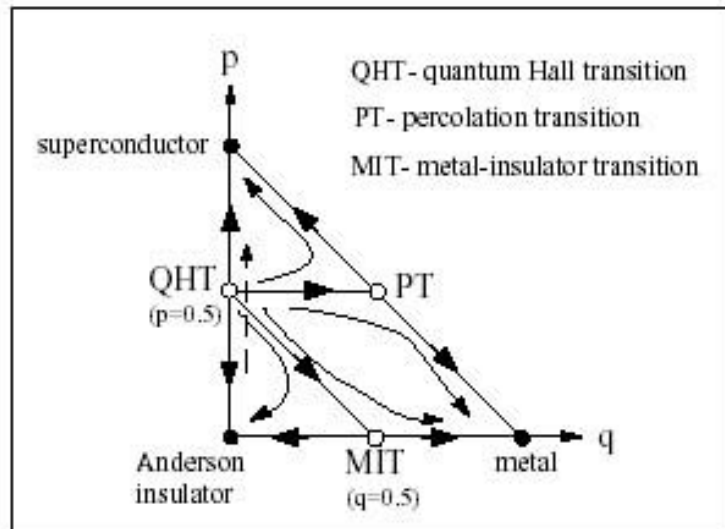


FIG. 12.6 – Diagramme de phase [Dubi et al., 2004]. La TSI joue ici le même rôle que la transition de l'effet Hall quantique (QHT). Le paramètre  $q$  représente la probabilité de liens incohérents - ainsi une augmentation de  $q$  équivaut à une température croissante - et le paramètre  $p$  la concentration de liens "parfaits" - fonction d'un paramètre physique tel que le champ magnétique ou la densité de porteurs.



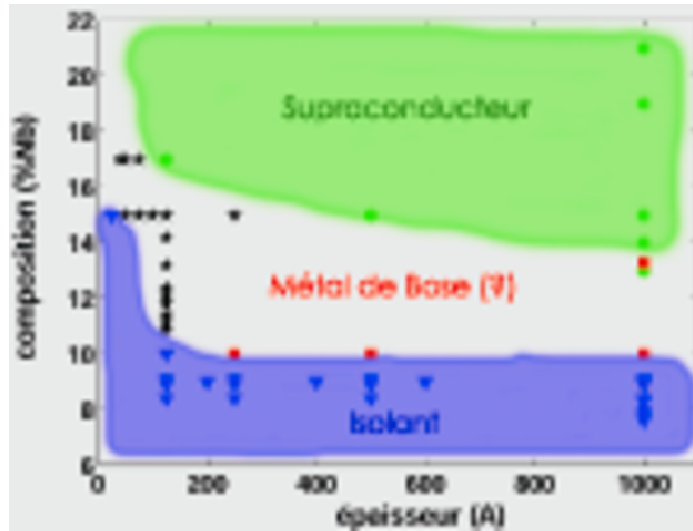
# Conclusion générale

Nous avons étudié la Transition Supraconducteur-Isolant et la Transition Métal-Isolant dans le  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  par des mesures de transport à très basses températures. Nous avons montré que ce système était particulièrement bien adapté à l'étude de la continuité entre ces transitions, à savoir la détermination des conditions du passage d'une TSI vers une TMI, ainsi que le devenir de la phase métallique - bien établie pour des échantillons épais - lorsque l'on diminue la dimensionnalité du système.

Concernant la **Transition Supraconducteur-Isolant**, nous avons montré que, la théorie de M.P.A. Fisher permet d'expliquer quelques unes de ses caractéristiques telles que la différence entre les comportements en champ parallèle et perpendiculaire ou le comportement résistif dans la région critique ; cependant, certains de nos résultats ne trouvent pas d'interprétation dans ce cadre, notamment la non-universalité de la résistance à la transition, ou bien la valeur des exposants critiques trouvés. Le "dirty boson model" ne permet pas non plus de rendre compte des saturations de la résistance observées à basse température.

Concernant l'étude de la **Transition Métal-Isolant**, nous avons étudié l'évolution d'un système métallique à 3D lorsque l'on diminue l'épaisseur. Comme tous les systèmes très désordonnés proches de la bidimensionnalité étudiés, le NbSi ne montre pas d'état métallique du type de ceux observés par S.V. Kravchenko et collaborateurs. Nous observons cependant un plateau de résistance à très basse température, indicatif d'un état métallique à  $T = 0$ . Nous avons discuté en détail la crédibilité de ces résultats au regard des artefacts expérimentaux possibles. Nous avons montré que ce comportement pouvait s'analyser comme une TMI dans un modèle 3D alors que certains échantillons étudiés (12.5 et 25 nm) sont bidimensionnels au regard de la localisation. Par ailleurs, ce comportement ne peut pas être analysé simplement en termes de TMI à 2D puisque l'on n'observe pas de  $dR/dT$  positifs. Cependant, la synthèse de ces résultats dans la quatrième partie a montré qu'ils étaient compatibles avec l'existence d'un métal de Bose à 2D.

Au terme de ce travail, nous pouvons esquisser un diagramme de phase pour le NbSi :



Tracer le diagramme de phase isolant-métal-supraconducteur d'un système désordonné près de la dimension 2 était l'ambition initiale de ce travail. Il reste beaucoup à faire pour l'approfondir mais nous pensons avoir montré que le NbSi était un matériau particulièrement bien adapté à cette étude. Nous pouvons proposer quelques pistes pour mieux cerner ce diagramme de phase complexe :

- Une étude plus systématique en composition et en épaisseur, à la fois autour de la TMI et de la TSI serait utile pour mieux cerner la région critique et avoir une plus grande confiance dans les analyses que nous avons menées avec un nombre d'échantillons réduit.
- Notre interprétation faisant intervenir un métal de Bose ouvre de nouvelles perspectives et une étude expérimentale plus approfondie de cet état ainsi que des transitions y conduisant serait particulièrement intéressante.
- Des études de spectroscopie, tunnel notamment, seraient également souhaitables pour éclaircir le rôle des interactions et des fluctuations supraconductrices dans ces deux transitions lorsque l'on diminue l'épaisseur des films.
- La description détaillée d'une transition est délicate lorsqu'elle fait appel à une série d'échantillons différents. Une possibilité intéressante du NbSi préparé par co-évaporation et que nous n'avons pas eu le temps d'approfondir est de passer les TMI et TSI par des recuits successifs d'un même échantillon. Le recuit ne change pas la nature du système (amorphe et homogène) ni sa composition, il s'agit juste d'une modification contrôlée du désordre ; l'observation de transitions de phase dans de telles conditions pourrait contribuer au débat sur la nature du moteur de la transition.
- Il nous semble également important de développer des études dynamiques (mesures haute fréquence, mesures de bruit) et des investigations microscopiques rendues aujourd'hui possibles par des techniques de microscopie en champ proche.

De quelque côté que l'on aborde ce diagramme de phase - par le biais de la TMI ou en partant de l'état supraconducteur - il n'y a pas d'accord complet entre les différentes théories et les travaux expérimentaux disponibles. Il nous semble que cela tient tout d'abord à la méconnaissance de la nature des systèmes et des phases étudiés. En effet, les résultats expérimentaux, bien que rentrant dans le cadre général des transitions de phase considérées (lois d'échelle, exposants critiques...), ne permettent pas de trancher sur la nature des phases en présence - en particulier la nature bosonique ou fermionique des phases métalliques et isolantes - et sur les mécanismes de transport - par exemple, l'importance des concepts de percolation près des transitions.

Nous pensons, comme nous avons modestement essayé de le faire dans ce travail, qu'il faut considérer l'ensemble des phases possibles à  $T = 0$  pour comprendre chacune des transitions et parvenir à une vision unifiée des systèmes désordonnés à 2D.

## Annexe A

# Application des couches minces résistives à la détection

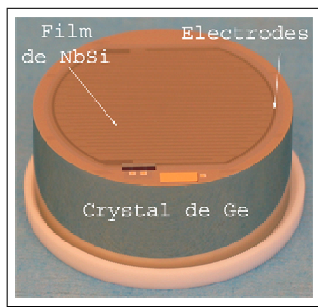


FIG. A.1 – Bolomètre ionisation-chauffage avec couche thermométrique en NbSi pour l'expérience EDELWEISS

des films thermométriques plus minces pouvaient apporter une plus grande sensibilité pour ce type d'applications.

Les couches minces de NbSi, on l'a vu, sont des isolant d'Anderson à suffisamment faible concentration en niobium. Ainsi, avec une loi de résistance qui diverge fortement lorsque l'on diminue la température dans ce régime, les couches minces de NbSi constituent des thermomètres ultra-sensibles permettant une détection d'une élévation de température meilleure que le  $\mu\text{K}$ .

Ces couches minces servent actuellement comme couches thermométriques sur une partie des bolomètres de l'expérience EDELWEISS dans laquelle le groupe est impliqué (figure (A.1)). Elles mesurent l'élévation de température induite par l'interaction de particules incidentes avec le crystal de germanium qui constitue l'absorbeur du détecteur. Nous avons donc cherché à voir si

### A.1 L'expérience EDELWEISS

La collaboration **EDELWEISS** (Expérience pour DÉtecter Les Wimps En Site Souterrain) rassemble des équipes du CEA-Saclay (DAPNIA et DRECAM), de l'IN2P3 (IPN Lyon et CSNSM), de l'INSU (IAP) et du SPM (CRTBT Grenoble), ainsi qu'une équipe du Forschungszentrum Karlsruhe (Allemagne) et du JINR-Dubna (Russie).

L'objectif poursuivi est la **détection directe**, à l'aide de détecteurs cyogéniques, **de la composante non-baryonique (WIMPs) du halo de matière noire galactique**. En effet, des observations astronomiques indiquent que la plupart de la matière dans l'Univers est "noire" et non-baryonique. Les particules formant la Matière Noire

non-baryonique doivent être stables, neutres et massives. Les principaux candidats répondant à ces critères sont les WIMPs (Weakly Interacting Massive Particle). Dans le cadre de la théorie MSSM (Minimal SuperSymetric Model), le WIMP est une LSP (Lightest Supersymmetric Particle) qui correspond à un neutralino avec une masse entre quelques dizaines ou centaines de  $\text{GeV}/c^2$  et une section efficace d'interaction avec la matière baryonique inférieure à  $10^{-6}$  pb.

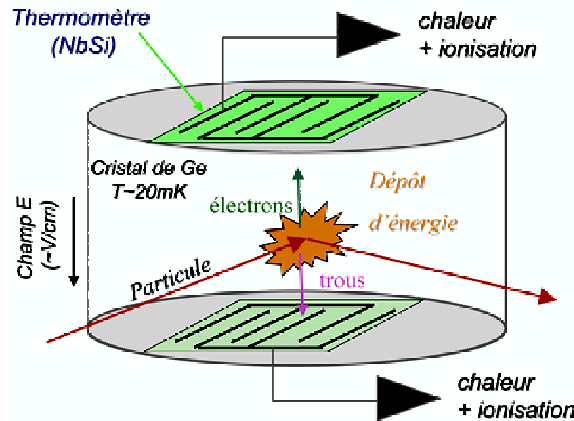


FIG. A.2 – Schéma de fonctionnement d'un bolomètre ionisation-chaaleur. Voir texte pour les explications du fonctionnement.

Le principe de la détection fait appel à des bolomètres germanium refroidis à une température de quelques dizaines de mK, à **double détection chaleur et ionisation** (figure (A.2)). Lorsqu'une particule arrive dans le détecteur de germanium, elle a deux effets. Le premier est de créer des paires électrons-trous, qui, sous l'effet d'un champ électrique, se séparent pour être ensuite détectés par des électrodes de collecte de part et d'autre du cristal. C'est la voie ionisation. Le deuxième est de créer un échauffement local qui va être détecté par les thermomètres en NbSi placés de part et d'autre du cristal. C'est la voie chaleur. Dans les bolomètres utilisant le NbSi, les électrodes servent pour les deux voies, à la fois pour collecter les charges et pour polariser le thermomètre.

Cette double détection permet une discrimination entre les reculs de noyaux (événements matière noire ou neutrons) et les reculs d'électrons induits par le fond radioactif gamma, X ou beta.

Les études des propriétés des films minces de NbSi s'inscrit donc également dans le programme de Recherche & Développement du groupe pour cette expérience.

## A.2 Apport des couches minces résistives à la détection

La voie chaleur des bolomètres utilisés dans l'expérience EDELWEISS est sensible aux phonons athermiques. En effet, lorsqu'une particule interagit avec le cristal de

germanium, il y a échauffement local du détecteur et création de phonons. Avant d'être totalement thermalisés, les phonons sont, durant un intervalle de temps de l'ordre de la centaine de microsecondes, dans un état hors d'équilibre. Ces phonons n'interagissent pas avec les phonons de l'absorbeur - le crystal de germanium - et vont pouvoir se propager par quasi-diffusion jusqu'aux films thermométriques où ils vont interagir avec les électrons du NbSi. Ils sont ensuite thermalisés par les phonons du crystal.

L'élévation de température du thermomètre vaut alors :

$$\Delta T_e = \frac{\epsilon E}{C_e} \quad (\text{A.1})$$

où  $C_e$  est la chaleur spécifique électronique du thermomètre et  $\epsilon E$  la quantité d'énergie déposée par les phonons athermiques dans le thermomètre.

La sensibilité du thermomètre dépend donc de sa capacité calorifique. Nous avons donc essayé de diminuer celle-ci en diminuant l'épaisseur des films de NbSi évaporés de 60 nm à 12.5 nm. Il s'agissait alors de vérifier que le gain en sensibilité ne se faisait pas au détriment d'autres paramètres pouvant diminuer la sensibilité des films, tels que le couplage électron-phonon ou les caractéristiques de bruit.

### A.2.1 Couplage électron-phonon

Le couplage électron-phonon est un paramètre important de la sensibilité d'une couche thermométrique. En effet, si on définit la sensibilité d'une telle couche comme  $S = \frac{dV}{dE}$ , c'est-à-dire la réponse en tension à un dépôt d'énergie donné, en supposant la réponse du thermomètre linéaire avec l'énergie, on a :

$$S = \frac{dV}{dT} \frac{dT}{dE} \propto V \frac{1}{C_e} \quad (\text{A.2})$$

où  $V$  est la tension appliquée au thermomètre. Pour augmenter la sensibilité, on désire donc polariser autant que faire se peut la couche de NbSi. Or, pour des isolants d'Anderson, la puissance injectée dans le film s'écrit [Marnieros, 1998] :

$$P = VI = g_{e-ph} Vol_{film} (T_e^5 - T_{ph}^5) \quad (\text{A.3})$$

où  $I$  est le courant appliqué,  $Vol_{film}$  le volume du film mince considéré,  $g_{e-ph}$  la constante de couplage électron-phonon,  $T_e$  la température des électrons dans le film et  $T_{ph}$  la température des phonons. Ainsi, plus la constante  $g_{e-ph}$  est élevée, plus on peut polariser le film pour un découplage en température donné. Avoir un couplage important entre les électrons et les phonons du film est donc une condition nécessaire pour fabriquer des couches minces thermométriques de qualité.

Nous avons mesuré le couplage électron-phonon à différentes températures entre 35 et 50 mK. Nous avons trouvé une valeur du couplage de  $g_{e-ph} = 35 \text{ W.K}^{-5}.\text{cm}^{-3}$  pour le film de 12.5 nm à comparer avec la valeur de  $g_{e-ph} = 30 \text{ W.K}^{-5}.\text{cm}^{-3}$  pour le film de 65 nm (figure (A.3)). Ces résultats sont donc tout à fait satisfaisants de ce point de vue.

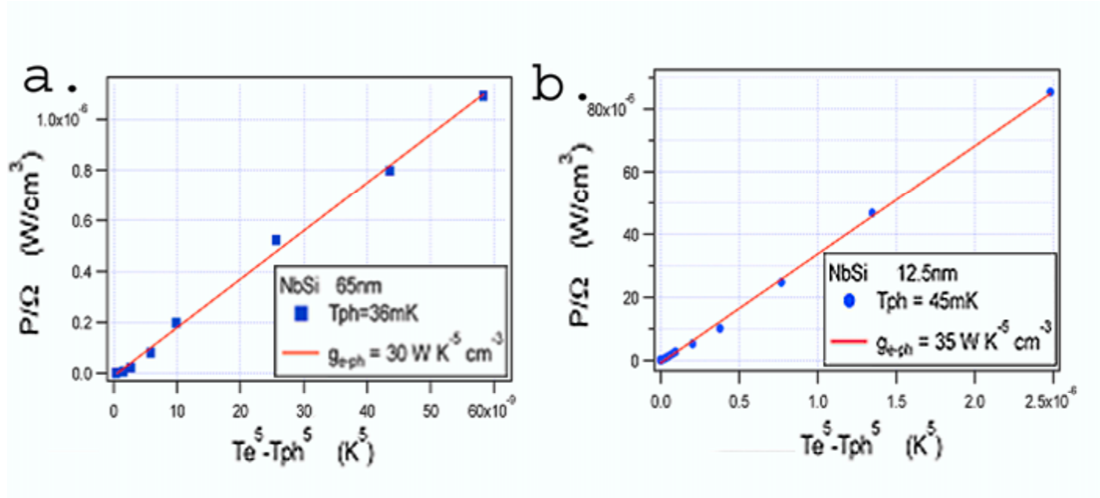


FIG. A.3 – a. Couplage électron-phonon pour un film de Nb<sub>0.6</sub>Si<sub>0.4</sub> de 60 nm. b. Même graphe pour un film de 12.5 nm.

## A.2.2 Bruit des couches minces

Un autre problème que l'on aurait pu rencontrer en diminuant l'épaisseur des thermomètres pour la bolométrie est le bruit des couches minces. En effet, un excès de bruit en 1/f comme celui observé par McCammon et al. [McCammon et al., 2002] dans des couches minces de silicium implantées aurait limité la sensibilité des détecteurs.

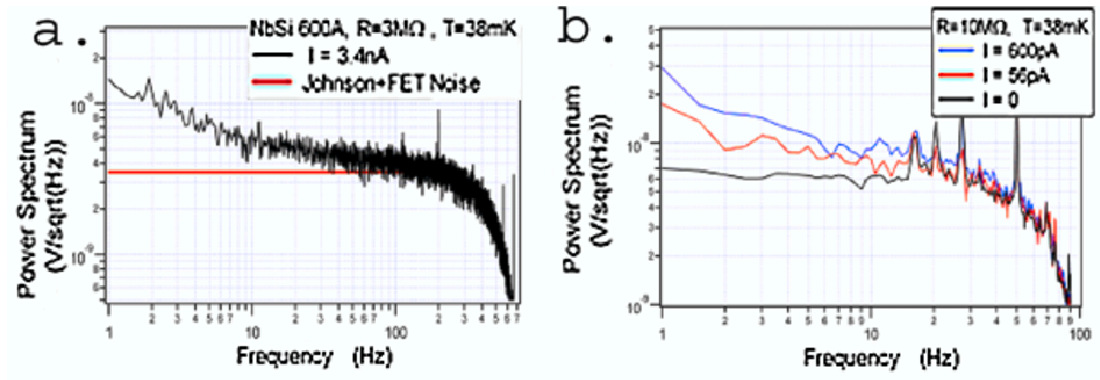


FIG. A.4 – a. Spectre de bruit pour un film de Nb<sub>0.6</sub>Si<sub>0.4</sub> de 60 nm. b. Même graphe pour un film de 12.5 nm.

Nous avons montré (figure (A.4)) que les caractéristiques de bruit, sous des conditions de polarisation comparables - polarisation optimale à chaque fois - et avec la même sensibilité électronique  $S_e = \frac{dV_{polar}}{dT}$ , sont tout à fait comparables entre les

films de 60 nm et de 12.5 nm : jusqu'à 5 Hz, le bruit du film le plus mince est inférieur à deux fois le bruit Johnson. Nous n'observons donc pas de remontée en  $1/f$  comme décrit par McCammon et collaborateurs dans les mêmes gammes de fréquences.

### A.3 Faisabilité de l'implantation de couches minces pour la détection

Diminuer l'épaisseur des films n'affecte donc ni la puissance de polarisation qui peut être appliquée à la couche mince thermométrique, ni les performances en termes de bruit de ces films. Ceci signifie que la sensibilité des films d'épaisseur 12.5 nm sera vraisemblablement accrue par rapport à celle des films de 60 nm d'un facteur environ  $1/\sqrt{Vol_{film}} \simeq 2.2$ , toutes choses étant égales par ailleurs. Ceci a été une motivation importante pour implanter ces films de faible épaisseur sur des bolomètres ionisation-chauffeur de type de ceux qui seront utilisés par la deuxième phase de l'expérience EDELWEISS. De tels bolomètres ont été synthétisés et leur étude est en cours.



## Annexe B

# Application des couches minces supraconductrices à la détection

Les couches minces supraconductrices de  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  sont utilisées par notre groupe pour fabriquer des Transition Edge Sensors (TES) à des fins de détection pour l'astrophysique.

Afin d'accroître la sensibilité de ces thermomètres, il est intéressant de réduire l'épaisseur de ces films afin de diminuer leur temps de réponse.

Les paramètres supraconducteurs - la température de transition et la résistance à l'état normal - varient avec la composition et l'épaisseur des films. Pour les films épais (au-dessus de 100 nm), la température critique est principalement gouvernée par la composition, mais, pour des échantillons plus minces, l'épaisseur joue également un rôle dans la détermination de  $T_c$  (figure (B.1)). Nous avons cependant trouvé une résistivité normale constante à une composition donnée.

Les films minces supraconducteurs de  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$  constituent un nouvel exemple de TES, qui n'utilisent pas l'effet de proximité comme c'est actuellement majoritairement le cas. Puisque le NbSi est un composé homogène, le paramètre d'ordre de la phase supraconductrice est uniforme et on peut espérer de meilleures performances en termes de bruit. Des études pour évaluer les performances de ces films sont en cours. Des détecteurs à basse impédance ( $< 1 \Omega$ ) et avec une température critique convenable ( $T_c \approx 300 \text{ mK}$ ) ont été synthétisés.

De plus, un design approprié des électrodes - type peigne interdigité - a donné lieu à des TES dont l'impédance est adaptée à des mesures au SQUID. De la même manière, les paramètres du système peuvent être ajustés pour s'accorder à l'impédance du vide ( $Z_0 = 377 \Omega$ ) pour des applications bolométriques où le film mince est à la fois l'absorbeur et le thermomètre.

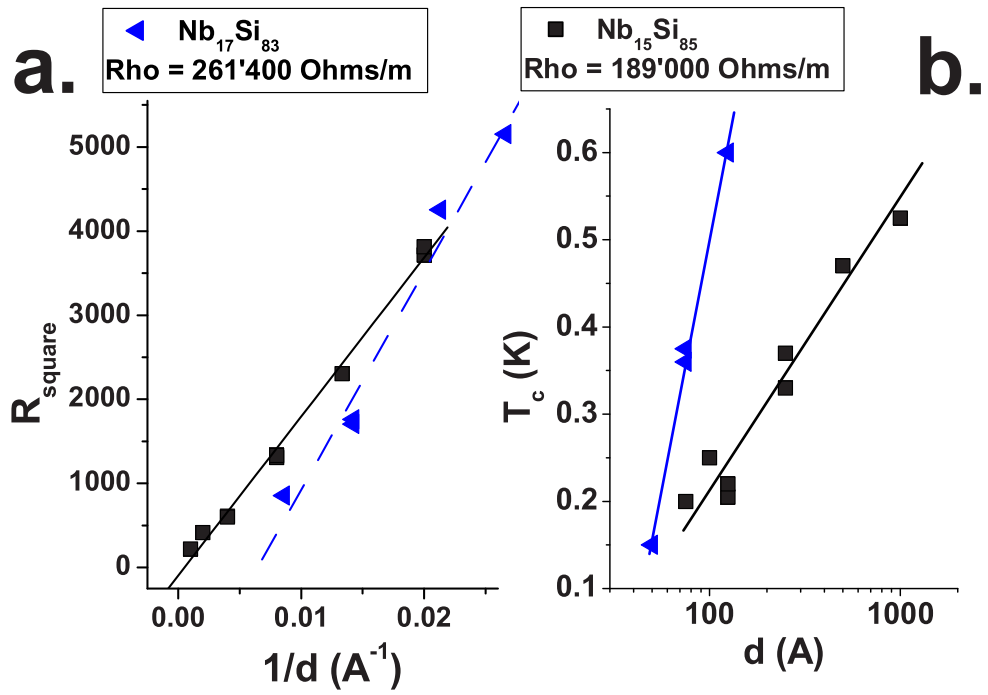
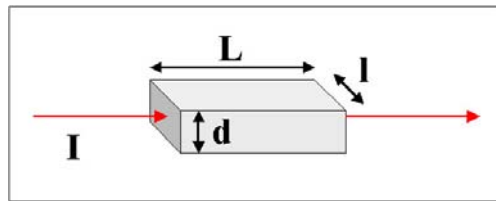


FIG. B.1 – a. Résistance carrée à l'état normal en fonction de l'inverse de l'épaisseur. Pour une composition donnée, la résistivité est indépendante de l'épaisseur. b. Température critique supraconductrice en fonction de l'épaisseur. La  $T_c$  peut être ajustée en jouant à la fois sur la composition et l'épaisseur.

## Annexe C

# Grandeurs électriques



Les définitions des grandeurs électriques dépendant de la dimensionnalité du système, il nous a paru utile de récapituler quelques définitions dans cette annexe.

Note : la conductance  $G$  d'un système a, quelle que soit la dimension que l'on considère, une unité de  $\Omega^{-1}$  [Shklovskii et Efros, 1984]. L'unité fondamentale naturelle est donc  $\frac{e^2}{2\hbar} = 1,2 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1}$ . On a alors la conductivité par la relation :

$$G = L^{d-2} \sigma \quad (\text{C.1})$$

	3D	2D
Résistance	$R$ [ $\Omega$ ]	$R$ [ $\Omega$ ]
Résistivité	$\rho = \frac{dR}{L}$ [ $\Omega\text{m}$ ]	$R_{square} = \frac{l}{L} R$ [ $\Omega$ ]
Conductance	$G = \frac{1}{R}$ [ $\Omega^{-1}$ ]	$G = \frac{1}{R_{square}}$ [ $\Omega^{-1}$ ]
Conductivité	$\sigma_{3D} = \frac{1}{\rho} = \frac{L}{l d R}$ [ $\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ ]	$\sigma_{2D} = \frac{1}{R_{square}} = \frac{L}{l} R$ [ $\Omega^{-1}$ ]
Minimum de conductivité de Mott	$\sigma_{min}^{3D} = \frac{1}{3\pi^2} \frac{1}{a} \frac{e^2}{\hbar} = 27'476 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ avec $a$ une grandeur caractéristique microscopique (ici $3 \text{ \AA}$ )	$\sigma_{min}^{2D} = \frac{e^2}{\hbar} = 2,4 \cdot 10^{-4} \Omega^{-1}$
Résistance critique TSI		$R_c = \frac{h}{4e^2} = 6'450 \Omega$
Résistance critique TMI 2D		$R_c = \frac{h}{e^2} = 25'800 \Omega$

# Notations

Symbole	Signification
$a$	Distance interatomique
$\beta$	$\frac{1}{k_B T}$
$d$	Épaisseur ou dimensionnalité du système
$D$	Coefficient de diffusion
$\Delta$	Gap supraconducteur
$\delta_K$	Distance à la transition suivant le paramètre $K$ $\frac{K-K_c}{K_c}$
$g$	Conductance en unité $\frac{e^2}{h}$
$G$	Conductance
$\gamma$	Coefficient de Sommerfeld de la chaleur spécifique
$H$	Champ magnétique
$k_F$	Vecteur d'onde de Fermi
$l$	Libre parcours moyen
$L_{el}$	Longueur de diffusion élastique
$L_{in}$	Longueur de diffusion inélastique
$L_{Th}$	Longueur de Thouless $\simeq \sqrt{L_{in}L_{el}}$
$m$	Masse de l'électron
$\mu$	Potentiel chimique
$N(E)$	Densité d'états
$\nu$	Exposant critique de la longueur de localisation
$\omega$	Fréquence caractéristique (notamment de fluctuations)
$\Phi_0$	Quantum de flux $\frac{h}{2e}$ s
$\psi$	Fonction d'onde
$R$	Résistance (3D); Résistance carrée (2D)
$\rho$	Résistivité
$\sigma$	Conductivité
$T$	Température
$T_c$	Température critique
$\tau$	Temps de diffusion élastique
$\tau_{in}$	Temps de diffusion inélastique
$U$	Énergie de répulsion coulombienne
$v_F$	Vitesse de Fermi
$W$	Potentiel de désordre
$\xi_{GL}$	Longueur de cohérence de Landau-Ginzburg
$z$	Exposant critique dynamique

# Bibliographie

- [Abrahams et al., 1979] *Scaling Theory of Localization : Absence of Quantum Diffusion in Two Dimensions*. E. Abrahams, P. Anderson, D. Licciardello, et T. Ramakrishnan. *Phys. Rev. Lett.*, **42**, p. 673, 1979.
- [Abrahams et al., 2001] *Colloquium : Metallic behavior and related phenomena in two dimensions*. E. Abrahams, S. Kravchenko, et M. Sarachik. *Rev. Mod. Phys.*, **73**, p. 251, 2001.
- [Allen et al., 1993] *Low-temperature magnetization studies of NbSi films*. L. Allen, M. Paalanen, et R. Bhatt. *Europhys. Lett.*, **21**, p. 927, 1993.
- [Altshuler et Aronov, 1979] *On the Theory of Disordered Metals and Strongly-doped Semiconductors*. B. Altshuler et A. Aronov. *JETP Lett.*, **50**, p. 968, 1979.
- [Altshuler et Aronov, 1981] *Magneto-resistance of thin films and of wires in a longitudinal magnetic field*. B. Altshuler et A. Aronov. *JETP Lett.*, **33**, p. 499, 1981.
- [Altshuler et al., 1980] *Magneto-resistance and Hall effect in a disordered two-dimensional electron gas*. B. Altshuler, D. Khmel'nitskii, A. Larkin, et P. Lee. *Phys. Rev. B*, **22**, p. 5142, 1980.
- [Altshuler et Maslov, 1999] *Theory of metal-insulator transitions in gated semiconductors - Reply*. B. Altshuler et D. Maslov. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, p. 145, 1999.
- [Anderson, 1958] *Absence of Diffusion in Certain Random Lattices*. P. Anderson. *Phys. Rev.*, **109**, p. 1492, 1958.
- [Asamitsu et al., 1994] *Disappearance of superconductivity in ultra thin amorphous Nb films*. A. Asamitsu, M. Iguchi, A. Ichikawa, et N. Nishida. *Physica B*, **194-196**, 1994.
- [Astrakharchik et Adkins, 1994] *Enhancement of superconductivity and observation of antilocalization in thin metal films by suppression of electron-interaction effects*. E. Astrakharchik et C. Adkins. *Phys. Rev. B*, **50**, 1994.
- [Avishai, 2006] Y. Avishai. *Communication personnelle*.
- [Azbel', 1991] *Variable-range-hopping magneto-resistance*. M. Azbel'. *Phys. Rev. B*, **43**, p. 2435, 1991.
- [Azbel', 1992] *Quantum particle in a random potential : exact solution and its implications*. M. Azbel'. *Phys. Rev. B*, **45**, p. 4208, 1992.
- [Béal et Friedel, 1964] *Relation between local order and interference effects in electrical resistivity for metallic alloys*. M. Béal et J. Friedel. *Phys. Rev.*, **135**, p. A466, 1964.

- [Baturina et al., 2005] *From quantum corrections to magnetic-field-tuned superconductor-insulator quantum phase transition in TiN films.* T. Baturina, J. Bentner, C. Strunk, M. Baklanov, et A. Satta. *Physica B*, **359-361**, p. 500, 2005.
- [Beasley et al., 1979] *Possibility of vortex-antivortex pair dissociation in two-dimensional superconductors.* M. Beasley, J. Mooij, et T. Orlando. *Phys. Rev. Lett.*, **42**, p. 1165, 1979.
- [Belitz et Kirkpatrick, 1994] *The Anderson-Mott transition.* D. Belitz et T. Kirkpatrick. *Rev. Mod. Phys.*, **66**, p. 261, 1994.
- [Berggren, 1982] *Weak localisation and the dimensional crossover in disordered metallic films.* K. Berggren. *J. Phys. C : Sol. St. Phys.*, **15**, p. L843, 1982.
- [Bergmann, 1983] *Physical interpretation of weak localization : A time-of-flight experiment with conduction electrons.* G. Bergmann. *Phys. Rev. B*, **28**, p. 2914, 1983.
- [Bhatt et Lee, 1982] *Scaling Studies of Highly Disordered Spin-1/2 Antiferromagnetic Systems.* R. Bhatt et P. Lee. *Phys. Rev. Lett.*, **48**, p. 344, 1982.
- [Bielejec et Wu, 2002] *Field-Tuned Superconductor-Insulator Transition with and without Current Bias.* E. Bielejec et W. Wu. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, p. 206802, 2002.
- [Bishop et al., 1985] *The metal-insulator transition in amorphous NbSi.* D. Bishop, E. Spencer, et R. Dynes. *Sol. St. Elec.*, **28**, p. 73, 1985.
- [Bouvot, 1996] L. Bouvot (1996). *Etude d'échangeurs thermiques à poudre d'argent. Application à la réalisation d'un cryostat à dilution.* Technical report, Conservatoire National des Arts et Métiers.
- [Brunthaler et al., 2001] *Exclusion of quantum coherence as the origin of the 2D metallic state in high-mobility silicon inversion layers.* G. Brunthaler, A. Prinz, G. Bauer, et V. Pudalov. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, p. 096802, 2001.
- [Buzea et Robbie, 2005] *State of the art in thin film thickness and deposition rate monitoring sensors.* C. Buzea et K. Robbie. *Rep. Prog. Phys.*, **68**, p. 385, 2005.
- [Carini et al., 1996] *Conductivity studies of quantum-critical dynamics.* J. Carini, H. Lee, et D. Baxter. *Ferroelectrics*, **176**, p. 239, 1996.
- [Castellani et al., 1984] *Interaction-driven metal-insulator transitions in disordered fermion systems.* C. Castellani, C. D. Castro, et P. L. ant M. Ma. *Phys. Rev. B*, **30**, p. 527, 1984.
- [Cha et al., 1991] *Universal conductivity of two-dimensional films at the superconductor-insulator transition.* M. Cha, M. Fisher, S. Girvin, M. Wallin, et A. Young. *Phys. Rev. B*, **44**, p. 6883, 1991.
- [Cha et Girvin, 1994] *Universal conductivity in the boson Hubbard model in a magnetic field.* M. Cha et S. Girvin. *Phys. Rev. B*, **49**, p. 9794, 1994.
- [Chakravarty et al., 1999] *Wigner glass, spin liquids and the metal-insulator transition.* S. Chakravarty, S. Kivelson, C. Nayak, et K. Voelker. *Phil. Mag. B*, **79**, p. 859, 1999.
- [Christiansen et al., 2002] *Evidence of Collective Charge Behavior in the Insulating State of Ultrathin Films of Superconducting Metals.* C. Christiansen, L. Hernandez, et A. Goldman. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, p. 037004, 2002.

- [Coleridge et al., 1997] *Metal-insulator transition at  $B=0$  in  $p$ -type  $SiGe$* . P. Coleridge, R. Williams, Y. Feng, et P. Zawadzki. *Phys. Rev. B*, **56**, p. R12764, 1997.
- [Damle et Sachdev, 1997] *Nonzero-temperature transport near quantum critical points*. K. Damle et S. Sachdev. *Phys. Rev. B*, **56**, p. 8714, 1997.
- [Das et Doniach, 1999] *Existence of a Bose metal at  $T=0$* . D. Das et S. Doniach. *Phys. Rev. B*, **60**, p. 1261, 1999.
- [Denhoff et Gygax, 1986] *Superconducting fluctuations, weak localization, and electron interactions in three-dimensional  $Nb :Si$* . M. Denhoff et S. Gygax. *Phys. Rev. B*, **34**, p. 151, 1986.
- [Dodson et al., 1981] *Metal-insulator transition in disordered germanium-gold alloys*. B. Dodson, W. McMillan, J. Mochel, et R. Dynes. *Phys. Rev. Lett.*, **46**, p. 46, 1981.
- [Dressaire, 2004] E. Dressaire (2004). Modification de la résistance d'un isolant de Mott-Anderson par implantation ionique. Mémoire de Master, E.S.P.C.I., Paris.
- [Dubi et al., 2004] *A unifying model for several two-dimensional phase transitions*. Y. Dubi, Y. Meir, et Y. Avishai. *Cond-mat*, p. 0409759, 2004.
- [Dultz et Jiang, 2000] *Thermodynamic signature of a two-dimensional metal-insulator transition*. S. Dultz et H. Jiang. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, p. 4689, 2000.
- [Dumoulin et al., 1993]  *$Nb-Si$  thin films as thermometers for low-temperature bolometers*. L. Dumoulin, L. Bergé, J. Lesueur, H. Bernas, et M. Chapellier. *J. Low. Temp. Phys.*, **93**, p. 301, 1993.
- [Dynes et al., 1986] *Breakdown of Eliashberg theory for two-dimensional superconductivity in the presence of disorder*. R. Dynes, A. White, J. Graybeal, et J. Garno. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, p. 2195, 1986.
- [Edwards et al., 1989] *Structural studies of amorphous  $Si-Ni-H$* . A. Edwards, M. Fairbanks, R. Newport, S. Gurman, et E. Davis. *J. of Non-Cryst. Solids*, **113**, p. 41, 1989.
- [Efros et Shklovskii, 1975] *Coulomb gap and low temperature conductivity of disordered systems*. A. Efros et B. Shklovskii. *J. Phys. C*, **8**, p. L49, 1975.
- [Falakshahi et Waintal, 2005] *Hybrid phase at the quantum melting of the Wigner crystal*. H. Falakshahi et X. Waintal. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, p. 046801, 2005.
- [Feng et al., 2001] *Novel metallic behavior in two dimensions*. X. Feng, D. Popovic, S. Washburn, et V. Dobrosavljevic. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, p. 2625, 2001.
- [Finkelstein, 1983] *Influence of Coulomb interaction on the properties of disordered metals*. A. Finkelstein. *JETP*, **57**, p. 97, 1983.
- [Finkelstein, 1994] *Suppression of superconductivity in homogeneously disordered systems*. A. Finkelstein. *Physica B*, **197**, p. 636, 1994.
- [Finkelstein, 1987] *Superconducting transition temperature in amorphous films*. A. M. Finkelstein. *JETP Lett.*, **45**, p. 46, 1987.
- [Fisher, 1990] *Quantum phase transitions in disordered two-dimensional superconductors*. M. Fisher. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, p. 923, 1990.
- [Fisher et al., 1990] *Presence of quantum diffusion in two dimensions : universal resistance at the superconductor-insulator transition*. M. Fisher, G. Grinstein, et S. Girvin. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, p. 587, 1990.



- [Fisher et Lee, 1989] *Correspondence between two-dimensional bosons and a bulk superconductor in a magnetic field.* M. Fisher et D. Lee. *Phys. Rev. B*, **39**, p. 2756, 1989.
- [Fisher et al., 1989] *Boson localization and the superfluid-insulator transition.* M. Fisher, P. Weichman, G. Grinstein, et D. Fisher. *Phys. Rev. B*, **40**, p. 546, 1989.
- [Galitski et al., 2005] *Vortices and quasiparticles near the 'superconductor-insulator' transition in thin films.* V. Galitski, G. Refael, M. Fisher, et T. Senthil. *Cond mat*, p. 0504745, 2005.
- [Gantmakher, 2004] *Traits of the insulator formed under the superconductor-insulator transition.* V. Gantmakher. *Physica C*, **404**, p. 176, 2004.
- [Gantmakher et al., 2003] *Suppression of 2D superconductivity by the magnetic field : quantum correction vs. the superconductor-insulator transition.* V. Gantmakher, S. Ermolov, G. Tszydynzhapov, A. Zhukov, et T. Baturina. *JETP Lett.*, **77**, p. 424, 2003.
- [Gantmakher et al., 2000a] *Observation of the parallel-magnetic-field-induced superconductor-insulator transition in thin amorphous InO films.* V. Gantmakher, M. Golubkov, V. Dolgopolo, A. Shashkin, et G. Tszydynzhapov. *JETP Lett.*, **71**, p. 473, 2000.
- [Gantmakher et al., 2000b] *Scaling analysis of the magnetic field-tuned quantum transition in superconducting amorphous InO films.* V. Gantmakher, M. Golubkov, V. Dolgopolo, G. Tszydynzhapov, et A. Shashkin. *JETP Lett.*, **71**, p. 231, 2000.
- [Gantmakher et al., 2000c] *Superconductor-insulator transition in amorphous In-O films.* V. Gantmakher, M. Golubkov, V. Dolgopolo, G. Tszydynzhapov, et A. Shashkin. *Physica B*, **284**, p. 649, 2000.
- [Gershenson et al., 2000] *Hot-electron effects in two-dimensional hopping with a large localization length.* M. Gershenson, Y. Khavin, D. Reuter, P. Schafmeister, et A. Wieck. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, p. 1718, 2000.
- [Giamarchi, 2002] T. Giamarchi (2002). *Statistical Field Theory.* Cours de Master. Université Paris XI.
- [Gilbert, 1977] *Effet de proximité entre un métal normal et un supraconducteur.* A. Gilbert. *Ann. Phys.*, **2**, p. 203, 1977.
- [Goldman, 2003] *Superconductor-insulator transitions in the two-dimensional limit.* A. Goldman. *Physica E*, **18**, p. 1, 2003.
- [Goldman et Markovic, 1998] *Superconductor-insulator transitions in the two-dimensional limit.* A. Goldman et N. Markovic. *Physics Today*, p. 39, November 1998.
- [Graybeal et Beasley, 1984] *Localization and interaction effects in ultrathin amorphous superconducting films.* J. Graybeal et M. Beasley. *Phys. Rev. B*, **29**, p. 4167, 1984.
- [Guyon, 1965] E. Guyon (1965). *Etude expérimentale de la supraconductivité sans bande interdite d'alliages en présence de champ magnétique.* Thèse de doctorat. Paris.
- [Hanein et al., 1998a] *The metalliclike conductivity of a two-dimensional hole system.* Y. Hanein, U. Meirav, D. Shahar, C. Li, D. Tsui, et H. Shtrikman. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, p. 1288, 1998.

- [Hanein et al., 1998b] *Observation of the metal-insulator transition in two-dimensional n-type GaAs.* Y. Hanein, D. Shahar, J. Yoon, C. Li, D. Tsui, et H. Shtrikman. *Phys. Rev. B*, **58**, p. R13338, 1998.
- [Harris, 1974] *Effect of random defects on the critical behaviour of Ising models.* A. Harris. *J. Phys. C*, **7**, p. 1671, 1974.
- [Haviland et al., 1989] *Onset of superconductivity in the two-dimensional limit.* D. Haviland, Y. Liu, et A. Goldman. *Phys. Rev. Lett.*, **62**, p. 2180, 1989.
- [Hebard et Fiory, 1983] *Critical-exponent measurements of a two-dimensional superconductor.* A. Hebard et A. Fiory. *Phys. Rev. Lett.*, **50**, p. 1603, 1983.
- [Hebard et Paalanen, 1983] *Pair-breaking model for disorder in two-dimensional superconductors.* A. Hebard et M. Paalanen. *Phys. Rev. B*, **30**, p. 4063, 1983.
- [Hebard et Paalanen, 1990] *Magnetic-field-tuned superconductor-insulator transition in two-dimensional films.* A. Hebard et M. Paalanen. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, p. 927, 1990.
- [Helgren et Grüner, 2001] *Measurements of the Complex Conductivity of  $Nb_xSi_{1-x}$  Alloys on the Insulating Side of the Metal-Insulator Transition.* E. Helgren et G. Grüner. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, p. 116602, 2001.
- [Herbut, 1997] *Dual Superfluid-Bose-Glass Critical Point in Two Dimensions and the Universal Conductivity.* I. Herbut. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, p. 3502, 1997.
- [Hertel et al., 1983] *Tunneling and Transport Measurements at the Metal-Insulator Transition of Amorphous Nb : Si.* G. Hertel, D. Bishop, E. Spencer, J. Rowell, et R. Dynes. *Phys. Rev. Lett.*, **50**, p. 743, 1983.
- [Hofstetter et Schreiber, 1993] *Finite-size scaling and critical exponents - a new approach and its application to Anderson localization.* E. Hofstetter et M. Schreiber. *Europhys. Lett.*, **21**, p. 933, 1993.
- [Héritier, 2002] M. Héritier (2002). Transitions de phase et fermions corrélés. Cours de Master. Université Paris XI.
- [Hsu et al., 1991] *Superconducting transition temperature in a Nb/NbxSi1-x bilayer system.* J. Hsu, S. Park, G. Deutscher, et A. Kapitulnik. *Phys. Rev. B*, **43**, p. 2648, 1991.
- [Hubbard, 1963] *Electron correlations in narrow energy bands.* J. Hubbard. *J., Proc. R. Soc. London Sec. A*, **276**, p. 238, 1963.
- [Hucknall et al., 1992] *Detailed studies of the density of states of amorphous NbSi obtained by synchrotron radiation photoemission.* P. Hucknall, C. Walker, D. Greig, J. Matthew, D. Norman, et J. Turton. *J. Phys. : Cond Mat.*, **4**, p. 1131, 1992.
- [Ilani et al., 2000] *Unexpected behavior of the local compressibility near the B=0 metal-insulator transition.* S. Ilani, A. Yacoby, D. Mahalu, et H. Shtrikman. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, p. 3133, 2000.
- [Imry, 1981] *Destruction of superconductivity in granular and highly disordered metals.* Y. Imry. *Phys. Rev. B*, **24**, p. 6353, 1981.
- [Imry et Ovadyahu, 1982a] *Density-of-states anomalies in a disordered conductor : a tunneling study.* Y. Imry et Z. Ovadyahu. *Phys. Rev. Lett.*, **49**, p. 841, 1982.

- [Imry et Ovadyahu, 1982b] *Transition to a microscopic diffusion regime and dimensional crossover in a disordered conductor*. Y. Imry et Z. Ovadyahu. *J. Phys. C : Sol. St. Phys.*, **15**, p. L327, 1982.
- [Jaeger et al., 1986] *Threshold for superconductivity in ultrathin amorphous gallium films*. H. Jaeger, D. Haviland, A. M. Goldman, et B. Orr. *Phys. Rev. B*, **34**, p. 4920, 1986.
- [Juillard, 1996] A. Juillard (1996). Etude de couches minces supraconductrices pour la réalisation de bolomètres à très basse température. Mémoire de Master, École des Mines de Nancy.
- [Juillard, 1999] A. Juillard (1999). *Résolution dans les bolomètres équipés de couches minces d'isolant d'Anderson pour des événements impliquant des reculs de noyaux*. Thèse de doctorat. Paris XI, Orsay.
- [Kisker, 1997] *Bose-glass and Mott-insulator phase in the disordered boson Hubbard model*. J. Kisker. *Phys. Rev. B*, **55**, p. R11981, 1997.
- [Klapwijk et Sarma, 1999] T. Klapwijk et S. D. Sarma. *Sol. St. Comm.*, **110**, p. 581, 1999.
- [Kravchenko et al., 1994] *Possible metal-insulator transition at  $B=0$  in 2 dimensions*. S. Kravchenko, G. Kravchenko, J. Furneaux, V. Pudalov, et M. D'Iorio. *Phys. Rev. B*, **50**, p. 8039, 1994.
- [Kravchenko et al., 1995] *Scaling of an anomalous metal-insulator transition in a two-dimensional system in silicon at  $B=0$* . S. Kravchenko, W. Mason, G. Bowker, J. Furneaux, V. Pudalov, et M. D'Iorio. *Phys. Rev. B*, **51**, p. 7038, 1995.
- [Kravchenko et Sarachik, 2004] *Metal-insulator transition in two-dimensional electron systems*. S. Kravchenko et M. Sarachik. *Rep. Prog. Phys.*, **67**, p. 1, 2004.
- [Kravchenko et al., 1999] *Theory of metal-insulator transitions in gated semiconductors - Comment*. S. Kravchenko, M. Sarachik, et D. Simmonian. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, p. 2091, 1999.
- [Lam et al., 1997] *Scaling and the metal-insulator transition in Si/SiGe quantum wells*. J. Lam, M. D'Iorio, D. Brown, et H. Lafontaine. *Phys. Rev. B*, **56**, p. R12741, 1997.
- [Lee et al., 1998] *Temperature-Frequency Scaling in Amorphous Niobium-Silicon near the Metal-Insulator Transition*. H. Lee, J. Carini, et D. Baxter. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, p. 4261, 1998.
- [Lee et al., 2000] *Quantum-critical conductivity scaling for a metal-insulator transition*. H. L. Lee, J. P. Carini, D. V. Baxter, W. Henderson, et G. Gruner. *Science*, **287**, p. 633, 2000.
- [Lee et Cha, 2005] *The quasi-particle gap in a disordered boson Hubbard model in two dimensions*. J. Lee et M. Cha. *Cond-mat*, p. 0511579, 2005.
- [Lee et Ramakrishnan, 1985] *Disordered electronic systems*. P. Lee et T. Ramakrishnan. *Rev. Mod. Phys.*, **57**, p. 287, 1985.
- [Lee et Ketterson, 1990] *Critical sheet resistance for the suppression of superconductivity in thin Mo-C films*. S. Lee et J. Ketterson. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, p. 3078, 1990.

- [Lewalle et al., ] *The relative importance of electron-electron interactions compared to disorder in the two-dimensional.* A. Lewalle, M. Pepper, C. Ford, E. Hwang, S. D. Sarma, D. Paul, et G. Redmond.
- [Liu et al., 1993] *Insulator-to-superconductor transition in ultrathin films.* Y. Liu, D. Haviland, B. Nease, et A. Goldman. *Phys. Rev. B*, **47**, p. 5931, 1993.
- [Liu et al., 1991] *Scaling of the insulator-to-superconductor transition in ultrathin amorphous Bi films.* Y. Liu, A. McGreer, B. Nease, D. Haviland, G. Martinez, J. Halley, et A. Goldman. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, p. 2068, 1991.
- [Maekawa et al., 1983] *Upper critical field in two-dimensional superconductors.* S. Maekawa, H. Ebisawa, et H. Fukuyama. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **52**, p. 1352, 1983.
- [Maekawa et Fukuyama, 1982] *Localization effects in two-dimensional superconductors.* S. Maekawa et H. Fukuyama. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **51**, p. 1380, 1982.
- [Makivic et al., 1993] *Disordered bosons : Critical phenomena and evidence for new low energy excitations.* M. Makivic, N. Trivedi, et S. Ullah. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, p. 2307, 1993.
- [Markovic et al., 1998a] *Thickness-magnetic field phase diagram at the superconductor-insulator transition in 2D.* N. Markovic, C. Christiansen, et A. Goldman. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, p. 5217, 1998.
- [Markovic et al., 1999] *Superconductor-insulator transition in two dimensions.* N. Markovic, C. Christiansen, A. Mack, W. Huber, et A. Goldman. *Phys. Rev. B*, **60**, p. 4320, 1999.
- [Markovic et al., 2001] *Electric-field effect in ultrathin films near the superconductor-insulator transition.* N. Markovic, C. Christiansen, G. Martinez-Arizala, et A. Goldman. *Phys. Rev. B*, **65**, p. 012501, 2001.
- [Markovic et al., 1998b] *Evidence of Vortices on the Insulating Side of the Superconductor-Insulator Transition.* N. Markovic, A. Mack, G. Martinez-Arizala, C. Christiansen, et A. Goldman. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, p. 701, 1998.
- [Marnieros, 1998] S. Marnieros (1998). *Couches minces d'isolant d'Anderson. Application à la bolométrie à très basse température.* Thèse de doctorat. Paris XI, Orsay.
- [Marnieros et al., 2000] *Dynamical properties near the metal-insulator transition : evidence for electron-assisted Variable Range Hopping.* S. Marnieros, L. Bergé, A. Juillard, et L. Dumoulin. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, p. 2469, 2000.
- [Mason et Kapitulnik, 1999] *Dissipation effects on the superconductor-insulator transition in 2D superconductors.* N. Mason et A. Kapitulnik. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, p. 5341, 1999.
- [Mason et Kapitulnik, 2002] *Superconductor-insulator transition in a capacitively coupled dissipative environment.* N. Mason et A. Kapitulnik. *Phys. Rev. B*, **65**, p. 220505, 2002.
- [Mason et al., 1995] *Experimental evidence for a Coulomb gap in 2 dimensions.* W. Mason, S. Kravchenko, G. Bowker, et J. Furneaux. *Phys. Rev. B*, **52**, p. 7857, 1995.
- [Matthew et al., 1995] *Auger parameter studies of amorphous NbSi.* J. Matthew, S. Morton, C. Walker, et G. Beamson. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **28**, p. 1702, 1995.

- [McCammon et al., 2002] *1/f noise in doped semiconductor thermistors*. D. McCammon, M. Galeazzi, D. Liu, W. Sanders, P. Tan, K. Boyce, R. Brekosky, J. Gygax, R. Kelley, D. Mott, F. Porter, C. Stahle, C. Stahle, et A. Szymkowiak. *Low Temp. Detect.*, **605**, p. 91, 2002.
- [Meir, 1999] *Percolation-type description of the metal-insulator transition in two dimensions*. Y. Meir. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, p. 3506, 1999.
- [Meir, 2000] *Two-species percolation and scaling theory of the metal-insulator transition in two dimensions*. Y. Meir. *Phys. Rev. B*, **61**, p. 16470, 2000.
- [Mott, 1968] *Conduction in glasses containing transition metal ions*. N. Mott. *Non-Crystal. Sol.*, **1**, p. 1, 1968.
- [Mott, 1974] N. Mott (1974). *Metal-Insulator Transitions*. Taylor and Francis Ltd.
- [Nedellec, 1969] P. Nedellec (1969). *Contribution à l'étude, par effet tunnel, du comportement en champ magnétique de films minces supraconducteurs*. Thèse de doctorat. Paris XI, Orsay.
- [Okuma et al., 1998] *Superconductor-insulator transition driven by magnetic-field and disorder in two-dimensional MoSi films*. S. Okuma, T. Terashima, et N. Kokubo. *Sol. St. Comm.*, **106**, p. 529, 1998.
- [Orr et al., 1986] *Global phase coherence in two-dimensional antigranulocytes superconductors*. B. Orr, H. Jaeger, A. Goldman, et C. Kuper. *Phys. Rev. Lett.*, **56**, p. 378, 1986.
- [Ovadyahu et al., 1985] *Dimensionality crossover induced by magnetic field in thin metallic films*. Z. Ovadyahu, Y. Gefen, et Y. Imry. *Phys. Rev. B*, **32**, p. 781, 1985.
- [Ovadyahu et Imry, 1983] *On the role of the correlation length near the onset of non-metallic conduction*. Z. Ovadyahu et Y. Imry. *J. Phys. C : Sol. St. Phys.*, **16**, p. L471, 1983.
- [Paalanen et al., 1992] *Low-temperature insulating phases of uniformly disordered two-dimensional superconductors*. M. Paalanen, A. Hebard, et R. Ruel. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, p. 1604, 1992.
- [Papadakis et Shayegan, 1998] *Apparent metallic behavior at  $B=0$  of a two-dimensional electron system in ALAs*. S. Papadakis et M. Shayegan. *Phys. Rev. B*, **57**, p. R15068, 1998.
- [Parendo et al., 2005] *Electrostatic tuning of the superconductor-insulator transition in two dimensions*. K. A. Parendo, K. H. Sarwa, B. Tan, A. Bhattacharya, M. Eblen-Zayas, N. E. Staley, et A. M. Goldman. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, p. 197004, 2005.
- [Pazmandi et al., 1997] *Revisiting the theory of finite size scaling in disordered systems :  $\nu$  can be less than  $2/d$* . F. Pazmandi, R. Scalettar, et G. Zimanyi. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, p. 5130, 1997.
- [Perez-Garrido et al., 1997] *Metal-insulator transition at  $B=0$  in  $p$ -type SiGe*. A. Perez-Garrido, M. O. M, E. Cuevas, J. Ruiz, et M. Pollak. *Phys. Rev. B*, **55**, p. R8630, 1997.
- [Phillips et Dalidovich, 2003] *The elusive Bose Metal*. P. Phillips et D. Dalidovich. *Science*, **302**, p. 243, 2003.

- [Poole et al., 1982] *Magneto-resistance oscillations and the transition from three-dimensional to two-dimensional conduction in a gallium arsenide field effect transistor at low temperatures*. D. Poole, M. Pepper, K. Berggren, G. Hill, et H. Myron. *J. Phys. C*, **15**, p. L21, 1982.
- [Popovic et al., 1997] *Metal-insulator transition in two dimensions : Effects of disorder and magnetic field*. D. Popovic, A. Fowler, et S. Washburn. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, p. 1543, 1997.
- [Pounder et Howson, 1991] *Negative magnetoresistance in NbSi amorphous alloys*. N. Pounder et M. Howson. *J. Phys. : Cond. Mat.*, **3**, p. 2069, 1991.
- [Proskuryakov et al., 2001] *Fermi-liquid behavior of the low-density 2D hole gas in a GaAs/AlGaAs heterostructure at large values of  $r_s$* . Y. Proskuryakov, A. Savchenko, S. Safonov, M. Pepper, M. Simmons, et D. Ritchie. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, p. 4895, 2001.
- [Punnoose et Finkel'stein, 2005] *Metal-insulator transition in disordered two-dimensional electron systems*. A. Punnoose et A. Finkel'stein. *Science*, **310**, p. 289, 2005.
- [Raffy et al., 1983] *Localization and interaction effects in two-dimensional W-Re films*. H. Raffy, R. Laibowitz, P. Chaudhari, et S. Maekawa. *Phys. Rev. B*, **28**, p. 6607, 1983.
- [Reizer, 1992] *Fluctuation conductivity above the superconducting transition : regularization of the Maki-Thompson term*. M. Reizer. *Phys. Rev. B*, **45**, p. 12949, 1992.
- [Rice, 1997] *Another surprise from two dimensions*. T. Rice. *Nature*, **389**, p. 916, 1997.
- [Rosenbaum, 1991] *Crossover from Mott to Efros-Shklovskii variable-range-hopping conductivity in InOx films*. R. Rosenbaum. *Phys. Rev. B*, **44**, p. 3599, 1991.
- [Sachdev, 1999] S. Sachdev (1999). *Quantum Phase Transitions*. Cambridge University Press.
- [Sambandamurthy et al., 2004] *Superconductivity-Related Insulating Behavior*. G. Sambandamurthy, A. J. L.W. Engel, et D. Shahar. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, p. 107005, 2004.
- [Sanglard et Collaboration, 2005] *Final results of the EDELWEISS-I dark matter search with cryogenic heat-and-ionization Ge detectors*. V. Sanglard et E. Collaboration. *Phys. Rev. D*, **71**, p. 122002, 2005.
- [Sarma et Hwang, 2000] *Parallel magnetic field induced giant magnetoresistance in low density quasi-two-dimensional layers*. S. D. Sarma et E. H. Hwang. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, p. 5596, 2000.
- [Shahar et Ovadyahu, 1990] *Dimensional crossover in the hopping regime induced by an electric field*. D. Shahar et Z. Ovadyahu. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, p. 2293, 1990.
- [Sherwood et al., 1991] *The thermopower of amorphous Nb-Si near the metal-insulator transition*. G. Sherwood, M. Howson, et G. Morgan. *J. Phys. : Cond. Mat.*, **3**, p. 9395, 1991.
- [Shimshoni et al., 1998] *Evidence of vortices on the insulating side of the superconductor-insulator transition*. E. Shimshoni, A. Auerbach, et A. Kapi-tulnik. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, p. 3352, 1998.



- [Shklovskii et Efros, 1984] B. Shklovskii et A. Efros (1984). *Electronic Properties of Doped Semiconductors*. Springer-Verlag.
- [Simmons et al., 1998] *Metal-insulator transition at  $B=0$  in a dilute two dimensional GaAs-AlGaAs hole gas*. M. Simmons, A. Hamilton, M. Pepper, E. Linfield, P. Rose, et D. Ritchie. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, p. 1292, 1998.
- [Singh et Rokhsar, 1992] *Real-space renormalization study of disordered interacting bosons*. K. Singh et D. Rokhsar. *Phys. Rev. B*, **46**, p. 3002, 1992.
- [Söldner et al., 1989] *Electronic structure of amorphous NbSi films studied by X-ray emission and X-ray photoelectron spectroscopy*. K. Söldner, A. Grassman, G. Saemann-Ischenko, W. Zahorowski, A. Simunek, et G. Wiech. *Z. Phys. B*, **75**, p. 59, 1989.
- [Söldner et Saemann-Ischenko, 1987] *Correlation between transport properties and valence band spectra of thin films of NbSi*. K. Söldner et G. Saemann-Ischenko. **26**, p. 807, 1987.
- [Sondhi et al., 1997] *Continuous quantum phase transitions*. S. Sondhi, S. Girvin, J. Carini, et D. Shahar. *Rev. Mod. Phys.*, **69**, p. 315, 1997.
- [Song et Ketterson, 1991] *Dimensional crossover and its effects on localization/interaction and superconductivity in Si/Nb multilayer*. S. Song et J. Ketterson. *Phys. Lett. A*, **155**, p. 325, 1991.
- [Sorensen et al., 1992] *Universal conductivity of dirty bosons at the superconductor-insulator transition*. E. Sorensen, M. Wallin, S. Girvin, et A. Young. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, p. 828, 1992.
- [Steiner et al., 2004] *Possible field-tuned SIT in high- $T_c$  superconductors : implications for pairing at high magnetic fields*. M. Steiner, G. Boebinger, et A. Kapitulnik. *Cond mat*, p. 0406232, 2004.
- [Steiner et al., 2005] *Possible Field-Tuned Superconductor-Insulator Transition in High- $T_c$  Superconductors : Implications for Pairing at High Magnetic Fields*. M. Steiner, G. Boebinger, et A. Kapitulnik. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, p. 107008, 2005.
- [Steiner et Kapitulnik, 2005] *Superconductivity in the insulating phase above the field-tuned superconductor-insulator transition in disordered indium oxide films*. M. Steiner et A. Kapitulnik. *Cond mat*, p. 0506227, 2005.
- [Strongin et al., 1970] *Destruction of superconductivity in disordered near-monolayer films*. M. Strongin, R. Thompson, O. Kammerer, et J. Crow. *Phys. Rev. B*, **1**, p. 1078, 1970.
- [Stupp et al., 1993] *Possible solution of the conductivity exponent puzzle for the metal-insulator transition in heavily doped uncompensated semiconductors*. H. Stupp, M. Hornung, M. Lakner, O. Madel, et H. Löhneysen. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, p. 2634, 1993.
- [Sudharsanan et al., 1985] *Far infrared transmissivity of co-evaporated superconducting Nb-Si films*. R. Sudharsanan, M. Denhoff, S. Gygax, et B. Clayman. *Sol. State Commun.*, **56**, p. 981, 1985.
- [Tanatar et Ceperley, 1989] *Ground-state of the two-dimensional electron-gas*. B. Tanatar et D. Ceperley. *Phys. Rev. B*, **39**, p. 5005, 1989.

- [Thouless, 1974] *Electrons in disordered systems and the theory of localization*. D. Thouless. *Phys. Rep.*, **13**, p. 93, 1974.
- [Thouless, 1977] *Maximum Metallic Resistance in Thin Wires*. D. Thouless. *Phys. Rev. Lett.*, **39**, p. 1167, 1977.
- [Tinkam, 1975] M. Tinkam (1975). *Introduction to superconductivity*. Krieger.
- [Trivedi et al., 1996] *Superconductor-insulator transition in a disordered electronic system*. N. Trivedi, R. Scalettar, et M. Randeria. *Phys. Rev. B*, **54**, p. R3756, 1996.
- [Valles et al., 1989] *Superconductivity and the electronic density of states in disordered two-dimensional metals*. J. Valles, R. Dynes, et J. Garno. *Phys. Rev. B*, **40**, p. 6680, 1989.
- [Valles et al., 1992] *Electron tunneling determination of the order-parameter amplitude at the superconductor-insulator transition in 2D*. J. Valles, R. Dynes, et J. Garno. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, p. 3567, 1992.
- [van der Zant et al., 1990a] *Magnetic field behavior of 2D superconducting weakly coupled wire networks*. H. van der Zant, M. Webster, J. Romijn, et J. Mooij. *Physica B*, **165-166**, p. 1635, 1990.
- [van der Zant et al., 1990b] *Phase fluctuations in two-dimensional superconducting weakly coupled wire networks*. H. van der Zant, M. Webster, J. Romijn, et J. Mooij. *Phys. Rev. B*, **42**, p. 2647, 1990.
- [van Keuls et al., 1997] *Localization scaling relation in two dimensions : comparison with experiment*. F. van Keuls, H. Mathur, H. Jiang, et A. Dahm. *Phys. Rev. B*, **56**, p. 13263, 1997.
- [Vishveshwara et al., 2000] *Superconducting 'metals' and 'insulators'*. S. Vishveshwara, T. Senthil, et M. Fisher. *Phys. Rev. B*, **61**, p. 6966, 2000.
- [Wallin et al., 1994] *Superconductor-insulator transition in two-dimensional dirty boson systems*. M. Wallin, E. Sorensen, S. Girvin, et A. Young. *Phys. Rev. B*, **49**, 1994.
- [Wang et al., 1995] *Unified treatment of temperature, concentration, and electric-field dependences of variable-range-hopping conductivity*. X. Wang, C. Martoff, et E. Kaczanowicz. *Phys. Rev. B*, **51**, p. 5402, 1995.
- [Wegner, 1976] *Electrons in Disordered Systems. Scaling near the Mobility Edge*. F. Wegner. *Z. Phys. B*, **25**, p. 327, 1976.
- [Wiech et al., 1989] *On the bonding and structure of amorphous NbSi films*. G. Wiech, W. Zahorowski, A. Simunek, et O. Siper. *J. Phys. : Cond. Mat.*, **1**, p. 5595, 1989.
- [Wu et Phillips, 2005] *Vortex glass is a metal : unified theory of the magnetic field and disorder-tuned Bose metals*. J. Wu et P. Phillips. *Cond-mat*, p. 0512432, 2005.
- [Yazdani et Kapitulnik, 1995] *Superconducting-Insulating Transition in Two-Dimensional a-MoGe Thin Films*. A. Yazdani et A. Kapitulnik. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, p. 3037, 1995.
- [Zhang et M.Ma, 1992] *Real-space renormalization-group study of hard-core dirty bosons*. L. Zhang et M.Ma. *Phys. Rev. B*, **45**, p. 4855, 1992.
- [Zhang et al., 1990] *Probing the Coulomb gap in insulating n-type CdSe*. Y. Zhang, P. Dai, M. Levy, et M. Sarachik. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, p. 2687, 1990.