

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE
Faculté de génie
Département de génie électrique et de génie informatique

FABRICATION DE RÉSONATEURS EN
NIOBIUM POUR LE TRAITEMENT DE
L'INFORMATION QUANTIQUE AVEC
DES QUBITS DE SPIN

Mémoire de maîtrise
Spécialité : génie électrique

François MICHAUD

Jury : Serge CHARLEBOIS (directeur)
Michel PIORO-LADRIÈRE (co-directeur)
Alexandre BLAIS
François BOONE



Library and Archives
Canada

Published Heritage
Branch

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Direction du
Patrimoine de l'édition

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

ISBN: 978-0-499-00309-6

Our file Notre référence

ISBN: 978-0-499-00309-6

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.

Canada

RÉSUMÉ

Ce mémoire traite des aspects expérimentaux de la réalisation de résonateurs supraconducteurs pour le transport de l'information quantique. Les avancées technologiques des dix dernières années et le développement de l'électrodynamique quantique en circuit ont permis de démontrer que les bits quantiques (qubits) supraconducteurs couplés à des résonateurs supraconducteurs sont capables d'effectuer des opérations quantiques très rapidement. Il y a maintenant un intérêt pour l'intégration de qubits de spin aux résonateurs afin de combiner leurs avantages avec ceux des qubits supraconducteurs. Dans ce contexte, il est nécessaire de fabriquer des résonateurs avec un champ magnétique critique élevé.

Des couches minces de niobium ont été déposées par pulvérisation cathodique DC. On présente la caractérisation de la température critique et du champ magnétique critique à l'aide de mesures de résistivité et de susceptibilité magnétique. Une corrélation entre la résistivité, la température critique et le facteur de qualité des résonateurs fabriqués a été observée. Une analyse par spectroscopie de photoélectrons X d'un des échantillons a confirmé une quantité élevée d'impuretés dans le niobium.

Des résonateurs en niobium avec des facteurs de qualité de 200 à ~ 4400 ont été fabriqués sur silicium et GaAs. À partir de la dépendance en température de la résonance, l'impédance de surface est décrite par le modèle Mattis-Bardeen et le modèle deux fluides. Les pertes observées à basse température sont attribuées à la résistance de surface résiduelle du niobium causée par la présence d'impuretés.

On caractérise également la variation du facteur de qualité des résonateurs en fonction de l'intensité du champ magnétique et la puissance d'excitation. Les pertes et l'hystérésis observées sont décrites par la dynamique des vortex de flux magnétique dans le niobium. On détermine un champ magnétique critique pour le fonctionnement des résonateurs se trouvant entre 0.2 T et 0.6 T. Ces résultats montrent que les résonateurs fabriqués sont adéquats pour l'intégration de qubits de spins.

Mots-clés : résonateurs supraconducteurs, microfabrication, circuits hautes fréquences, mesures cryogéniques, résonance de spin, ordinateurs quantiques

REMERCIEMENTS

J'ai le plaisir de remercier tous ceux qui ont rendu ce travail possible. Premièrement, j'aimerais remercier le Prof. Michel Pioro-Ladrière et le Prof. Serge Charlebois pour m'avoir donné l'opportunité de travailler sur ce sujet excitant. Ce n'est pas tous les jours qu'un ingénieur électrique a la chance d'étudier les supraconducteurs, la fabrication en salles blanches, les micro-ondes et l'informatique quantique en même temps! Je remercie aussi le Prof. Francois Boone, pour m'avoir introduit au monde de la recherche et pour ses conseils en électronique haute fréquence.

Merci à Dany Lachance-Quirion et Michel Pioro-Ladrière pour leur aide lors de la caractérisation. J'aimerais également remercier le personnel des salles blanches et des salles propres pour leur support constant, particulièrement Michael Lacerte, Christian Sarra-Bournet, Pierre Langlois, Denis Pelle, Mélanie Cloutier et René Labreque. Merci aussi au Prof. Patrick Fournier du département de physique pour les mesures de magnétisation et Sonia Blais au centre de caractérisation des matériaux pour les mesures XPS. Merci à Florian Ong de l'Institute for Quantum Computing à Waterloo (Ontario) pour avoir partagé sa recette de fabrication de résonateur que j'ai adapté pour ce travail. Merci à Jean-Philippe Richard pour m'avoir aidé avec mes premières images au microscope électronique.

Finalement, j'aimerais remercier mes collègues qui ont été là depuis le début du baccalauréat en génie électrique jusqu'à la maîtrise : Frédéric Bourque, Jean-Philippe Richard et Jean-Nicolas Mélançon. Merci pour votre support moral et bonne chance pour le reste!

TABLE DES MATIÈRES

1	INTRODUCTION	1
2	REVUE DE LA LITTÉRATURE	5
2.1	Bits quantiques	5
2.1.1	Fonction d'onde	5
2.1.2	Systèmes à deux niveaux	5
2.1.3	Relaxation et déphasage	6
2.2	Électrodynamique quantique en cavité	7
2.3	Électrodynamique quantique en circuit	8
2.4	Résonance de spin	10
2.4.1	Résonance de spin électronique	11
2.4.2	Résonance de spin dans les semiconducteurs	12
2.4.3	Résonance de spin avec des ensemble d'impuretés	14
2.4.4	Résonance dipolaire électrique de spin	15
2.4.5	Résonance dipolaire électrique de spin avec des boîtes quantiques	15
2.5	Résonateurs supraconducteurs	17
2.5.1	Impédance de surface d'un métal normal	17
2.5.2	Modèle deux fluides de la supraconductivité	19
2.5.3	Champ magnétique critique	21
2.5.4	Impédance de surface d'un supraconducteur	24
2.5.5	Résonateurs micro-ondes	24
2.5.6	Facteur de qualité	26
2.5.7	Impédance de surface dans l'état mixte	28
3	CONCEPTION	31
3.1	Géométrie des résonateurs	31
3.1.1	Lignes de transmissions	31
3.1.2	Calcul de l'impédance caractéristique	32
3.1.3	Résonateur supraconducteur pour la résonance de spin	33
3.2	Choix des matériaux	35
3.2.1	Supraconducteur	35
3.2.2	Substrat diélectrique	35
3.3	Simulations	36
3.4	Dessin des masques	37
4	CADRE EXPÉRIMENTAL	39
4.1	Procédé de fabrication	39
4.1.1	Pulvérisation cathodique de niobium	39
4.1.2	Photolithographie	40
4.1.3	Gravure du niobium	42
4.2	Montage pour la mesure de résistivité	46

4.3	Montage pour la caractérisation micro-onde	48
4.3.1	Mesure du facteur de qualité	50
5	CARACTÉRISATION DU NIOBIUM	53
5.1	Température critique	53
5.2	Champ magnétique critique	57
5.3	Courbes d'aimantation	60
5.4	Estimation de la résistance de surface	62
6	CARACTÉRISATION DES RÉSONATEURS	65
6.1	Description des résonateurs	65
6.2	Résonance à basse température	67
6.2.1	Nb (100 nm) sur silicium (A1,A2,A3)	67
6.2.2	Nb (100 nm) sur silicium haute résistivité (B)	68
6.2.3	Nb (200 nm) sur silicium (C)	69
6.2.4	Nb (100 nm) sur GaAs (D)	69
6.3	Dépendance en température	70
6.3.1	Nb (100 nm) sur silicium (A1,A2,A3)	70
6.3.2	Nb (100 nm) sur silicium haute résistivité (B)	70
6.3.3	Nb (200 nm) sur silicium (C)	71
6.3.4	Nb (100 nm) sur GaAs (D)	72
6.3.5	Longueur de pénétration du champ magnétique (D)	73
6.3.6	Résistance de surface (D)	74
6.4	Dépendance en champ magnétique	75
6.4.1	Nb (100 nm) sur silicium (A1,A2,A3))	75
6.4.2	Nb (100 nm) sur silicium haute résistivité (B)	76
6.4.3	Nb (200 nm) sur silicium (C)	79
6.4.4	Nb (100 nm) sur GaAs (D)	80
6.5	Dépendance en puissance	82
6.5.1	Excitation à faible puissance (C)	82
6.5.2	Non-linéarité à puissance élevée (D)	84
7	CONCLUSION	85
7.1	Sommaire	85
7.2	Contributions	86
7.3	Travaux futurs	87
A	PROCÉDÉ DE FABRICATION	89
A.1	Pulvérisation cathodique du niobium	89
A.2	Préparations des échantillons	89
A.3	Photolithographie	90
A.4	Gravure du niobium	90
A.5	Découpage des résonateurs	91
A.6	Assemblage sur le porte échantillon	92
	LISTE DES RÉFÉRENCES	93

LISTE DES FIGURES

2.1	Niveaux d'énergies d'un qubit.	6
2.2	Électrodynamique quantique en cavité.	8
2.3	Électrodynamique quantique en circuit.	9
2.4	Décalage en fréquence du qubit dans le régime dispersif.	9
2.5	Précession du spin d'un électron dans un champ magnétique.	12
2.6	Boîte quantique double	13
2.7	Résonance de spin avec une ligne de transmission.	13
2.8	Nanofil de InAs/InP.	16
2.9	Pénétration du champ électrique dans un métal.	19
2.10	Pénétration du champ magnétique dans un supraconducteur.	20
2.11	Magnétisation d'un supraconducteur.	22
2.12	Distribution des vortex dans l'état mixte.	23
2.13	Diagramme de phase d'un supraconducteur de type II.	23
2.14	Segment unitaire d'une ligne de transmission.	25
2.15	Champ électrique dans un résonateur $\lambda/4$	25
2.16	Champ électrique dans un résonateur $\lambda/2$	26
3.1	Vue en coupe de différents types de lignes de transmissions.	31
3.2	Distribution du champ électrique dans un guide d'onde coplanaire.	32
3.3	Dessin d'un résonateur intégrant des boîtes quantiques auto-assemblées.	34
3.4	Simulation d'un résonateur demi-onde sur GaAs.	36
3.5	Photomasque des résonateurs.	38
3.6	Dessin de résonateur pour la photolithographie sans masque.	38
4.1	Pulvérisation cathodique.	39
4.2	Images MEB de Nb sur Si.	40
4.3	Aligneur de masque.	40
4.4	Photorésine après exposition	41
4.5	Exposition sans masque.	41
4.6	Résonateur fabriqué par photolithographie sans masque.	42
4.7	Réacteur RIE à plaque parallèle.	42
4.8	Gravure par plasma de CF_4 du niobium.	43
4.9	Gravure par plasma de SF_6 du niobium.	43
4.10	Mesures au profilomètre après gravure pour différentes recettes.	44
4.11	Surface du substrat après la gravure plasma.	44
4.12	Résidus de photorésine après gravure plasma.	45
4.13	Gravure humide du Nb par HNO_3 -HF.	45
4.14	Structure pour la mesures à quatre pointes de la résistivité.	46
4.15	Échantillon de Nb attaché à la sonde du cryostat.	47
4.16	Source/Measure Unit (SMU) utilisé pour la mesure de résistivité.	47
4.17	Équipement de mesure pour la caractérisation du niobium.	48

4.18	Montage expérimental de caractérisation des résonateurs.	49
4.19	Vue en coupe du support d'échantillon.	49
4.20	Support d'échantillon haute fréquence attaché à la sonde du cryostat.	50
4.21	Montage pour la caractérisation micro-ondes.	51
4.22	Caractérisation haute fréquence du montage de mesure.	52
5.1	Transition supraconductrice pour différents dépôts de niobium.	53
5.2	Caractérisation XPS	54
5.3	Température critique après gravure.	55
5.4	Résistivité d'un spécimen de 200 nm de Nb sur silicium de 0 à 300 K.	56
5.5	Température critique de différents échantillons de Nb en fonction de la résistivité mesurée pour chacun.	56
5.6	Résistivité en fonction de l'intensité du champ magnétique à différentes températures.	57
5.7	Résistivité en fonction de B pour différentes densités de courant	58
5.8	Diagramme de phase pour différents échantillons de Nb avant gravure.	58
5.9	Image MEB des grains de Nb.	59
5.10	Champ magnétique supérieur en fonction du libre parcours moyen.	59
5.11	Effet de la gravure sur les propriétés du niobium.	60
5.12	Courbe d'aimantation à $T = 2$ K pour un échantillon de 100 nm de Nb sur GaAs.	61
5.13	Mesure du moment magnétique en fonction de la température pour un échantillon de 100 nm de Nb sur GaAs.	61
5.14	Résistance de surface en fonction du libre parcours moyen des électrons.	62
6.1	Image de A2	66
6.2	Images optiques des résonateurs B,C,D	66
6.3	Résonance à basse température (A1).	67
6.4	Résonance à basse température (A2,A3).	68
6.5	Résonance à basse température (B).	68
6.6	Résonance à basse température (C).	69
6.7	Résonance à basse température (D).	70
6.8	S_{21} , facteur de qualité et fréquence de résonance en fonction de la tempé- rature (A1).	71
6.9	Facteur de qualité en fonction de la température (A1,A2,A3).	71
6.10	Résonance en fonction de la température (C).	72
6.11	Résonance en fonction de la température (D).	72
6.12	Dépendance en température de λ et L_K pour le résonateur D.	73
6.13	Variation de R_S et Q avec la température.	74
6.14	Dépendance en champ magnétique de l'échantillon A1.	75
6.15	Dépendance en champ magnétique de l'échantillon A2.	76
6.16	Dépendance en champ magnétique de l'échantillon A3.	77
6.17	Hystérésis dans la dépendance en champ magnétique (A1).	77
6.18	Dépendance en champ magnétique à 1.4 K et 1.8 K (A1).	78
6.19	Dépendance en champ magnétique de l'échantillon B.	78

6.20	Dépendance en champ magnétique de l'échantillon C.	79
6.21	Variation de $Q(B)$ avec la température (résonateur C).	79
6.22	Balayage du champ magnétique en dessous du champ critique.	80
6.23	Effet du refroidissement dans un champ magnétique sur le facteur de qualité.	81
6.24	Dépendance en champ magnétique de l'échantillon D.	81
6.25	Dépendance en champ magnétique à -130 dBm (résonateur C).	82
6.26	Dépendance en puissance du résonateur C.	83
6.27	Dépendance en puissance du résonateur D.	84
7.1	Masque de résonateur pour le couplage a un qubit de spin.	87

LISTE DES TABLEAUX

2.1	Fréquence de Rabi et temps de cohérence pour différentes expériences avec des ensembles de spin.	14
2.2	Facteur de Landé g , longueur spin orbite et temps de cohérence pour différents types de boîtes quantiques.	16
4.1	Taux de gravure du Nb et sélectivité avec les autres matériaux.	46
6.1	Liste des résonateurs qui ont été caractérisés.	65
6.2	Procédé de fabrication utilisé pour chacun des résonateurs.	65

LISTE DES SYMBOLES

Symbole	Définition
E	Champ électrique
H	Intensité du champ magnétique
B	Densité du champ magnétique
λ	Longueur de pénétration
λ_L	Longueur de pénétration de London
ξ	Longueur de cohérence
ξ_0	Longueur de cohérence de Pippard
B_c	Champ magnétique critique thermodynamique
B_{c1}	Champ magnétique critique inférieur
B_{c2}	Champ magnétique critique supérieur
ϵ_0	Permittivité électrique du vide
ϵ_r	Permittivité électrique relative
ϵ_{eff}	Permittivité électrique effective (guide d'ondes)
μ_0	Perméabilité magnétique du vide
k_B	Constante de Boltzman
c	Vitesse de la lumière dans le vide
h	Constante de Planck
\hbar	Constante de Planck réduite
\hat{a}, \hat{a}^\dagger	Opérateurs de création et annihilation
$\hat{\sigma}_+, \hat{\sigma}_-$	Opérateurs échelles
σ_z	Matrice de Pauli z
T_1	Temps de relaxation longitudinal
T_2	Temps de relaxation transverse
T_2^*	Temps de cohérence
Q	Facteur de qualité
f_0	Fréquence de résonance
κ	Taux de relaxation d'une cavité
S_{11}	Coefficient de réflexion
S_{21}	Coefficient de transmission
Z_s	Impédance de surface
R_s	Résistance de surface
X_s	Réactance de surface
λ	Longueur d'onde
l_r	Longueur d'un résonateur
C	Capacité par unité de longueur
L	Inductance par unité de longueur
L_m	Inductance magnétique
L_k	Inductance cinétique
σ	Conductivité
ρ	Résistivité
l_e	Libre parcours moyen d'un électron

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

Les résonateurs supraconducteurs micro-ondes, une technologie connexe aux cavités supraconductrices utilisées dans les accélérateurs de particules, ont trouvé plusieurs applications concrètes depuis les dix dernières années. Ils sont de plus en plus utilisés en télécommunications, en astronomie comme détecteurs de photons uniques et plus récemment comme architecture pour l'informatique quantique.

L'informatique quantique est un domaine grandissant qui promet de révolutionner la cryptographie et de répondre à une question fondamentale en physique : comment peut-on simuler efficacement un système quantique ? Normalement, le temps nécessaire pour simuler un système quantique augmente exponentiellement alors qu'on double la taille du système. Une solution proposée par Feynman est un *simulateur quantique universel* [1]. Celui-ci est plus efficace qu'un ordinateur classique, car il peut être dans le même type d'états superposés et enchevêtrés que le système quantique à simuler. Deutsch a proposé par la suite le concept plus général d'*ordinateur quantique universel* [2] et a décrit le premier algorithme quantique.

Classiquement, l'information est encodée dans un bit qui peut prendre la valeur 0 ou 1. Un bit quantique (qubit) prend la forme

$$|\psi\rangle = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle \quad (1.1)$$

où ψ est la fonction d'onde et α et β sont les amplitudes de probabilité que le qubit soit dans l'état 0 ou 1. Les algorithmes quantiques peuvent procurer un gain exponentiel en efficacité de calcul par rapport aux algorithmes classiques. Par exemple, le meilleur algorithme classique connu pour factoriser un nombre à N-chiffres en facteurs premiers prend un temps $e^{O(\sqrt{N \log N})}$. En comparaison, l'algorithme de Shor [3] fonctionnant sur un ordinateur quantique permet de faire le même calcul en temps polynomial $O((\log N)^3)$. On peut aussi mentionner l'algorithme de Grover [4] donnant un gain quadratique sur la recherche d'éléments dans une liste non classée.

DiVincenzo [5] proposa les critères nécessaires au fonctionnement d'un ordinateur quantique :

1. Le système doit pouvoir contenir plusieurs qubits, un qubit étant défini comme un système quantique à deux niveaux avec une dynamique connue.
2. Capacité d'initialiser les qubits dans un état connu, par exemple $|00\dots\rangle$.
3. Un temps de cohérence plus long que le temps nécessaire à une opération quantique.
4. Un ensemble d'opérations quantiques universelles.
5. Capacité de mesurer un qubit pour connaître le résultat du calcul.

Le temps de cohérence d'un qubit est le critère qui limite actuellement les performances des ordinateurs quantiques, car il impose une limite au nombre d'opérations quantiques qu'il est possible d'effectuer avant que l'on perde l'information sur l'état du qubit. Le temps de cohérence dépend de la réalisation physique du système et comment le qubit interagit avec l'environnement. Il existe diverses méthodes pour fabriquer des qubits, englobant plusieurs domaines de la physique et de l'ingénierie, soit la physique atomique, l'optique quantique, la résonance de spin et les dispositifs supraconducteurs et semi-conducteurs [6]. Les techniques de fabrication de ces dispositifs ont aussi grandement évolué grâce aux technologies de nanofabrication modernes liées au développement rapide des ordinateurs à base de transistors CMOS.

L'électrodynamique quantique en circuit [7, 8], est une des architectures proposées pour la réalisation d'un ordinateur quantique qui répond à tout les critères de DiVincenzo. Des qubits à base de jonctions Josephson sont couplés à un résonateur supraconducteur micro-onde dans lequel l'information quantique peut être échangé via un photon. Les qubits supraconducteur sont capables d'effectuer des opérations quantiques très rapidement, mais le temps de cohérence est typiquement limité à quelques dizaines de microsecondes.

Les qubits utilisant la propriété du spin des particules sont prometteurs pour leur long temps de cohérence. L'article de Loss et DiVincenzo publié en 1998 a suscité beaucoup d'intérêt pour le calcul quantique à l'aide de nanostructures contenant un seul électron [9]. Ils ont démontré qu'il est possible d'effectuer des opérations à deux qubits avec deux boîtes quantiques couplées ensemble.

L'objectif principal de ce projet de recherche est la réalisation de résonateurs supraconducteurs permettant une future intégration des qubits de spin avec l'électrodynamique quantique en circuit. Présentement, la majorité des résonateurs supraconducteurs pour l'informatique quantique sont fabriqués en aluminium en raison de la facilité avec laquelle on peut fabriquer des jonctions Josephson de haute qualité. Cependant, la résonance de spin demande un matériau capable de tolérer des champs magnétiques relativement élevés.

On propose ici la fabrication de résonateurs en niobium, puisque ce dernier a un champ magnétique de un à deux ordres de grandeur supérieur à celui de l'aluminium.

Ce mémoire débute par une revue de littérature au chapitre 2. Une brève introduction à l'électrodynamique quantique en circuit est présentée, suivi d'un survol des techniques pour la résonance de spin avec les qubits semiconducteurs. On termine par la présentation des modèles de supraconductivité utilisés et l'état de l'art des résonateurs supraconducteurs.

Au chapitre 3, on présente le design d'un résonateur en niobium pour le couplage spin orbite à un électron localisé dans une boîte quantique. Les modèles utilisés pour la conception de résonateurs faits de guides d'ondes coplanaires sont introduits avec des résultats de simulations.

Le chapitre 4 décrit le cadre expérimental. On présente le procédé de déposition du niobium, la photolithographie et les résultats de la gravure. On décrit ensuite la méthodologie utilisée pour la caractérisation du niobium.

Finalement, les résultats de la caractérisation de couches minces de niobium et des résonateurs supraconducteurs fabriqués sont présentés aux chapitres 5 et 6. Les résonateurs sont comparés par leur impédance de surface en fonction de la température, la puissance d'excitation et l'intensité du champ magnétique.

CHAPITRE 2

REVUE DE LA LITTÉRATURE

2.1 Bits quantiques

2.1.1 Fonction d'onde

La différence principale entre les bits quantiques (qubits) et les bits classiques est que l'état d'un qubit est représenté par une fonction d'onde

$$|\psi\rangle = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle \quad (2.1)$$

avec

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1 \quad (2.2)$$

où α et β sont les amplitudes de probabilité et $|0\rangle$ et $|1\rangle$ sont les états propres du système. L'évolution dans le temps de la fonction d'onde $|\psi\rangle$ est donnée par l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{\partial |\psi\rangle}{\partial t} = H |\psi\rangle \quad (2.3)$$

où \hbar est la constante de Planck réduite et H l'opérateur hamiltonien. Puisque l'équation de Schrödinger est linéaire en ψ , une superposition des deux états est possible. Par exemple, l'état

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |0\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} |1\rangle \quad (2.4)$$

représente un état de superposition égale de $|0\rangle$ et $|1\rangle$. Lorsque plusieurs qubits interagissent, ils deviennent intriqués et doivent être décrits globalement [10].

2.1.2 Systèmes à deux niveaux

Afin de créer un bit quantique, il faut un système avec deux niveaux d'énergies correspondant aux états $|0\rangle$ et $|1\rangle$. De plus, celui-ci doit être non-harmonique ($\Delta E_{01} \neq \Delta E_{02}$) de sorte que les niveaux d'énergie supérieurs ne soient pas excités (fig. 2.1). La dynamique de transition entre les états $|0\rangle$ et $|1\rangle$ est déterminée par l'hamiltonien du système.

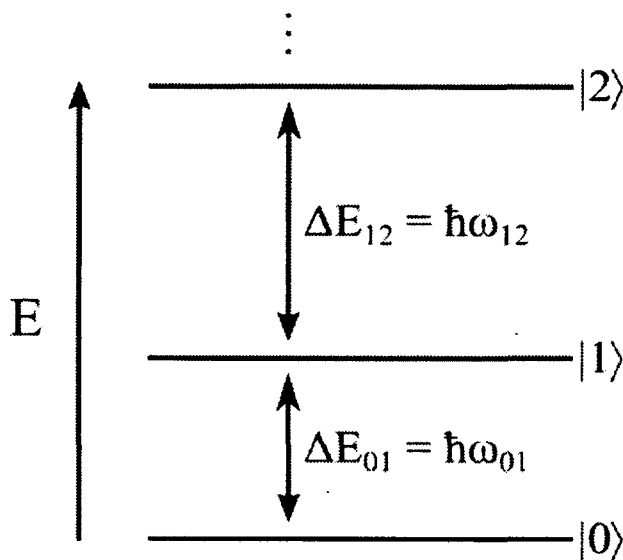


Figure 2.1 Niveaux d'énergies d'un qubit.

2.1.3 Relaxation et déphasage

Un système quantique va normalement relaxer vers son état fondamental $|0\rangle$ où il est à l'équilibre. Ce mécanisme est caractérisé par le temps de relaxation longitudinal T_1 . Le qubit est aussi couplé à son environnement par diverses interactions. Par exemple, la magnétisation d'un spin polarisé selon l'axe z peut être déphasée par la présence d'autres spins. Après un certain temps, les états du qubit deviennent orthogonaux entre eux et la superposition est détruite. On peut également dire que le qubit est *mesuré* par l'environnement. C'est ce qu'on appelle le temps de relaxation transverse ou encore le temps de cohérence, T_2 . En théorie,

$$2T_1 \geq T_2 \quad (2.5)$$

Cependant, T_2 est souvent plus petit que T_1 . En effet, on parle plus souvent du temps de déphasage effectif T_2^* , qui correspond au temps de relaxation transverse combiné à d'autres processus. Par exemple, il existe plusieurs modes de relaxation et de déphasage du spin dans les semiconducteurs. On retrouve principalement le couplage avec des phonons, les interactions électron-électron et la proximité de spin nucléaires [11]. La source principale de déphasage dans les qubits de spin fabriqués dans les matériaux III-V est l'interaction hyperfine avec les spins nucléaires. Celle-ci limite T_2^* à quelques nanosecondes alors que le temps de relaxation T_1 est de quelques heures. Certaines techniques existent pour prolonger le temps de cohérence, par exemple l'écho de spin [12] et la purification isotopique des matériaux [13]. Quelques exemples de qubits sont comparés dans ce chapitre.

2.2 Électrodynamique quantique en cavité

L'électrodynamique quantique en cavité est un sous-domaine de l'optique quantique qui consiste en l'étude de l'interaction entre la lumière et la matière dans une cavité résonante. Purcell démontra en 1946 que le taux d'émission spontanée d'un atome augmente d'un facteur F_p lorsque celui-ci est couplé à un mode résonant d'une cavité [14]. Le facteur F_p est donné par

$$F_p = \frac{3Q\lambda^3}{4\pi^2V} \quad (2.6)$$

où Q est le facteur de qualité de la cavité, λ la longueur d'onde, et V le volume de mode. Lorsque Q est suffisamment élevé, l'atome peut être ré-excité par la cavité et l'émission spontanée devient réversible [15]. Le temps de relaxation T_1 de l'atome est alors déterminé par le temps de relaxation de la cavité.

Les niveaux d'énergies de l'atome sont altérés par la présence d'une cavité. Puisque ceux-ci ne sont pas équidistants, on peut considérer l'atome comme un système à deux niveaux dans la mesure où on n'excite pas les transitions aux niveaux supérieurs [16]. Avec cette approximation, il existe deux états quantiques possibles (ou une superposition de ces états) :

- $|0\rangle$: Atome dans son état fondamental, un photon dans la cavité.
- $|1\rangle$: Atome excité, aucun photon dans la cavité.

Ce cycle d'émission et de réabsorption de photons par le système se poursuit jusqu'à ce que le photon s'échappe de la cavité (figure 2.2). Le cycle d'émission-réabsorption se nomme oscillations de Rabi et se produit à la fréquence Ω , à laquelle on associe un facteur de couplage g par la relation $g = \Omega/2$. Ce dernier provient par exemple d'un couplage dipolaire avec le champ électrique de la cavité. Le modèle décrivant l'électrodynamique quantique en cavité est l'hamiltonien Jaynes-Cummings [17] :

$$\hat{H} = \hbar\omega_0(\hat{a}^\dagger\hat{a} + \frac{1}{2}) + \hbar\omega_{01}\sigma_z + \hbar g(\hat{a}\hat{\sigma}_+ + \hat{a}^\dagger\hat{\sigma}_-) \quad (2.7)$$

où ω_0 est la fréquence de la cavité et ω_{01} est la fréquence du qubit. Les trois termes de l'hamiltonien correspondent à l'énergie dans le résonateur (oscillateur harmonique), l'excitation de l'atome et la création/annihilation de photons dans la cavité. On dit qu'on est dans le régime de couplage fort lorsque le taux d'interaction g entre l'atome et le

photon est plus grand que le taux de perte de photons de la cavité ($\kappa = \omega_0/Q$) et le taux d'émission de photons dans un autre mode ($\gamma = T_2^{-1}$), c'est-à-dire lorsque $g \gg \kappa, \gamma$ [18].

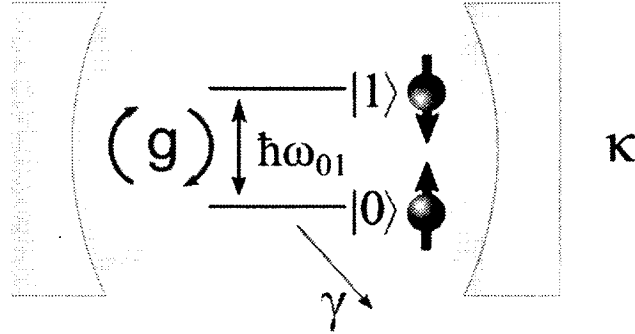


Figure 2.2 Électrodynamique quantique en cavité. Ici g représente l'intensité du couplage avec l'atome, κ les pertes causées par les photons qui sortent de la cavité et γ les pertes par l'excitation d'autres modes.

L'implémentation de qubits avec l'électrodynamique quantique en cavité peut être réalisé à l'aide d'une cavité supraconductrice dans laquelle on fait passer un atome de Rydberg (atome excité où les électrons ont un nombre quantique n très élevé). En excitant la cavité durant une courte période, nommée une impulsion de Rabi, il est possible d'effectuer des rotations arbitraires de l'état du qubit sur la sphère de Bloch [19]. Si celui-ci se trouve initialement dans l'état $|0\rangle$ ou $|1\rangle$, une impulsion π fait une inversion d'état alors qu'une impulsion $\pi/2$ met le qubit dans un état de superposition.

L'exécution d'opérations quantiques [20] et la mesure d'un état quantique sans démolition [21] ont été démontrés à l'aide de l'électrodynamique quantique en cavité. Plusieurs autres techniques ont ensuite été proposées par différents groupes de recherche pour le traitement de l'information quantique avec des cavités [22–24].

2.3 Électrodynamique quantique en circuit

Un désavantage de l'électrodynamique quantique en cavité est que le temps d'interaction du qubit (l'atome de Rydberg) avec la cavité est trop court pour effectuer un grand nombre d'opérations quantiques. Dans cette architecture, il semble donc idéal d'avoir des qubits ne se déplaçant pas dans l'espace.

Afin de remplacer les atomes de Rydberg par des qubits supraconducteurs et d'autres qubits basés sur la physique du solide, les cavités ont été remplacées par des résonateurs supraconducteurs planaires [7, 8]. On parle alors d'électrodynamique quantique en circuit puisqu'un résonateur peut être décrit à l'aide de composants discrets (inductance, résis-

tance, capacité). On voit à la figure 2.3 une image d'un qubit couplé à un résonateur. Pour une revue sur la réalisation de qubits supraconducteurs, voir l'article par Clarke et Wilhelm [25].

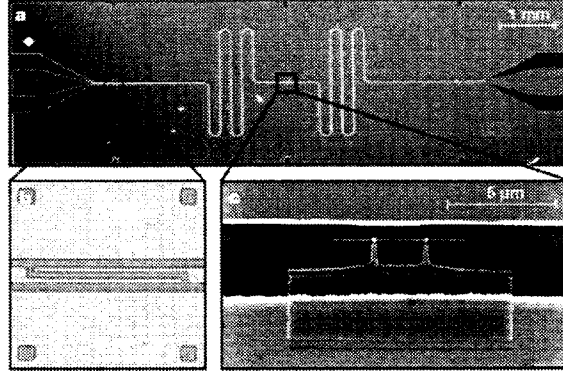


Figure 2.3 Électrodynamique quantique en circuit (figure de [8]). (a) La cavité 3D est remplacé par un résonateur planaire. (b) Les miroirs de la cavité sont remplacés par des condensateurs de couplage. (c) Un qubit supraconducteur (ici une boîte à paire de Cooper) est couplé au champ électrique du résonateur.

Blais *et al.* ont décrit l'électrodynamique quantique en circuit comme une architecture pour le calcul quantique, où il est possible d'effectuer des opérations quantiques via l'échange d'un photon entre le résonateur et plusieurs qubits distants [7, 26, 27].

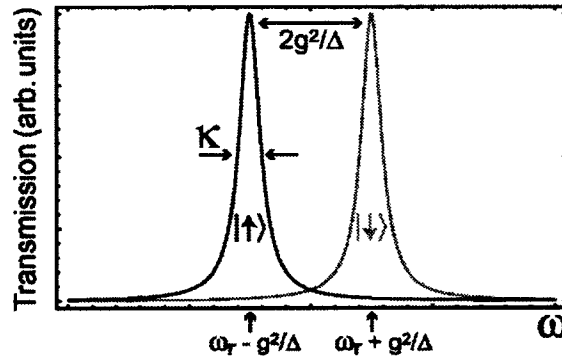


Figure 2.4 Les deux états du qubits sont séparés par un facteur qui dépend du facteur de couplage g (Figure de [7]).

L'état du qubit peut être mesuré en observant le décalage de fréquence par rapport à la fréquence d'excitation de la cavité lors que celle-ci est hors de résonance avec la cavité. On parle alors du régime *dispersif* où $|\Delta| \gg g$ et $\Delta = \omega_{01} - \omega_0$. L'hamiltonien effectif dans ce cas est donné par

$$H \approx \hbar(\omega_0 + \frac{g^2}{\Delta})a^\dagger a + \frac{1}{2}\hbar(\omega_{01} + \frac{g^2}{\Delta})\sigma_z \quad (2.8)$$

où le premier terme correspond au résonateur et le deuxième au qubit. On voit à la figure 2.4 le décalage en fréquence des états $|0\rangle$ et $|1\rangle$.

Un avantage d'une cavité planaire par rapport à une cavité 3D est que le volume de mode est grandement réduit puisque le champ électrique est confiné dans un plus petit espace. Ceci permet d'augmenter le facteur de couplage du qubit à la cavité. Avec un qubit de flux par exemple, il est possible d'obtenir un couplage dépassant 0.5 GHz [28], comparativement aux atomes de Rydberg en électrodynamique en cavité où le couplage est plutôt de l'ordre de 10-100 kHz! Les avancées depuis les dix dernières années ont permis aux qubits supraconducteurs d'atteindre un temps T_2^* de l'ordre de 150 microsecondes, notamment par le développement du transmon [29, 30]. Récemment, des opérations quantiques universelles avec une fidélité de 95% ont été démontrées à l'aide de transmons couplés à un résonateur [31].

2.4 Résonance de spin

Les qubits supraconducteurs ont l'avantage de pouvoir effectuer des opérations très rapidement grâce à un couplage fort avec une cavité résonante. Cependant, un grand défi restant est l'amélioration du temps de cohérence T_2^* pour atteindre le seuil nécessaire pour le fonctionnement des algorithmes de correction d'erreur quantique.

Les particules subatomiques de la famille des fermions (protons, neutrons, électrons, etc.) possèdent une propriété intrinsèque qu'on nomme le spin. Celui-ci peut prendre comme valeur $s = n/2$ où n est un entier. Dans le cas de l'électron, on peut représenter les états $|0\rangle$ et $|1\rangle$ d'un qubit par les deux états possibles du spin $\pm 1/2$.

Les électrons sont des particules chargées et possèdent un moment magnétique non nul. Le spin est faiblement couplé à son environnement dû à ce petit moment magnétique. Ceci a aussi pour effet de le rendre difficile à manipuler. Et de ce fait, il possède l'avantage d'avoir un long temps de cohérence par rapport aux autres types de qubits [32]. T_2 est de l'ordre des millisecondes pour le spin d'un électron et des secondes pour le spin nucléaire, selon des mesures sur des ensembles de spins. Les qubits de spin peuvent être regroupés en deux classes : les impuretés atomiques et les boîtes quantiques. Récemment, plusieurs auteurs ont proposé l'intégration de qubits de spin à des résonateurs supraconducteurs :

- Boîtes quantiques de semiconducteurs [33–36].
- Ensembles de spins [37–39].

- Nanotubes de carbone [40].
- Molécules polaires [41, 42].
- Molécules aimants [43].

Pour une revue des différentes proposition théoriques et résultats expérimentaux de circuits hybrides, voir [44].

Les expériences avec les ordinateurs quantiques basés sur la résonance magnétique nucléaire (RMN) ont déjà démontré la possibilité d'exécuter plusieurs algorithmes quantiques utilisant le spin de molécules organiques [45, 46]. Cependant, puisque le moment magnétique d'un spin nucléaire est très faible, on doit utiliser des ensembles de spins. La grande taille de ces ensembles rends la fabrication d'un ordinateur quantique avec plus que 10~20 qubits difficile. De plus, il est très difficile d'initialiser le système dans l'état $|0\rangle$ puisque cela nécessite l'application de champs magnétiques intenses. Finalement, la vitesse d'horloge des ordinateurs quantiques basés sur la RMN est de l'ordre du Hz.

Le spin d'un électron quant à lui possède un moment magnétique trois ordres de grandeurs plus grand que celui du noyau, ce qui permet une manipulation plus rapide au coût d'un temps de cohérence plus court. Les électrons ont un temps de cohérence largement supérieur au qubits supraconducteurs, ce qui suffit à la réalisation d'un circuit hybride. C'est pourquoi on s'intéressera ici aux dispositifs basés sur le spin électronique.

2.4.1 Résonance de spin électronique

Lorsqu'un électron est placé dans un champ magnétique statique, son spin entre en précession autour de la direction du champ magnétique (fig. 2.5a). Par l'effet Zeeman, il y a une séparation des énergies des deux états de spin (fig. 2.5b). La différence d'énergie est donné par la relation

$$\Delta E = g\mu_B B_0 \quad (2.9)$$

ou g est le facteur de Landé de l'électron, μ_B le magnéton de Bohr et B l'intensité du champ magnétique externe appliqué.

On définit la fréquence de Larmor comme la fréquence de précession du spin :

$$\omega_L = \frac{g\mu_B B_0}{\hbar} = \frac{\Delta E}{\hbar} \quad (2.10)$$

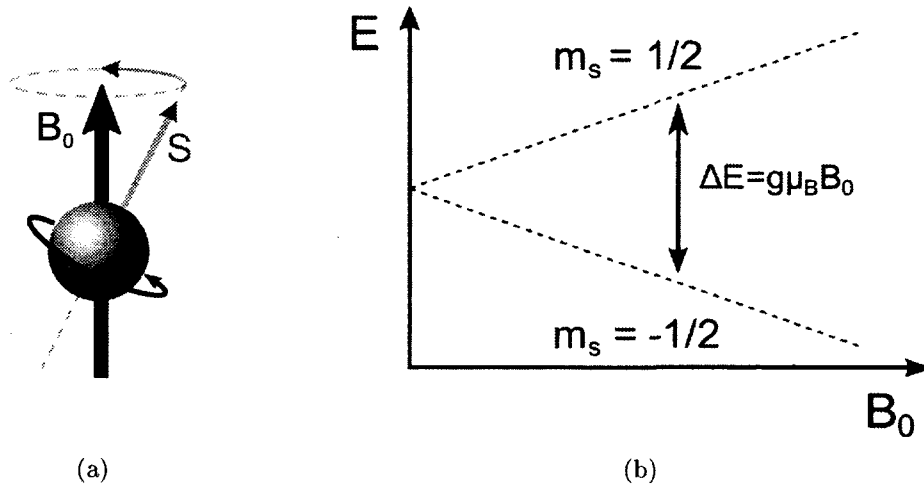


Figure 2.5 a) Précession du spin d'un électron dans un champ magnétique.
 b) Séparation des niveaux d'énergies d'une particule avec un spin 1/2 dans un champ magnétique (Effet Zeeman).

Lorsque qu'on applique un champ magnétique alternatif B_{AC} à la fréquence de Larmor perpendiculaire à B_0 à l'électron, celui-ci va osciller entre ses deux états à la fréquence de Rabi :

$$\Omega = \frac{g\mu_B B_{AC}}{\hbar} \quad (2.11)$$

En contrôlant la durée de l'excitation (impulsion de Rabi), il est possible d'effectuer des rotations du spin.

2.4.2 Résonance de spin dans les semiconducteurs

Une boîte quantique est une nanostructure dans laquelle il est possible d'isoler un seul électron [47, 48]. L'électron est confiné dans les trois dimensions de l'espace par un puits de potentiel. Ceci est généralement accompli par une différence de la structure des bandes d'énergie entre deux matériaux semiconducteurs. Puisque la fonction d'onde de l'électron est contrainte dans l'espace, les niveaux d'énergies que peut prendre l'électron sont quantifiés et c'est pourquoi on décrit souvent les boîtes quantiques comme des atomes artificiels.

Un exemple typique de boîte quantique est la boîte quantique latérale double (fig. 2.6). On définit deux puits de potentiels séparés par une jonction tunnel dans un gaz bidimensionnel d'électrons à l'aide de grilles de déplétion. Le gaz 2D d'électrons est formée près de l'interface d'une hétérostructure de matériaux semiconducteurs [49–52]. L'état du spin de l'électron à l'intérieur d'une boîte quantique latérale peut être mesuré, par exemple, par

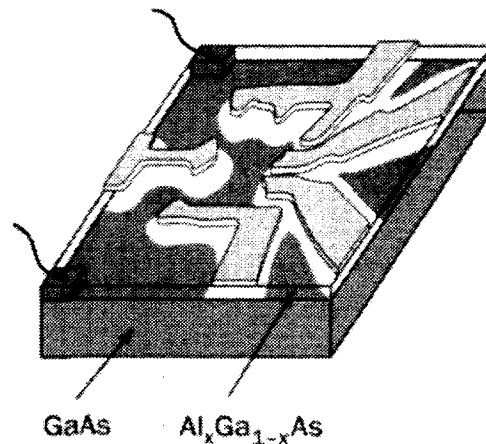


Figure 2.6 Structure typique d'une boîte quantique double [47].

la conversion de spin en charge à l'aide d'un point de contact quantique (PCQ) [53]. La résonance de spin avec un électron unique a été démontrée à l'aide de boîtes quantiques double dans le GaAs par Koppens *et al.* [54], où des oscillations de Rabi de 8 MHz ont été observées.

Plus récemment, Pla *et al.* ont démontré la résonance d'un spin d'électron lié à un atome de phosphore dans le silicium [55], à une fréquence de 3.3 MHz. Le champ magnétique B_{AC} est généré en faisant passer des micro-ondes dans un nanofil avec une grande inductance et en plaçant le qubit à proximité de la ligne (fig. 2.7). La détection du spin est ensuite faite par conversion de spin en charge à l'aide d'un transistor à un électron. Le temps de cohérence dans ce genre de système est potentiellement très grand. Selon les auteurs, un substrat de silicium isotopiquement purifié (i.e. sans spin nucléaires) permettrait d'atteindre un T_2 de 0.6 secondes [56].

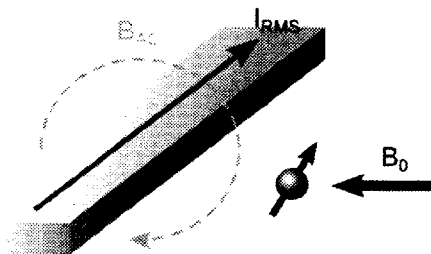


Figure 2.7 Résonance de spin avec une ligne de transmission contenant un courant I_{RMS} oscillant à la fréquence de Larmor.

2.4.3 Résonance de spin avec des ensemble d'impuretés

L'intensité du champ magnétique B_{AC} généré par une ligne avec une inductance totale L décroît proportionnellement avec la distance d :

$$B_{AC} = \frac{\mu_0 \sqrt{\hbar \omega / 2L}}{2\pi d} \quad (2.12)$$

Les résonateurs supraconducteurs ont typiquement une inductance trop faible pour coupler le spin d'un seul électron au champ magnétique. La fréquence de Rabi pour un électron situé à une distance de 50 nm de la ligne serait de l'ordre de 70 KHz seulement [57]. Utiliser un ensemble de spins permet d'augmenter la force du couplage d'un facteur \sqrt{N} , où N est le nombre de spins [37]. Par contre, il a été démontré que le temps de déphasage des spins d'un ensemble est réduit par l'élargissement inhomogène [58]. Certains auteurs ont mentionné qu'il est possible de réduire cet effet en augmentant le nombre de spins tant que la densité spectrale $\rho(\omega)$ décroît plus rapidement que ω^{-2} [59].

Par exemple, les centres NV^- (Nitrogen-Vacancy) sont des défauts cristallographiques présents dans le diamant qui contiennent un électron libre et sont fréquemment utilisés comme qubits de spin. Le carbone contient seulement 1.1% de spins nucléaire provenant d'isotopes, ce qui permet un temps de cohérence de l'ordre des millisecondes à température ambiante [60, 61]. À champ magnétique nul, il existe une séparation d'énergie des spins de 2.87 GHz. On peut donc faire de la résonance de spin en fixant B_{AC} à cette fréquence. Le tableau 2.1 résume les expériences faites avec des ensembles de spin fait dans le diamant et d'autres matériaux.

Ensemble de spin	Qubit SC	Nombre de spins	$\Omega/2\pi$	T_2
Centres NV^- [62]		$\sim 10^{12}$	11.6 MHz	166 ns
$Al_2O_3 : Cr_3^+$ [63]		$\sim 10^{12}$	65 MHz	10 ns
Centres NV^- [64]	flux	3.2×10^7	70 MHz	~ 30 ns
$Y_2SiO_5 : Er_3^+$ [65]		$\sim 10^{12}$	17.3 MHz	200 ns
Centres NV^- [66]		$\sim 10^{12}$	10 MHz	54 ns
Centres NV^- [67]	charge	$\sim 10^{12}$	4 MHz	30 ns
$Y_2SiO_5 : Er_3^+$ [68]		$\sim 10^{12}$	6.16 MHz	13 ns

Tableau 2.1 Fréquence de Rabi et temps de cohérence pour différentes expériences avec des ensembles de spin. Les circuits hybrides intégrant des qubits supraconducteurs sont indiqués.

Un circuit hybride intégrant un ensemble de centres NV^- et un qubit supraconducteur à récemment été réalisé par Kubo *et al.* [67, 69]. Cependant, T_2^* est limité à 30 ns par l'élargissement inhomogène de l'ensemble de spins.

2.4.4 Résonance dipolaire électrique de spin

Le déplacement d'un électron peut influencer son spin par l'interaction spin-orbite. Lorsque l'électron se déplace dans un champ électrique, il perçoit un champ magnétique effectif qui sépare les énergies des spins [70]. Dans les matériaux semiconducteurs, le champ magnétique effectif peut prendre deux formes soit le champ Dresselhaus [71], provenant de la structure zinc-blende, et le champ Rashba [72], provenant de l'asymétrie du confinement. L'excitation d'un électron par un champ électrique alternatif permet alors d'effectuer la résonance dipolaire électrique de spin [73–76].

Une expression a été dérivée par Pioro-Ladrière *et al.* [77] pour calculer le champ magnétique effectif obtenu par l'interaction spin-orbite. En supposant que l'électron se trouve dans un potentiel similaire à un oscillateur harmonique avec une séparation des niveaux d'énergie de $\hbar\omega_0$, la longueur de l'orbitale (i.e. le parcours de l'électron) est

$$l_{orb} = \sqrt{\frac{\hbar}{m^*\omega_0}} \quad (2.13)$$

Le champ magnétique effectif est alors donné par

$$B_{AC}^* = \frac{eE_{AC}l_{orb}}{\hbar\omega_0} \frac{2|B_0|}{l_{so}} \quad (2.14)$$

où l_{so} est la longueur spin-orbite, le déplacement nécessaire pour effectuer une rotation du spin. $\hbar\omega_0$ et l_{so} varient selon la méthode utilisée pour confiner l'électron. Golovach *et al.* ont estimé qu'il serait possible de faire une rotation du spin d'un électron unique en 10 ns (~ 100 MHz) dans le GaAs et plus rapidement dans le InAs [73].

2.4.5 Résonance dipolaire électrique de spin avec des boîtes quantiques

Le potentiel de confinement d'un électron lié à une impureté atomique (centres NV, phosphore, etc.) est très élevée. Le couplage spin-orbite est alors moins efficace puisque l_{orb} est réduit. Par contre, les boîtes quantiques offrent plus de flexibilité. En effet, il est possible d'ajuster le potentiel de confinement ainsi que le facteur de Landé de l'électron. On

présente ici quelques résultats expérimentaux pour la résonance de spin par le champ électrique avec différents types de boîtes quantiques. On voit à la table 2.2 une liste d'exemple de boîtes quantiques pour la résonance de spin avec le couplage spin orbite.

Qubit	g	m_e^*/m_0	l_{so}	$\Omega/2\pi$	T_2^*
Nanofil (InSb)	51	0.015	300 nm	\sim MHz	\sim 10 ns
Nanofil (InAs)	8	0.055	100-200 nm	\sim MHz	8 ns
Boîte quantique auto-assemblée (InAs)	1	0.055	410 nm	\sim MHz	8 ns
Boîte quantique double(GaAs/AlGaAs)	0.44	0.067	1700 nm	\sim MHz	10 ns
Boîte quantique double (Si/Ge)	2	0.280		\sim MHz	

Tableau 2.2 Facteur de Landé g , longueur spin orbite l_{so} et temps de cohérence T_2^* pour différents types de boîtes quantiques, avec le couplage attendu à un résonateur [73, 78–80].

Le premier couplage spin-orbite à une boîte quantique double en GaAs a été démontré par Nowak *et al.* [81]. Une fréquence de Rabi de 4.7 MHz a été observée, ce qui est similaire à la résonance de spin avec un champ magnétique. Pioro-Ladrière *et al.* ont ensuite démontré la manipulation du spin par le champ électrique [77] dans un champ magnétique inhomogène produit par des micro-aimants [82, 83], permettant une fréquence de Rabi de 25 MHz dans des boîtes quantiques latérales en GaAs.

Récemment, Hu *et al.* ont publié une étude théorique pour le couplage de boîtes quantiques doubles à un résonateur supraconducteur avec des micro-aimants [80]. Ils estiment un couplage d'environ 0.5 MHz pour un électron situé dans un guide d'onde coplanaire avec un espacement de 10 μm . Il serait possible d'atteindre le régime de couplage fort avec la cavité en utilisant des boîtes quantique avec un T_2^* élevé. Par exemple, des boîtes quantiques en SiGe pourraient être utilisées [84]. Cependant, le couplage avec la cavité est du même ordre de grandeur que le taux de déphasage des qubits supraconducteurs (\sim 0.1 MHz). Au moment de l'écriture de ce mémoire, seul le couplage de la charge d'un électron à un résonateur supraconducteur a été réalisé expérimentalement [34–36].

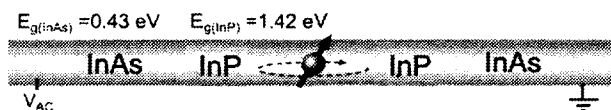


Figure 2.8 Nanofil de InAs/InP.

Les nanofils de semiconducteurs fabriqués par croissance épitaxiale peuvent aussi être utilisés pour la résonance de spin. Un électron est confiné dans le nanofil par l'intégration d'hétérostructures (fig. 2.8) [85, 86] ou encore en déposant des contacts à la surface [87]. Les nanofils de InAs ont une structure cristalline wurtzite, ce qui leur donne une très

courte longueur spin-orbite et un grand facteur de Landé nécessaire pour la résonance de spin [88]. Nadj-Perge *et al.* ont démontré expérimentalement une rotation du spin en 17 ns (~ 59 MHz) par l'interaction spin-orbite avec ce type de nanofil [79].

Petersson *et al.* ont démontré le couplage de la charge d'un électron dans un nanofil de InAs à un résonateur supraconducteur [35]. Le spin est contrôlé par l'interaction spin-orbite à l'aide de contacts électriques sur le nanofil pour une fréquence de Rabi de 59 MHz. L'état du spin est ensuite converti en charge par le blocage de spin de Pauli et la charge est couplée au résonateur par interaction dipolaire. Utilisant cette méthode, ils obtiennent un couplage spin-résonateur de 1 MHz.

Trif *et al.* ont fait l'étude théorique du couplage d'un spin piégé dans un nanofil à un résonateur supraconducteur [89]. Ils estiment qu'une rotation du spin pourrait être faite en 60 ns si le nanofil est placé parallèle au guide d'onde et 2 ns pour un orientation perpendiculaire. La différence provient du plus grand moment dipolaire dans l'axe de croissance du nanofil. Cette description de l'interaction spin-orbite avec un résonateur peut s'appliquer à d'autres types de boîtes quantique dans la mesure où la géométrie du confinement ressemble à celle d'un nanofil.

Des qubits de spin peuvent aussi être fabriqués avec des boîtes quantiques auto-assemblées, par exemple la croissance épitaxiale du type Stranski-Krastanov [90]. Ces boîtes quantiques auto-assemblées existent sous différentes formes et ont des dimensions de l'ordre de 100~300 nm. Le mécanisme de l'interaction spin-orbite est similaire à celui des nanofils. Le facteur de Landé g de l'électron peut être ajusté en changeant la géométrie de la boîte ou en appliquant un champ électrique [91–94]. Des expériences avec les boîtes quantiques en InAs sur GaAs ont démontré que l'énergie d'interaction spin-orbite peut être ajustée par le champ électrique [95] et le champ magnétique [96]. On remarque que lorsque le champ magnétique externe B_0 est orienté parallèlement à la surface, l'interaction spin-orbite atteint un maximum.

2.5 Résonateurs supraconducteurs

2.5.1 Impédance de surface d'un métal normal

On définit la conductivité électrique dans un métal normal par

$$\sigma_n = \frac{ne^2\tau}{m} \quad (2.15)$$

tel que $\mathbf{J} = \sigma_n \mathbf{E}$. Ici n est la densité, e la charge, m la masse des électrons et τ le temps de relaxation (temps moyen entre deux collisions) [97]. En électrodynamique classique [98], la propagation selon l'axe z d'une onde plane dans un métal normal est décrite par

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \gamma^2 E_x \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} = \gamma^2 H_y \quad (2.17)$$

où E_x et H_y sont les composantes orthogonales du champ électrique et du champ magnétique. γ correspond à la constante de propagation et est défini par

$$\gamma = \sqrt{(j\omega\mu)(\sigma_n + j\omega\varepsilon)} = \alpha + j\beta \quad (2.18)$$

où α est la constante d'atténuation, $\beta = 2\pi/\lambda$ la constante de phase, ω la fréquence, μ la perméabilité magnétique et ε la permittivité diélectrique. Lorsque $\sigma_n/\omega\varepsilon \gg 1$, ce qui est le cas pour la plupart des métaux, on peut négliger le courant de déplacement. On obtient alors

$$\alpha = \beta = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma_n}{2}} \quad (2.19)$$

Les solutions pour les équations 2.16 et 2.17 sont de la forme

$$E_x = E_x^+ e^{-\alpha z} e^{-\beta jz} + E_x^- e^{\alpha z} e^{\beta jz} \quad (2.20)$$

$$H_y = \frac{E_x^+}{Z_s} e^{-\alpha z} e^{-\beta jz} + \frac{E_x^-}{Z_s} e^{\alpha z} e^{\beta jz} \quad (2.21)$$

avec l'impédance de surface complexe

$$Z_s = R_s + jX_s = \sqrt{\frac{\mu\omega}{2\sigma_n}} + j\sqrt{\frac{\mu\omega}{2\sigma_n}} \quad (2.22)$$

On obtient aussi l'épaisseur de peau

$$\delta = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{\omega\mu\sigma_n/2}} \quad (2.23)$$

δ correspond à la profondeur de pénétration du champ électrique dans le métal, avec une décroissance de $e^{-y/\delta}$ (fig. 2.9). Les champs magnétiques oscillants sont également atténués par le même effet.

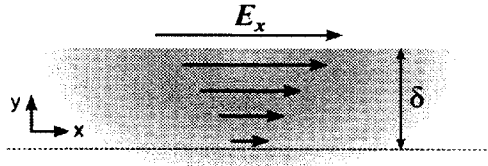


Figure 2.9 Pénétration du champ électrique dans un métal.

Pour une ligne de transmission, cela signifie que la densité de courant est concentrée dans une profondeur $\sim \delta$ de la surface du conducteur. On observe que les pertes augmentent avec la fréquence ($\alpha \propto \sqrt{\omega}$). De plus, on remarque qu'il y a une relation de dispersion entre la vitesse de phase ν_p et ω :

$$\nu_p = \frac{\omega}{\beta} \quad (2.24)$$

puisque $\beta \propto \sqrt{\omega}$. Notons que contrairement aux métaux normaux présentés ici, les supraconducteurs ne sont pas dispersifs. Ceux-ci sont capables de transmettre des signaux complexes sans distorsion, un avantage pour l'électrodynamique quantique en circuit.

2.5.2 Modèle deux fluides de la supraconductivité

La théorie de Bardeen, Cooper et Schrieffer (BCS) permet d'expliquer de façon microscopique le comportement des supraconducteurs à basse température. Lorsque la température d'un matériau est inférieure à sa température critique T_c , il y a formation de paires de Cooper (électrons avec quantité de mouvement et spins opposés) et l'apparition d'un gap d'énergie $2\Delta \approx 3.5k_B T_c$ [99]. Cette phase superfluide d'électrons permet le transport sans résistivité et un diamagnétisme parfait (effet Meissner).

La supraconductivité peut aussi être décrite par un modèle plus simple où coexistent les paires de Cooper et les électrons normaux dans une phase mixte. Ce modèle à deux fluides permet d'obtenir une approximation du fonctionnement des supraconducteurs à haute fréquence [100]. Avec le modèle deux fluides, on voit que le ratio de la densité de paires n_s sur la densité totale N d'électrons augmente rapidement lorsque $T < T_c$:

$$\frac{2n_s}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_C}\right)^4 \quad (2.25)$$

Dans le cas d'un courant continu, seulement les super-électrons participent à la conduction et le supraconducteur présente une résistivité nulle. L'électrodynamique des supraconducteurs peut être décrite par les équations de London [101],

$$E = \mu_0 \lambda_L^2 \frac{\partial J_s}{\partial t} \quad (2.26)$$

$$B = -\mu_0 \lambda_L^2 \nabla \times J_s \quad (2.27)$$

avec la longueur de pénétration de London

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m^*}{\mu_0 n_s e^{*2}}} \quad (2.28)$$

où $m^* = 2m_e$ et $e^* = 2e$ sont la masse effective et la charge d'une paire de Cooper. L'équation 2.26 correspond à une accélération des électrons dans un champ électrique constant, conforme à la mécanique des particules libres mais une violation de la loi d'Ohm. L'équation 2.27 décrit l'effet Meissner (exclusion du champ magnétique dans le supraconducteur) pour une densité de super-courant J_s invariante dans le temps¹. λ_L représente la pénétration d'un champ magnétique alternatif à la surface du supraconducteur selon $B(y) = B_0 e^{-y/\lambda_L}$, un comportement comparable à l'épaisseur de peau (fig. 2.10). Contrairement à δ , λ_L est indépendant de la fréquence.

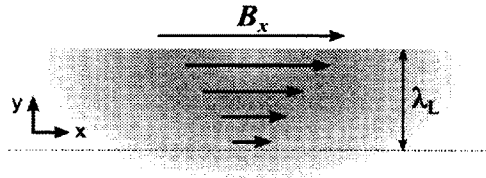


Figure 2.10 Pénétration du champ magnétique dans un supraconducteur.

Puisque $\lambda_L \propto 1/\sqrt{n_s}$, la longueur de pénétration dépend de la température. Avec le modèle deux fluides, on obtient

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{1 - (T/T_C)^4}} \quad (2.29)$$

¹Notons que les équations de London sont empiriques.

où $\lambda_L(0)$ est la longueur de pénétration à 0 K. Pour des couches minces de supraconducteurs, la longueur de pénétration du champ magnétique dépend aussi de l'épaisseur du métal et de la qualité cristallographique. On définit alors une longueur de pénétration effective λ . Dans le niobium par exemple, $\lambda_L(0) \approx 50$ nm et $\lambda(0)$ peut varier entre ~ 100 et 200 nm [102].

2.5.3 Champ magnétique critique

Pour la résonance de spin, un champ magnétique externe B_0 doit être appliqué dans la plupart des cas. Cependant, la supraconductivité est détruite lorsque $B_0 > B_c$: le champ magnétique critique. Afin d'expliquer les effets reliés à celui-ci, on doit introduire le concept de longueur de cohérence dans les supraconducteurs.

La longueur de cohérence décrite par Pippard [103] représente l'étendue de la fonction d'onde d'un supraconducteur et prends la forme

$$\xi_0 = \frac{\hbar\nu_F}{\pi\Delta(0)} \quad (2.30)$$

où ν_F est la vitesse de Fermi des électrons et $\Delta(0)$ le gap supraconducteur à basse température. La signification de ξ_0 peut être interprétée comme la taille d'une paire de Cooper. Elle joue le même rôle que le libre parcours moyen l_e des électrons dans un métal normal. En présence d'impuretés, on obtient une valeur effective

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l_e} \quad (2.31)$$

Une longueur de cohérence $\xi(T)$ est aussi définie dans le cadre de la théorie Ginzburg-Landau (G-L) [104]. Cependant, la signification est plutôt celle de la longueur caractéristique de la variation du paramètre d'ordre. Mentionnons seulement que $\xi(T) \approx \xi_0$ pour $T \ll T_c$. On définit aussi une longueur de pénétration dépendante de ξ_0 et l_e ,

$$\lambda(T) = \lambda_L(T) \sqrt{1 + \frac{\xi_0}{l_e}} \quad (2.32)$$

et le paramètre G-L donné par

$$\kappa = \frac{\lambda(T)}{\xi(T)} \quad (2.33)$$

On classe ainsi les supraconducteurs en 2 types :

- Type I, $\kappa < 1/\sqrt{2}$
- Type II, $\kappa > 1/\sqrt{2}$

Le champ magnétique critique B_c d'un supraconducteur de type I est donné par

$$B_c = \frac{\kappa \hbar}{\sqrt{2} |e^*| \lambda^2} \quad (2.34)$$

On appelle aussi B_c le champ critique thermodynamique puisque la transition correspond à un changement de l'énergie libre de Gibbs entre l'état supraconducteur et l'état normal. Pour les supraconducteurs de type II, on observe la présence de deux champs critiques, soit le champ critique inférieur

$$B_{c1} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \ln \kappa = \frac{B_c}{\sqrt{2}\kappa} \ln \kappa \quad (2.35)$$

et le champ magnétique supérieur

$$B_{c2} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2} = \kappa\sqrt{2}B_c \quad (2.36)$$

où Φ_0 est le quanta de flux magnétique. La figure 2.11 illustre l'effet de l'application d'un champ magnétique à un supraconducteur.

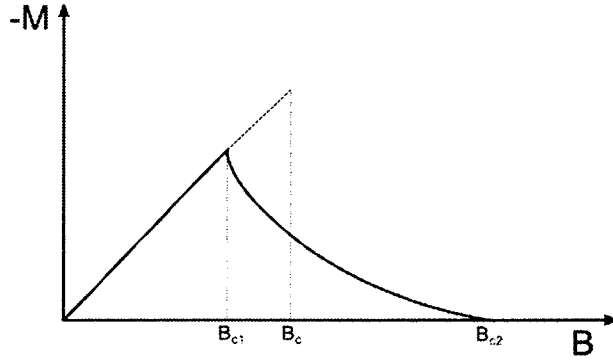


Figure 2.11 Magnétisation d'un supraconducteur. On observe une transition de premier ordre à B_c pour $\kappa < 1/\sqrt{2}$ et une transition de deuxième ordre à B_{c2} pour $\kappa > 1/\sqrt{2}$. Pour un supraconducteur de type II, B_{c1} correspond au point de transition à l'état des vortex et donc la magnétisation cesse d'augmenter.

Dans un supraconducteur de type II, on observe un diamagnétisme parfait (effet Meissner) pour un champ magnétique inférieur à B_{c1} . Selon le modèle de Abrikosov [105], lorsque $B > B_{c1}$, le champ magnétique pénètre à l'intérieur du supraconducteur via la formation de vortex de flux magnétique (fig. 2.12). Le rayon d'un vortex est de l'ordre de ξ et le centre

est composé d'électrons normaux. Le super-courant circulant autour du vortex génère un flux correspondant au quanta de flux magnétique Φ_0 . L'augmentation de l'intensité du champ magnétique au-dessus de B_{c1} fait croître la densité de vortex et le supraconducteur transite vers l'état normal lorsque la distance inter vortex devient nulle.

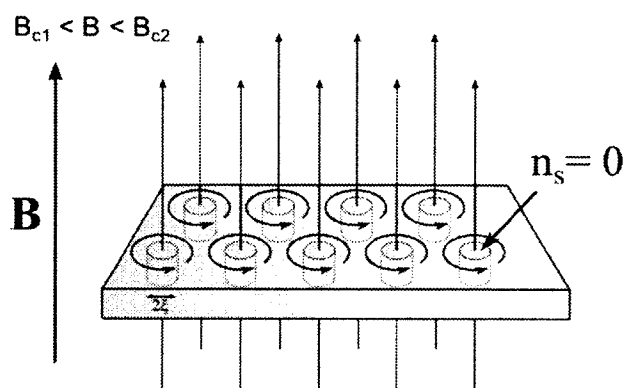


Figure 2.12 Distribution des vortex dans l'état mixte.

Le diagramme de phase d'un supraconducteur de type II est illustré à la figure 2.13. Puisque λ varie avec la température, B_{c1} et B_{c2} sont également fonction de T . Pour des couches de supraconducteurs très minces, le champ magnétique critique observé est typiquement inversement proportionnel à l'épaisseur. Cet effet peut être expliqué par une augmentation du paramètre κ ; une réduction de la longueur de cohérence et une augmentation de λ . Il existe également une anisotropie par rapport à l'orientation du champ magnétique. Le facteur démagnétisant plus élevé explique le champ critique plus faible pour un champ perpendiculaire au plan [106].

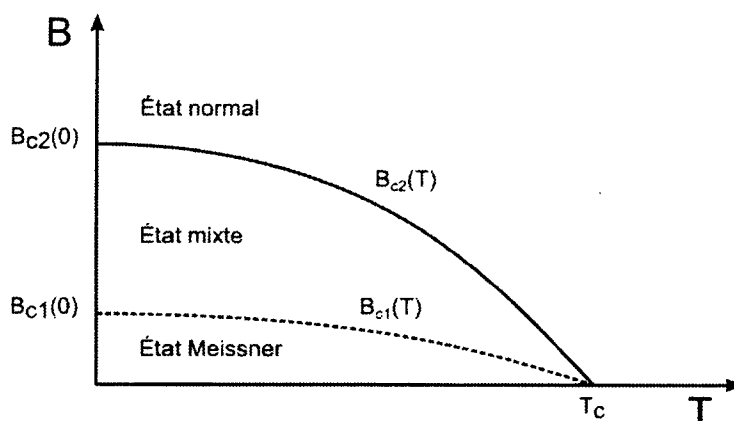


Figure 2.13 Diagramme de phase d'un supraconducteur de type II.

2.5.4 Impédance de surface d'un supraconducteur

Lorsqu'un courant variant dans le temps circule à l'intérieur d'un supraconducteur, l'accélération des porteurs génère un champ électrique. Une partie du courant est donc constitué d'électrons normaux dissipatifs. Selon le modèle deux fluides, on peut décrire ce phénomène par une conductivité complexe

$$\sigma(T) = \sigma_1 + j\sigma_2 = \sigma_n \left(\frac{T}{T_C} \right)^4 - \frac{j}{\omega \mu_0 \lambda_L^2(T)} \quad (2.37)$$

où σ_n est la conductivité à l'état normal. En intégrant les équations de London aux équations de Maxwell [100], on obtient les équations de champ pour \mathbf{E} , \mathbf{B} et \mathbf{J} :

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{E} + \sigma_n \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.38)$$

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{B} + \sigma_n \mu_0 \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.39)$$

$$\nabla^2 \mathbf{J} = \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{J} + \sigma_n \mu_0 \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \quad (2.40)$$

avec $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$. On obtient ensuite l'impédance de surface d'un supraconducteur

$$Z_s = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{\sigma}} = R_s + jX_s = \frac{\omega^2 \mu_0^2 \sigma_1 \lambda_L^3}{2} + j\omega L_K \quad (2.41)$$

où σ_1 est la partie réelle de la conductivité complexe. R_s représente la majeure partie des pertes à haute fréquence. On remarque qu'il y a une dépendance en ω^2 contrairement à $\sqrt{\omega}$ pour un métal normal. L'inductance cinétique ($L_K \propto \mu_0 \lambda_L$) est reliée à l'inertie des paires de Cooper. Une solution analytique pour L_K dans un guide d'onde coplanaire est présentée à la section 3.1.2.

2.5.5 Résonateurs micro-ondes

Les expériences de résonance de spin sont typiquement faites à une fréquence entre 1 et 10 GHz. Lorsque les dimensions d'un circuit sont du même ordre de grandeur que la longueur d'onde, les interconnexions entre chacune des composantes et les composantes elles-mêmes doivent être remplacées par un modèle d'éléments distribués afin de prendre

en compte les effets d'interférence, de réflexion et la vitesse de propagation des ondes. Le modèle d'une ligne de transmission est présenté à la figure 2.14. R et C et L représentent la résistance, la capacité et l'inductance par unité de longueur. Ici, L est composé de l'inductance magnétique L_M et l'inductance cinétique L_K . G est la conductivité à travers le substrat diélectrique. On considère $G = 0$ pour le moment.

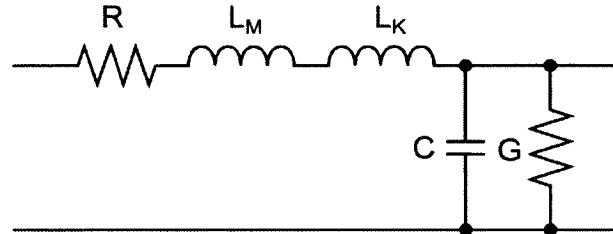


Figure 2.14 Segment unitaire d'une ligne de transmission.

La fréquence de résonance de ce type de circuit est le résultat bien connu $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ multiplié d'un facteur $1/l_r$, l'inverse de la longueur du résonateur. Pour un résonateur sous forme de ligne de transmission avec comme conditions frontières un court-circuit et un circuit ouvert, la condition de résonance est atteinte lorsque l_r est égale à un multiple de $\lambda/4$ (dans ce contexte λ représente la longueur d'onde et non la longueur de pénétration). On voit à la figure 2.15 le champ électrique à l'intérieur d'un résonateur quart-d'onde fait à l'aide d'un guide d'onde coplanaire. Celui-ci est couplé au reste du circuit par une capacité formée d'une coupure dans le conducteur central. Les conditions frontières font que le champ électrique est maximum près de l'entrée et zéro au bout de la ligne.

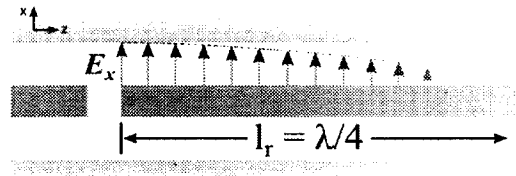


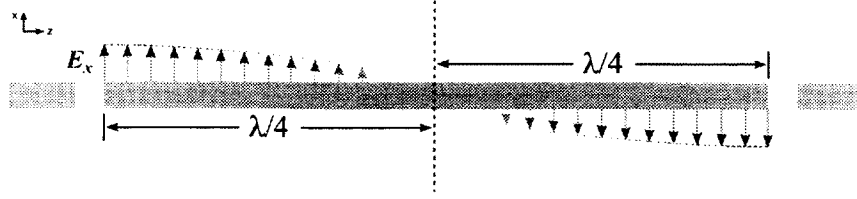
Figure 2.15 Champ électrique dans un résonateur $\lambda/4$

Le résonateur demi-onde (fig. 2.16) peut être considéré comme deux résonateurs quart-d'onde bout à bout puisqu'une ligne de $\lambda/4$ terminée par un circuit-ouvert apparaît comme un court-circuit et vice versa [98]. De façon générale, les modes résonants d'un résonateur sont donnés par

$$\omega_{n(\lambda/2)} = \frac{n\pi}{l_r} \nu_p \quad (2.42)$$

$$\omega_{n(\lambda/4)} = \frac{n\pi}{2l_r} \nu_p \quad (2.43)$$

où ν_p est la vitesse de phase, l_r la longueur du résonateur et n le nombre de mode.

Figure 2.16 Champ électrique dans un résonateur $\lambda/2$.

2.5.6 Facteur de qualité

Le facteur de qualité interne d'un résonateur [100] est donné par

$$Q_{\text{int}} = \frac{\omega_0 L}{R} = \frac{\omega_0}{\kappa} \quad (2.44)$$

où κ est le taux de relaxation (taux auquel les photons sortent du résonateur). En substituant la valeur de l'impédance de surface d'un supraconducteur dans (2.44), on obtient

$$Q_{\text{int(s)}} = \frac{\omega \mu_0 \lambda_L L}{2L_K R_s} \quad (2.45)$$

où $L = L_M + L_K$. Notons aussi que $Q \propto 1/\omega$ puisque $R_s \propto \omega^2$ [100].

Dans le contexte de l'information quantique, les matériaux les plus utilisés pour la fabrication de résonateurs sont l'aluminium ($T_c = 1.2$ K) et le niobium ($T_c = 9.2$ K). Les résonateurs supraconducteurs permettent d'obtenir des facteurs de qualité de l'ordre de $10^5 \sim 10^6$ dans la région d'opération de 1-10 GHz [107–114]. Ces résonateurs ont typiquement des dimensions de l'ordre de 5-10 μm en largeur et 5-10 mm en longueur. Wuensch *et al.* ont démontré que le facteur de qualité est limité par l'inductance cinétique lorsque les dimensions latérales sont près de λ_L [115–117]. Les résonateurs avec des lignes très étroites (50 à 100 nm) ont un facteur de qualité de l'ordre de $10^2 \sim 10^3$. Inomata *et al.* ont fait une étude similaire de la dépendance du facteur de qualité en fonction de l'épaisseur du matériau [118]. Ils remarquent que les couches plus minces ont une inductance cinétique plus élevée, mais que les effets sont atténués lorsque $T \ll T_c$, où λ_L atteint un minimum.

Autre que la dissipation dans le supraconducteur, il existe aussi d'autres sources de pertes. Le facteur de qualité d'un résonateur mesuré est défini par

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_{\text{int}}} + \frac{1}{Q_{\text{ext}}} \quad (2.46)$$

où Q_{int} est le facteur de qualité interne défini précédemment et Q_{ext} est le facteur de qualité externe. Celui ci peut être décomposé en plusieurs parties

$$\frac{1}{Q_{\text{ext}}} = \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_{\text{rad}}} + \frac{1}{Q_v} \quad (2.47)$$

où Q_c correspond aux pertes par le couplage, Q_d aux pertes diélectriques, Q_{rad} aux pertes par radiation et Q_v aux pertes reliées à la dynamique des vortex dans un champ magnétique. Pour un résonateur $\lambda/2$,

$$Q_c = \frac{\pi}{4Z_0^2 C_c^2 \omega_r^2} \quad (2.48)$$

C_c est la capacité de couplage et Z_0 l'impédance caractéristique [119]. Si on considère les autres pertes négligeables, il est possible d'ajuster le facteur Q_L d'un résonateur jusqu'à la limite théorique $Q_L \approx Q_{\text{int}}$ en changeant la valeur du condensateur de couplage [111].

Le facteur de pertes diélectriques $\tan \delta$ est relié à Q_d par

$$\frac{1}{Q_d} = \tan \delta = \frac{\omega \epsilon_2 + \sigma}{\omega \epsilon_1} \quad (2.49)$$

où ϵ_1 et ϵ_2 sont les parties réelles et imaginaires de la permittivité complexe et σ la conductivité du substrat. Les résonateurs sont typiquement fabriqués sur le silicium haute résistivité ou le saphir (Al_2O_3) pour leur faible tangente de pertes diélectrique ($\sim 10^{-6}$). À basse température et faible puissance d'excitation, les systèmes à deux niveaux (TLS) parasites présents dans le substrat deviennent la principale source de dissipation dans les résonateurs supraconducteurs [120–123]. Les systèmes à deux niveaux se retrouvent dans le substrat, aux interfaces métal-diélectrique, diélectrique-air et métal-air. Il a été démontré que la source principale de TLS est l'oxyde présente sur la surface de la plupart des matériaux [124].

Les pertes par radiations $1/Q_{\text{rad}}$ dépendent de la géométrie du résonateur, qui agit comme une antenne. Le facteur Q_{rad} pour un guide d'onde coplanaire peut être approximé par

$$Q_{\text{rad}} \approx 5.6 \left(\frac{l_r}{s} \right)^2 \quad (2.50)$$

où l_r est la longueur du résonateur et s l'espacement entre le conducteur central et le plan de masse. Une expression plus complète est donnée dans [125].

2.5.7 Impédance de surface dans l'état mixte

L'écoulement des quantas de flux magnétique (où *flux flow*) est le mécanisme principal de dissipation dans les résonateurs supraconducteurs en présence de champ magnétique [126]. Dans la phase mixte d'un supraconducteur de type II, les vortex sont à l'équilibre jusqu'à ce que la densité de courant locale soit plus grande que le courant critique. Les vortex subissent alors la force de Lorentz donnée par

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B}^{(v)} \quad (2.51)$$

où $\mathbf{B}^{(v)} = n\Phi_0\mathbf{z}$ est le champ magnétique moyen, n le nombre de vortex et \mathbf{z} le vecteur unitaire parallèle à l'axe d'un vortex. Une force de friction visqueuse η opposant le déplacement des vortex engendre la génération d'un champ électrique. Celui-ci peut être interprété comme une résistivité. Selon le modèle Bardeen-Stephen [127], la résistivité due à l'écoulement du flux est donnée par

$$\rho_f = \rho_n \frac{B}{B_{c2}} \quad (2.52)$$

où ρ_n est la résistivité de l'état normal. Dans le cas de ce modèle simple, la longueur de pénétration de London peut être approximée par

$$\lambda_L(B) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{1 - B/B_{c2}}} \quad (2.53)$$

où $\lambda_L(0)$ est la longueur de pénétration à champ magnétique nul [100].

Il est possible de piéger des vortex par un potentiel de confinement. Par exemple, les défauts cristallographiques et les impuretés peuvent fournir un tel potentiel. On définit une fréquence de dé-piégeage ω_p associée à l'énergie de confinement. La résistivité complexe ρ_v provoquée par la dynamique des vortex dans différentes conditions, peut être dérivée par plusieurs modèles [128–132]. Selon le modèle de Gittleman et Rosenblum [128], la résistivité ρ_v est donnée par

$$\rho_v = \frac{\Phi_0 B}{\eta} \frac{1}{1 - i\omega_p/\omega} \quad (2.54)$$

Dans la limite où $\omega \gg \omega_p$, la résistivité se réduit à celle du modèle de Bardeen-Stephen, $\rho_v \rightarrow \rho_f$. Cette hypothèse est valide pour l'excitation dans les micro-ondes, sauf pour les couches de supraconducteurs très minces [129].

La pénétration du flux dans les résonateurs supraconducteurs dépend de leur géométrie. Pour une ligne avec une largeur de $10\ \mu\text{m}$, le champ critique pour la pénétration des vortex est inférieur à $1\ \text{mT}$ et ne correspond pas à B_{c1} [133]. Dans le cas de lignes coplanaires, la densité de courant est plus élevée sur le bord des lignes, ce qui provoque la pénétration accrue des vortex dans cette région. Des techniques de piégeage des vortex peuvent être utilisées. Par exemple, une rangée de trous dans un supraconducteur permet de créer des sites de piégeage artificiels [134–136]. Plus récemment, Graaf *et al.* [137] ont présenté un nouveau type de résonateur en niobium capable de supporter un champ magnétique jusqu'à $160\ \text{mT}$ avec un facteur de qualité de $25,000$. La couche de niobium est subdivisée en plusieurs lignes de $2\ \mu\text{m}$, ce qui est une autre forme de piégeage des vortex.

CHAPITRE 3

CONCEPTION

3.1 Géométrie des résonateurs

On présente les modèles utilisés pour la conception des résonateurs. Une attention particulière a été portée au couplage spin orbite, mais on se ne restreint pas à un système spécifique.

3.1.1 Lignes de transmissions

La géométrie transversale d'une ligne de transmission détermine la distribution du champ électrique et son impédance caractéristique, $Z_0 = \sqrt{L/C}$. La figure 3.1 illustre les types de lignes de transmissions fréquemment utilisés pour la fabrication de circuits micro-ondes dans la bande 0-100 GHz.

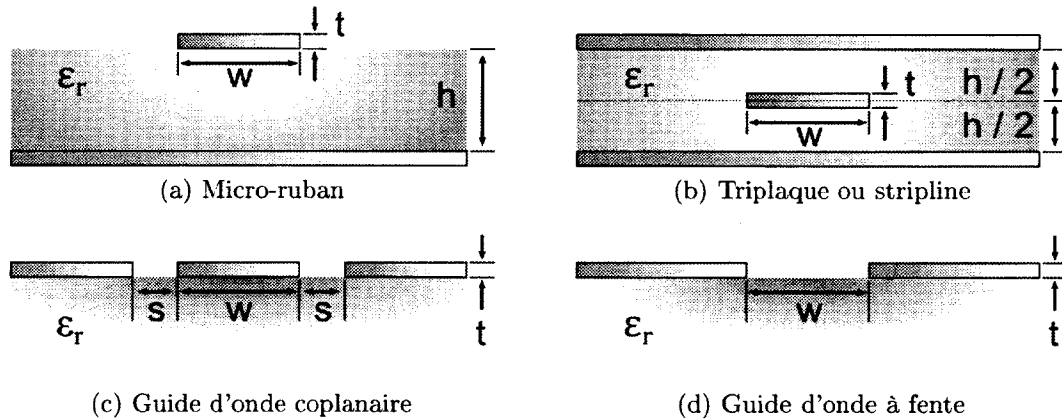


Figure 3.1 Vue en coupe de différents types de lignes de transmissions.

Les guides d'ondes coplanaires (fig. 3.1c) sont intéressants pour la résonance de spin car il est possible de réduire les dimensions latérales et d'augmenter l'intensité du champ électrique en conservant la même impédance caractéristique. De plus, les lignes du champ électrique sont parallèles à la surface du substrat. Puisque les supraconducteurs ont un champ magnétique critique supérieur pour un champ appliqué parallèle au plan, on désire appliquer le champ externe B_0 dans cette orientation. De ce fait, le champ électrique produit par les lignes coplanaires permet d'appliquer le champ magnétique effectif B_{AC}^* perpendiculaire à B_0 , une condition pour la résonance de spin.

L'énergie totale dans le résonateur $\lambda/2$ est calculée en prenant la moyenne du voltage sur la longueur du résonateur

$$E = \frac{1}{2} C_t \langle V^2 \rangle \quad (3.1)$$

où C_t est la capacité totale du résonateur [125]. En termes quantiques [7], la valeur rms des fluctuations du vide dans le résonateur est donné par l'expression

$$V_0(\text{rms}) = \sqrt{\frac{\hbar \omega_r}{l_r C}} \quad (3.2)$$

où ω_r est la fréquence de résonance. Puisque la la force du couplage spin-orbite est proportionnelle à l'intensité du champ électrique, on doit alors réduire C où augmenter ω_r .

3.1.2 Calcul de l'impédance caractéristique

Le mode de propagation d'un guide d'onde coplanaire est du type TEM (transverse électromagnétique), c'est-à-dire que les vecteurs du champ électrique E et du champ magnétique H se trouvent dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation (fig. 3.2).

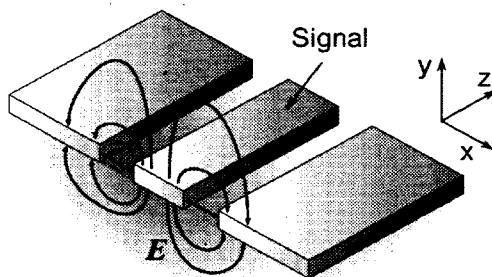


Figure 3.2 Distribution du champ électrique dans un guide d'onde coplanaire.

Le mode est en réalité quasi-TEM, puisque le milieu diélectrique est inhomogène ($\epsilon_{r(\text{air})} = 1$). On définit une permittivité effective ϵ_{eff} en prenant compte de la distribution non-uniforme du champ électromagnétique [138]. En supposant un substrat diélectrique d'épaisseur infinie, ce qui est valide lorsque $w \ll h$, ϵ_{eff} se réduit à

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{1 + \epsilon_r}{2} \quad (3.3)$$

avec l'approximation quasi-statique. La solution analytique pour l'impédance caractéristique d'un guide d'onde coplanaire est donnée par

$$Z_0 = \frac{30\pi}{\sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}}} \frac{K(k'_0)}{K(k_0)} \quad (3.4)$$

où $K(k)$ est l'intégrale elliptique complète de première espèce avec un module $k_0 = s/(s + 2w)$ et $k'_0 = \sqrt{1 - k_0^2}$. On calcule aussi la capacité par unité de longueur

$$C = 4\varepsilon_0\varepsilon_{\text{eff}} \frac{K(k_0)}{K(k'_0)} \quad (3.5)$$

et l'inductance par unité de longueur

$$L = \frac{\mu_0}{4} \frac{K(k'_0)}{K(k_0)} \quad (3.6)$$

Finalement, l'inductance cinétique L_K d'un guide d'onde coplanaire est donné par

$$L_K = \frac{\mu_0\lambda^2}{tw} g(s, w, t) \quad (3.7)$$

où λ est la longueur de pénétration du champ magnétique et

$$g(s, w, t) = \frac{1}{2k^2 K^2(k)} \left[\left(-\ln\left(\frac{t}{4w}\right) - k \right) \ln\left(\frac{t}{4(w+2s)}\right) + \frac{2(w+s)}{w+2s} \ln\left(\frac{s}{w+s}\right) \right] \quad (3.8)$$

est un facteur géométrique propre aux guides d'ondes coplanaires [139].

3.1.3 Résonateur supraconducteur pour la résonance de spin

Afin d'observer des oscillations de Rabi du spin, on fixe la fréquence de résonance des résonateurs à la fréquence de Larmor de l'électron (eq. 2.10). Rappelons que ω_L dépend du facteur de Landé de l'électron et du champ magnétique externe. Récemment, Allison *et al.* ont fait une étude similaire et ont proposé un procédé de fabrication de résonateur supraconducteur pour la résonance dipolaire électrique de spin avec des boîtes quantiques auto-assemblées de InAs sur GaAs [140]. Avec un facteur de Landé $g = 3 \sim 8$ et un champ magnétique de 0.1 T, ils estiment un couplage de 0.3 à 4 MHz à une fréquence de résonance de 5-7 GHz.

Ici, on supposera plutôt un facteur de Landé de $1 \sim 2$, typique pour les matériaux avec une interaction spin-orbite plus faible. Avec un champ magnétique externe $B_0 = 0.5$ T,

on obtient une fréquence de Larmor $\omega_L/2\pi$ de 7-14 GHz. Les résonateurs présentés ici ont été conçus avec une fréquence de résonance de 10 GHz. On voit à la figure 3.3 le dessin conceptuel d'un résonateur intégrant des boîtes quantiques auto-assemblées. On suppose que la position des boîtes peut être contrôlée par l'utilisation de *nanotemplates* [141]. Les qubits sont placés près du maximum du champ électrique pour un couplage fort. Des grilles DC permettent d'ajuster localement le nombre d'électron et la fréquence de résonance de chacun des qubits. La précision nécessaire pour l'alignement des grilles de contrôle dépend de la taille des boîtes quantiques. En général, les dimensions sont de l'ordre de 50 à 200 nm, ce qui est réalisable à l'aide de lithographie par faisceau d'électron. Les *nanotemplates* permettent en principe d'intégrer un grand nombre de qubits au résonateur. Ici, on montre un système à 3 qubits comme preuve de concept.

À partir de l'analyse de Hu *et al.*[80], on estime une fréquence de Rabi $\Omega/2\pi \approx 0.5$ MHz. Afin d'atteindre le régime de couplage fort ($2\Omega \gg \kappa, \gamma$), le résonateur devrait avoir un facteur de qualité supérieur à

$$Q = \frac{\omega_0}{\kappa} \quad (3.9)$$

où $\kappa \leq 2\Omega \approx 1$ MHz. À une fréquence de 10 GHz, ceci correspond à un facteur de qualité supérieur à 10^3 . On ignore ici γ , qui correspond au taux de décohérence des qubits.

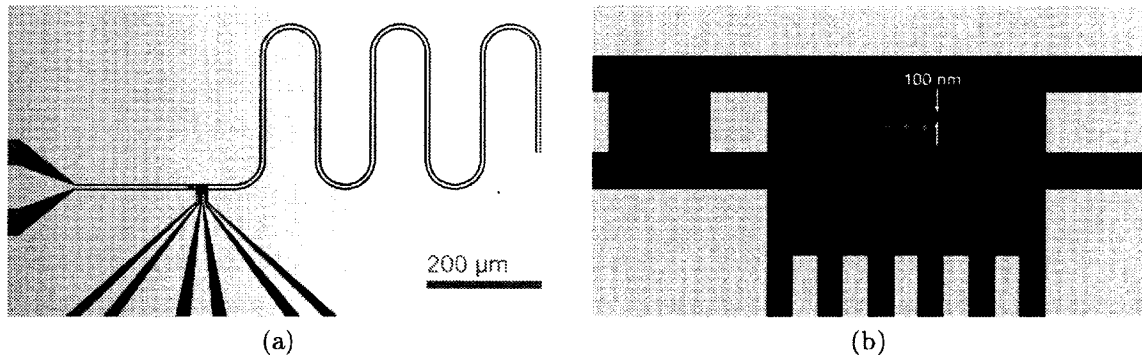


Figure 3.3 Dessin d'un résonateur intégrant des boîtes quantiques auto-assemblées. Le résonateur est fabriqué par photolithographie et le contact aux boîtes quantiques à l'aide de lithographie par faisceau d'électron (région en bleu sur la figure).

3.2 Choix des matériaux

3.2.1 Supraconducteur

Les résonateurs supraconducteurs pour l'électrodynamique quantique en circuit sont typiquement fabriqués en aluminium. Un des avantages de l'aluminium est le procédé d'évaporation à angle qui permet la fabrication de jonctions Josephson de haute qualité pour les qubits supraconducteurs. Cependant, le champ magnétique critique de l'aluminium est seulement 10 mT à $T = 0$ K. La résonance de spin électronique nécessite l'application de champ magnétique de l'ordre de 100 à 500 mT. On doit alors choisir un matériau avec un champ magnétique critique plus élevé.

Le niobium (Nb), un supraconducteur de type II, est le matériau supraconducteur le plus utilisé pour les applications nécessitant des champs magnétiques intenses à haute fréquence, notamment pour la fabrication de cavités résonantes dans les accélérateurs de particules [142]. La faible résistance de surface permet d'atteindre des facteurs de qualité de l'ordre de 10^{11} à champ magnétique élevé. Les alliages du niobium, par exemple le NbN, sont aussi intéressants car ils possèdent des champs critiques $B_{c2} \geq 10$ T.

Le Nb pur ($T_C = 9.2$ K, $B_{c2} = 5 \sim 10$ T) a été choisi en raison de la disponibilité en salles blanches. Le champ critique pour la pénétration des vortex dans le niobium est typiquement de l'ordre de 1 mT, alors on considère que le résonateur va opérer dans l'état des vortex en permanence. Afin de limiter l'impédance de surface dans l'état de vortex, l'épaisseur du niobium a été fixée à 100 nm, ce qui permet d'augmenter la valeur de B_{c2} . Le champ magnétique critique est inversement proportionnel à l'épaisseur du supraconducteur [104].

3.2.2 Substrat diélectrique

Le substrat diélectrique le plus utilisé pour la fabrication de résonateurs supraconducteurs est le saphir (Al_2O_3). Il possède plusieurs avantages, notamment un faible facteur de pertes diélectrique ($\tan \delta$) et une surface chimiquement inerte. Par contre, les matériaux sur lesquels on trouve des qubits de spin à un électron sont principalement sur GaAs et silicium. Il a donc été décidé de fabriquer des résonateurs sur ces mêmes matériaux plutôt que sur saphir.

Le silicium haute résistivité est comparable au saphir et permet d'atteindre un facteur de qualité Q_d supérieur à 10^6 [143]. On note que la présence d'oxyde à la surface des diélectriques est une source de perte importante dans les résonateurs supraconducteurs.

Le facteur Q_d est généralement moins élevé pour les résonateurs fabriqués sur SiO_2 . Les mesures par O'Connell *et al.* ont démontré que les pertes diélectriques dans le Si $100 \text{ } \Omega\cdot\text{cm}$ sont de l'ordre de $\tan \delta \approx 5 \times 10^{-6}$, comparativement aux pertes pour le SiO_2 formée par oxydation thermique dans lequel $\tan \delta \approx 3 \times 10^{-4}$ [144]. Des substrats de silicium dopé ($10 \sim 20 \text{ } \Omega\cdot\text{cm}$), de silicium haute résistivité ($5000 \text{ } \Omega\cdot\text{cm}$) et de GaAs semi-isolant ont été utilisés pour la fabrication des résonateurs présenté dans ce mémoire. Pour le GaAs, $\tan \delta$ peut atteindre 1×10^{-6} à basse température [145]. Par contre, certains auteurs ont rapporté des facteurs de qualité limités à $\sim 10^4$ [140, 146].

3.3 Simulations

Ici, un résonateur a été simulé en afin de valider les équations du modèle RLC (sect. 2.5.5) et d'évaluer l'effet de l'inductance cinétique sur la résonance (sect. 3.1.2). Le coefficient de transmission S_{21} d'un résonateur $\lambda/2$ en fonction de la fréquence [125] est donné par

$$S_{21} = \frac{1}{1 + jQ(1 - f_0^2/f^2)} \quad (3.10)$$

Le résultat pour l'amplitude est illustré à la figure 3.4. On utilise l'approximation à un mode ici puisque on ne s'intéresse pas aux harmoniques supérieures.

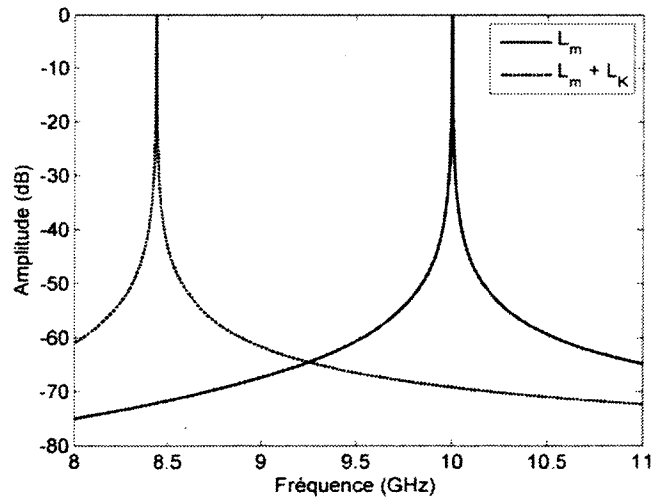


Figure 3.4 Simulation d'un résonateur demi-onde sur GaAs. Paramètres utilisés : $\epsilon_r = 12.7$, $l_r = 2.8636 \text{ mm}$, $t = 100 \text{ nm}$, $w = 5 \text{ } \mu\text{m}$, $s = 3.55 \text{ } \mu\text{m}$, $\lambda_L = 100 \text{ nm}$, $Q = 10^3$, $T = 0 \text{ K}$.

On estime la fréquence de résonance f_0 à partir des valeurs de capacité et d'inductance calculées à la section 3.1.2 et

$$f_0 = \frac{1}{2l_r} \frac{1}{\sqrt{(L_m + L_K(T))C}} \quad (3.11)$$

où l_r est la longueur du résonateur. On détermine la valeur de $L_K(0)$ à partir de l'équation 3.7 en prenant $\lambda(0) = 100$ nm, la longueur de pénétration pour une couche Nb avec une épaisseur de 100 nm [102]. Le facteur de qualité dans la simulation a été fixé à 10^3 pour faciliter la visibilité des pics. On remarque que l'inductance cinétique L_K cause un décalage important de f_0 . La fréquence de résonance diverge vers les basses fréquences lorsqu'on augmente la température près de la température critique T_C .

3.4 Dessin des masques

Deux types de résonateurs ont été conçus pour la caractérisation du facteur de qualité en champ magnétique. Les dimensions latérales ont été calculées pour obtenir une impédance caractéristique près de 50Ω avec l'équation 3.4 et la longueur du résonateur a été déterminée pour obtenir une fréquence de résonance de 10 GHz. Le résonateur de la figure 3.5a est un design standard de résonateur $\lambda/2$. On utilise des méandres pour réduire l'espace occupé par le résonateur. Afin de minimiser les pertes par couplage $1/Q_c$, un gap de $30 \mu\text{m}$ dans le conducteur central du guide d'onde coplanaire a été utilisé. Avec $C_c = 30 \mu\text{m}$, on obtient une valeur de $Q_c > 10^6$ [111]. On s'attend à ce que le facteur de qualité Q_L soit limité par les pertes diélectriques dans le substrat ($Q_d = 10^5 \sim 10^6$) et les pertes par les vortex $Q_v(B)$ dépendantes du champ magnétique appliqué.

Un résonateur $\lambda/4$ couplé à une ligne de transmission (fig. 3.5b) a aussi été conçu et fabriqué pour comparaison. La distance de résonateur avec la ligne de transmission, $d = 2 \mu\text{m}$, a été choisi en fonction du modèle donné dans [125]. Le facteur de couplage Q_c attendu pour ce design est de l'ordre de 10^6 , similaire au résonateur $\lambda/2$. Les limitations du facteur de qualité externe proviennent des mêmes sources (diélectriques et vortex). Cette topologie est intéressante car elle permet de multiplexer en fréquence plusieurs résonateurs sur une même ligne de contrôle [112]. Contrairement au résonateur mesuré en série, où la résonance est du type basse bande, on observe ici une résonance du type coupe-bande. Toutefois, les calculs faits jusqu'à présent pour le résonateur $\lambda/2$ s'appliquent aussi bien pour cette deuxième structure.

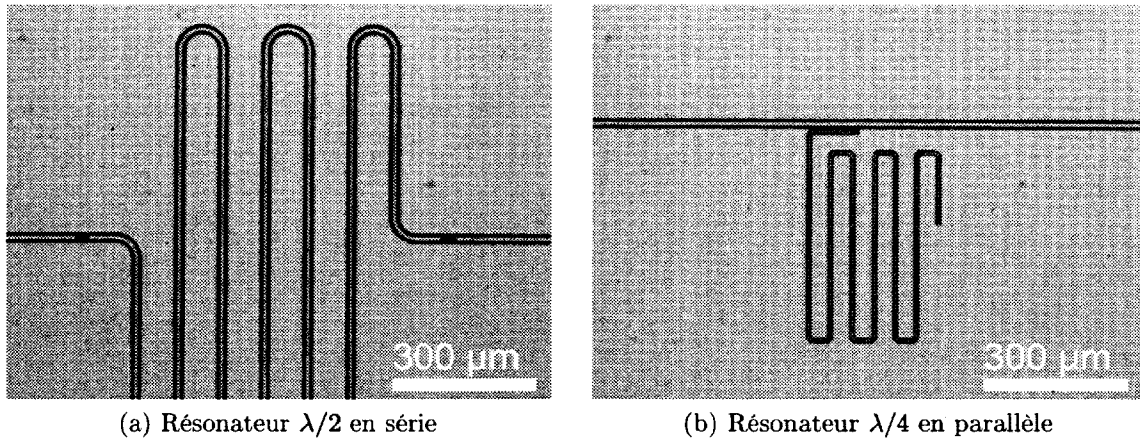


Figure 3.5 Photomasque des résonateurs. a) $l_r = 5.722$ mm, $w = 10$ μm , $s = 5.9$ μm b) $l_r = 2.886$ mm, $w = 5$ μm , $s = 3.55$ μm .

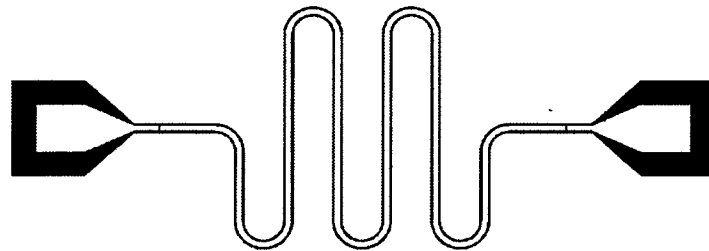


Figure 3.6 Dessin de résonateur pour la photolithographie sans masque. $w = 20$ μm , $s = 12$ μm , $g = 10$ μm , $f_0 = 9.25$ GHz.

Des résonateurs avec des dimensions plus larges ont aussi été conçus pour la fabrication avec photolithographie sans masque (fig. 3.6). Les dimensions ont été agrandies pour tenir compte des limites de résolution de l'appareil, soit la taille effective des pixels utilisés pour projeter l'image sur l'échantillon lors de la fabrication.

CHAPITRE 4

CADRE EXPÉRIMENTAL

4.1 Procédé de fabrication

4.1.1 Pulvérisation cathodique de niobium

Parmi les méthodes de déposition possibles, l'évaporation de niobium (Nb) produit les couches avec la plus grande qualité. Cependant, le Nb est un métal réfractaire et a un point de fusion de 2468°C, ce qui nécessite un faisceau d'électron avec une énergie très élevée. C'est pourquoi on dépose typiquement le Nb par pulvérisation cathodique DC (fig. 4.1). Dans le système utilisé, le vide de la chambre de déposition peut atteindre 1×10^{-7} Torr. Une pré-déposition est faite afin de réduire les impuretés présentes sur la cible et les parois de la chambre.

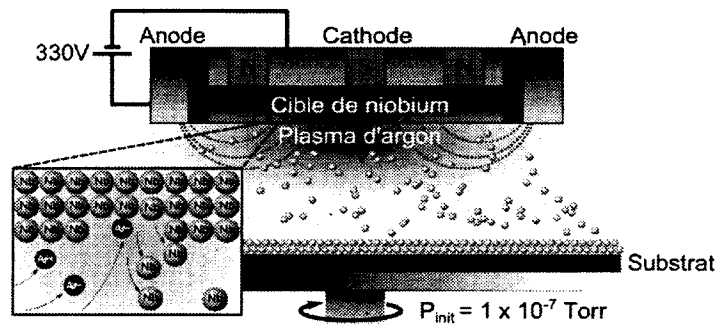


Figure 4.1 Pulvérisation cathodique de niobium (Nb) avec magnétron à courant continu. Les atomes d'argon (Ar) ionisés rentrent en collision avec la cible de Nb. Les atomes de Nb éjectés sont adsorbés à la surface du substrat.

Une recette standard développée dans les salles blanches a été utilisée. Des couches de 100, 150 et 200 nm de Nb ont été déposées sur des substrats de silicium et GaAs avec un plasma d'argon à 20 sccm, une pression de 5.9×10^{-6} Torr et une puissance de 250 W. Avant la déposition sur silicium, les gaufres ont été désoxydés par de l'acide fluorhydrique. Les gaufres de GaAs ont été nettoyées aux solvants.

La figure 4.2 montre des images prises au microscope électronique à balayage (MEB) de couches de Nb déposées sur un substrat de silicium. On remarque la structure colonnaire typique des grains de Nb.

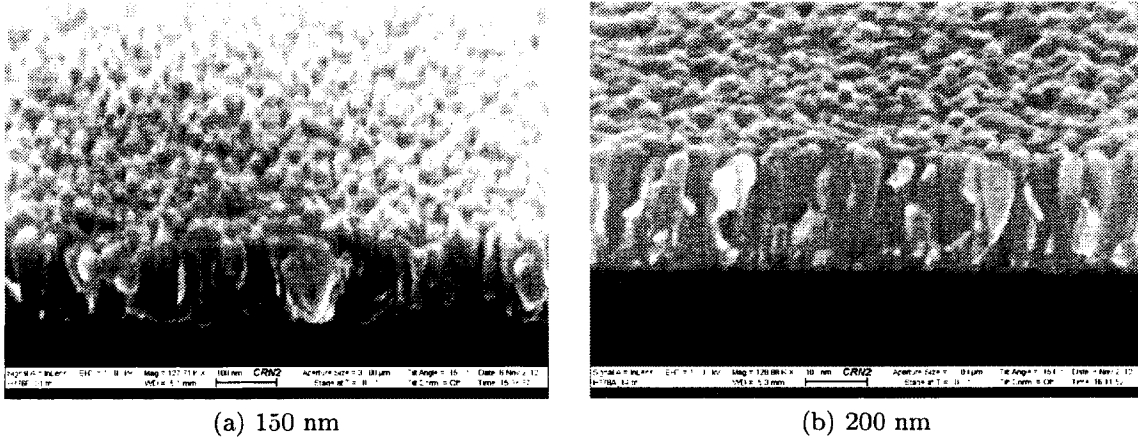


Figure 4.2 Images MEB de Nb sur Si.

4.1.2 Photolithographie

La deuxième étape de fabrication des résonateurs consiste en la fabrication d'un masque de résine pour la gravure du niobium. La photorésine positive Shipley S1805 est étalée sur la surface du niobium à 5000 RPM pour une épaisseur de 450 nm.

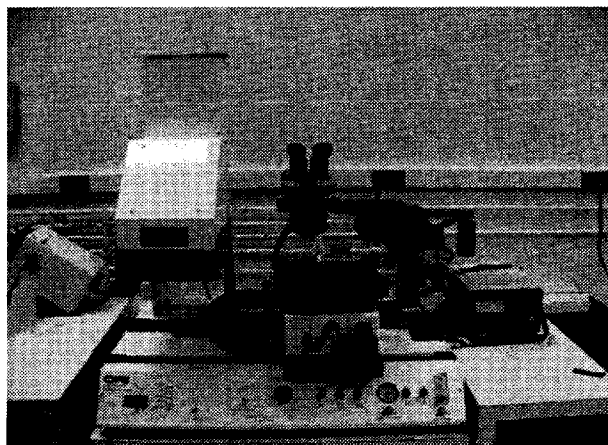


Figure 4.3 Aligner de masque (photo : CRN2)

On expose ensuite la photorésine par rayonnement UV à travers un photomasque de chrome sur verre (fig. 3.5). On voit à la figure 4.3 l'aligner de masque utilisé pour l'exposition. La photorésine exposée est ensuite enlevée par la pulvérisation de développeur

MF-319. Finalement, on recuit la photorésine pour augmenter sa résistance à la gravure. La figure 4.4 montre le résultat après exposition et développement.

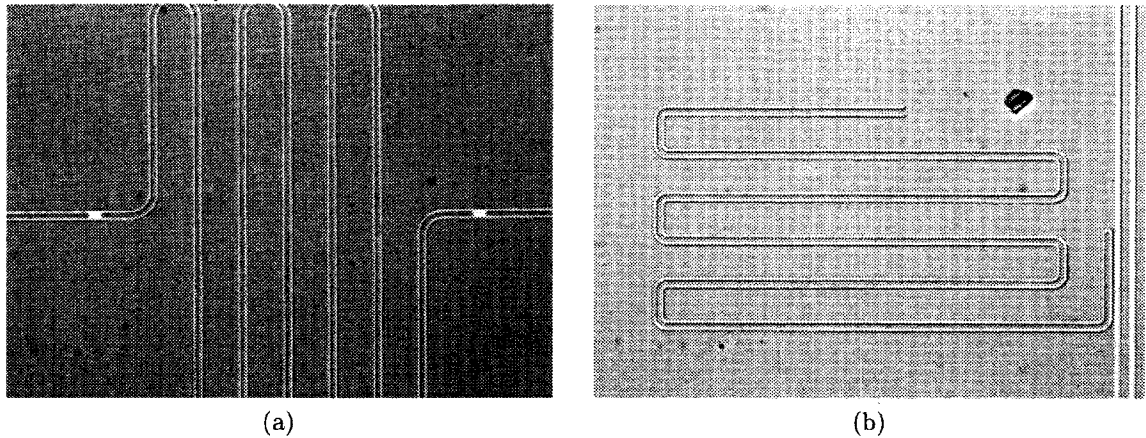


Figure 4.4 Photorésine (S1805) après exposition et développement.

Afin de permettre de faire plus facilement des ajustements à la géométrie, un système de photolithographie sans masque a été utilisé. L'image est projetée sur la surface de l'échantillon à l'aide d'une matrice de micro-miroirs (fig. 4.5). La figure 4.6 montre le résultat d'un résonateur fabriqué par l'exposition sans masque.

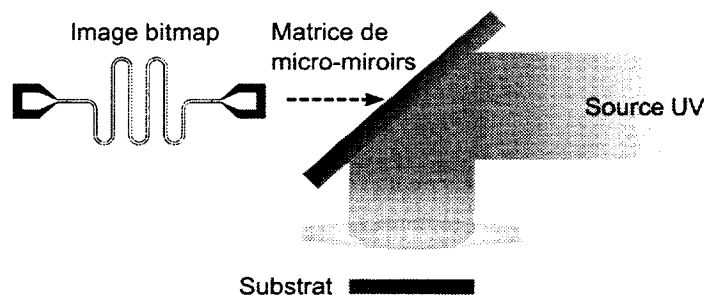


Figure 4.5 Exposition sans masque.

L'inconvénient de cette méthode est que les dimensions des motifs sont fixés à des multiples entiers de la largeur effective d'un pixel ($\sim 1.3 \mu\text{m}$). Ceci complexifie la fabrication de résonateurs car l'impédance caractéristique des guides d'ondes coplanaires est sensible aux dimensions latérales. De plus, le rayon de courbure dans les méandres a du être augmenté. Trois résonateurs mesurés ont été fabriqués utilisant la photolithographie sans masque et le dessin de la figure 3.6.

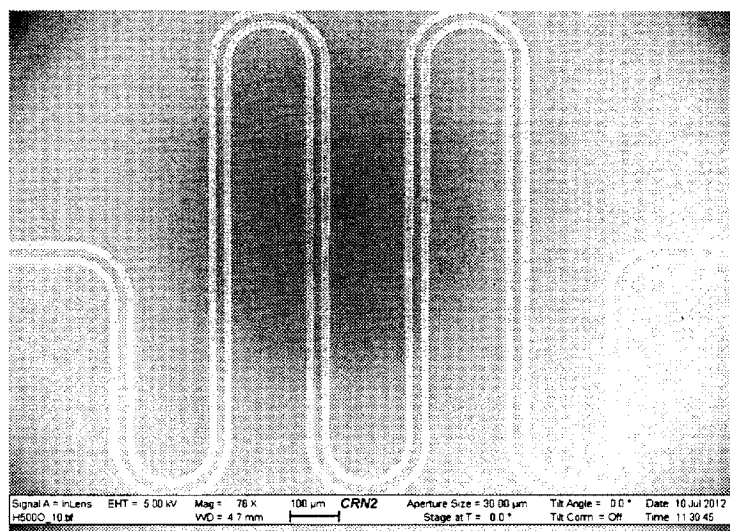


Figure 4.6 Résonateur fabriqué par photolithographie sans masque.

4.1.3 Gravure du niobium

La gravure du niobium est typiquement faite par des solutions à base de fluor. Des exemples de gaz utilisés pour la gravure plasma (*reactive ion-etching* ou RIE) sont le CF_4 , le CF_3Br et le SF_6 [147–149]. Wunsch *et al.* ont démontré la fabrication de résonateurs en Nb avec des lignes coplanaires où la largeur du conducteur central est de l'ordre de 50 nm, en utilisant une gravure par plasma CF_4 [116, 117]. L'ajout de O_2 permet d'augmenter le taux de gravure par la formation d'oxydes (NbO et de Nb_2O_5) qui réagissent rapidement avec les ions F^- . Ceci réduit toutefois la sélectivité photo-résine-Nb, qui est de l'ordre de 2.

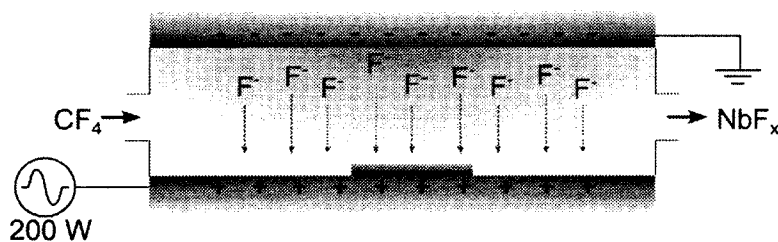
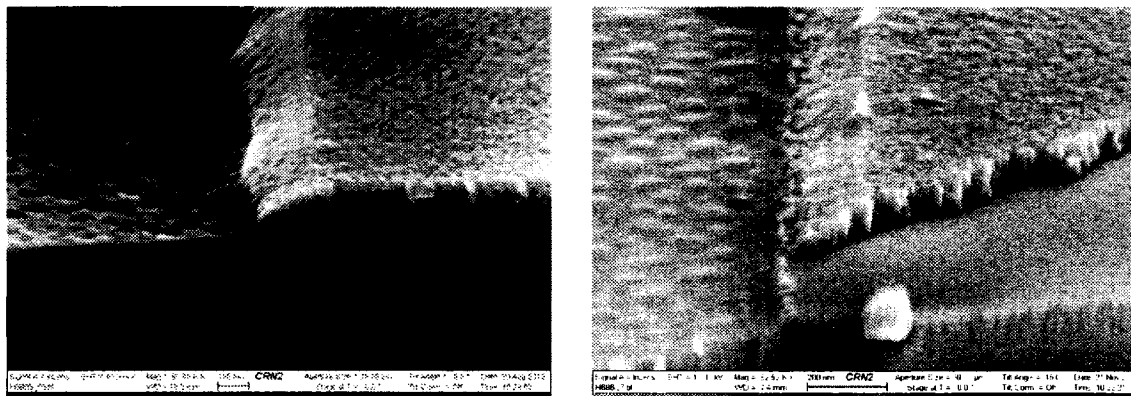


Figure 4.7 Réacteur RIE à plaque parallèle.

Les couches de niobium déposées ont été gravées par un réacteur RIE plaque parallèle (fig. 4.7). La figure 4.8 montre une image MEB de 100 nm de niobium gravé par CF_4 à 20 sccm et 200 W. Le taux de gravure se situe entre 10-15 nm/min. Le temps varie en

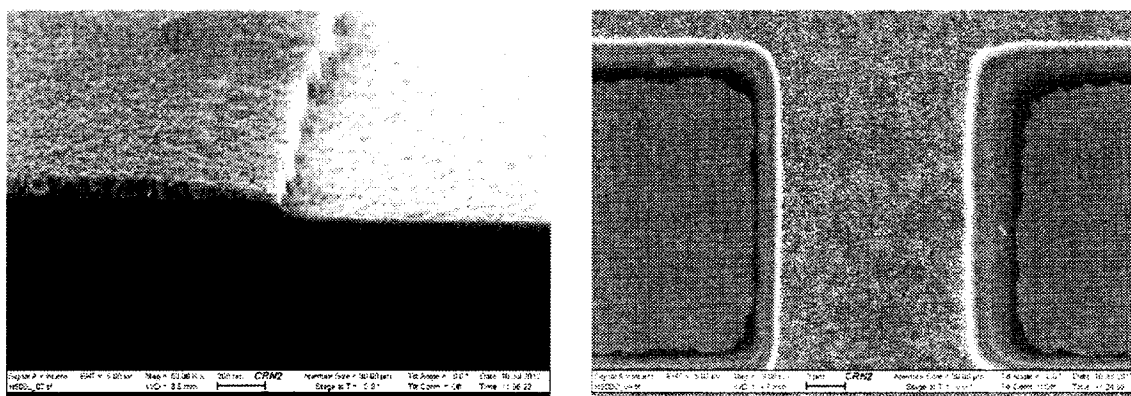
fonction de la quantité d'oxyde à la surface de l'échantillon avant la gravure. On observe aussi une sélectivité Nb/GaAs estimée supérieure à 100.



(a) 200W, 20 sccm, 115 mTorr.

(b) 200W, 20 sccm, 110 mTorr.

Figure 4.8 Gravure par plasma de CF_4 du niobium sur a) silicium et b) GaAs.



(a) 100W, 8 sccm, 71 mTorr.

(b) 100W, 20 sccm, 107 mTorr.

Figure 4.9 Gravure par plasma de SF_6 de 100 nm de Nb sur silicium.

On voit à la figure 4.9 des résultats pour la gravure au SF_6 . Le taux de gravure est plus rapide que celui du CF_4 avec des conditions similaires, ce qui peut être expliqué par la plus grande densité d'ions F-. On remarque aussi que le profil de gravure dépend de la pression dans la chambre. À plus basse pression, le profil devient plus anisotrope. Par contre, le réacteur RIE utilisé ne permettait pas un contrôle séparé du débit de gaz et de la pression. Pour une meilleur répétabilité du procédé, la gravure des résonateurs a été faite avec un débit de 20 sccm (CF_4 et SF_6), donnant des profils isotropes. Le facteur de qualité d'un résonateur coplanaire est peu sensible à l'angle du profil de gravure [150]. La figure 4.10 résume quelques résultats des tests de gravure plasma. Les mesures supérieures à 100 nm correspondent à une gravure du substrat.

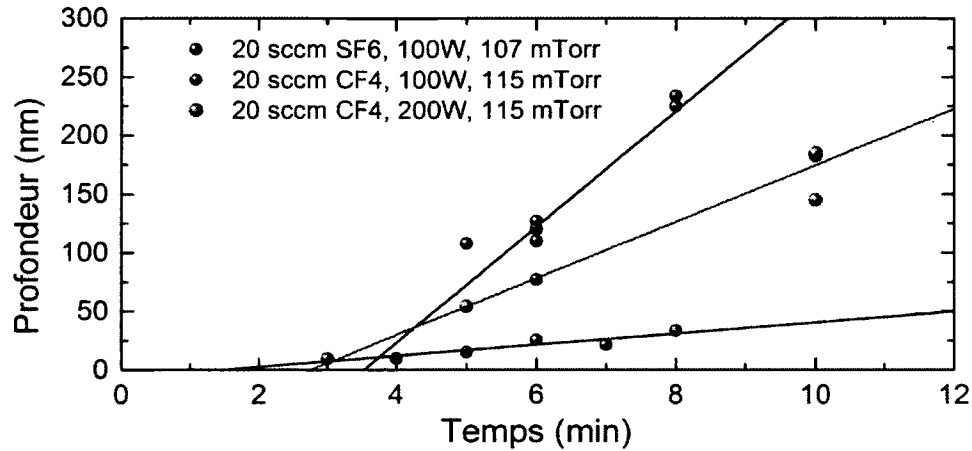


Figure 4.10 Mesures au profilomètre après gravure pour différentes recettes.

Les images de la surface du silicium et du GaAs après gravure CF_4 (fig. 4.11) relève que la rugosité du substrat est très élevée. Pour l'échantillon de GaAs, il n'est pas clair si les structures observées sont des gouttelettes de Nb re-déposées durant la gravure ou simplement la morphologie du GaAs.

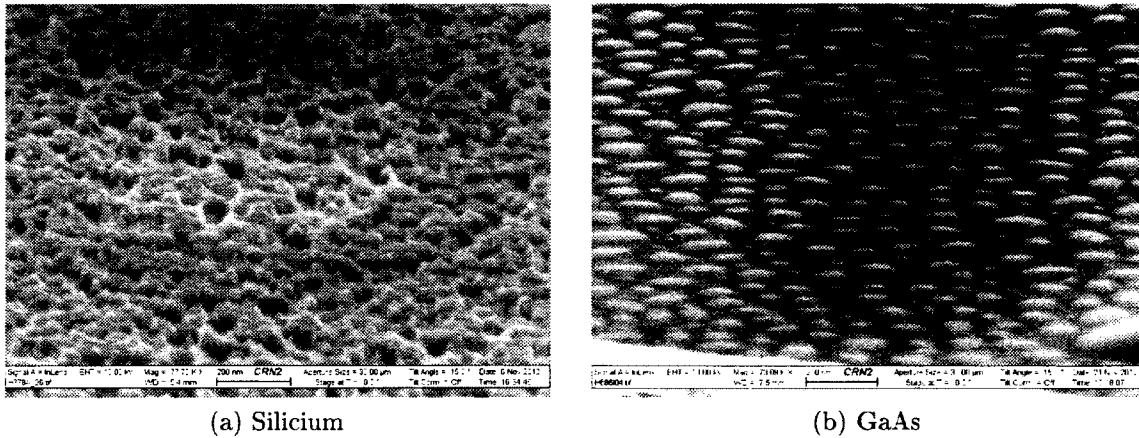


Figure 4.11 Surface du substrat après la gravure plasma CF_4 du niobium sur silicium et GaAs.

Des traces de photorésine ont été observées sur le bord des motifs après la gravure plasma (fig. 4.12). Ceci est attribué à une augmentation de la température à la surface de l'échantillon lors de la gravure. Il est nécessaire de nettoyer la surface du niobium par une seconde gravure plasma ou encore une immersion rapide dans l'acide fluorhydrique après avoir enlevé la résine.

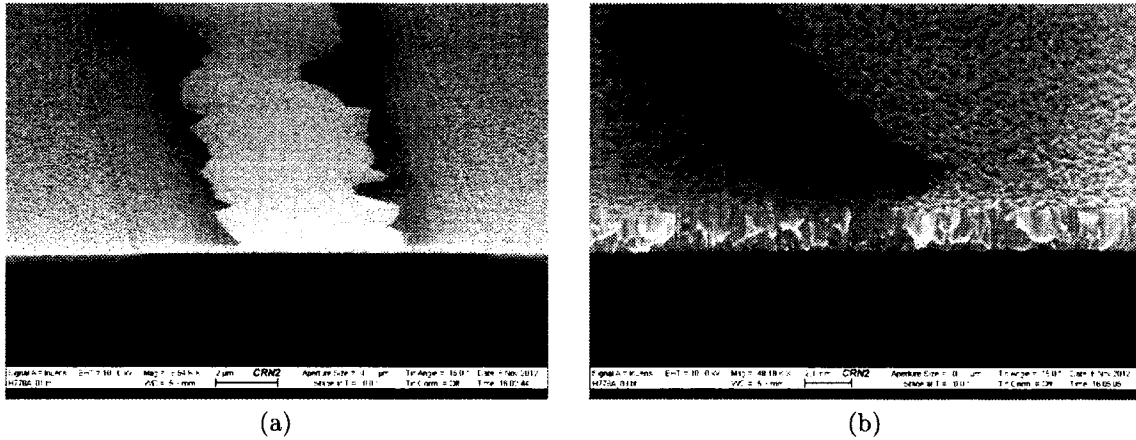


Figure 4.12 Résidus de photorésine après gravure plasma.

Finalement, la gravure humide du niobium a été testée. Le Nb peut être gravé par une solution d'acide nitrique et acide fluorhydrique (HNO_3 :HF). L'acide nitrique agit comme un oxydant pour le Nb : il y a production de Nb_2O_5 et de monoxyde d'azote [151]. L'acide fluorhydrique grave l'oxyde formé par la réaction précédente. On termine la gravure par une désoxydation dans une solution de HF concentrée. On voit à la figure 4.13 que la gravure humide donne un profil droit. Par contre, la sélectivité avec le silicium est plutôt mauvaise puisque cette solution est aussi connue sous le nom de *silicon-etch* ! Le tableau 4.1 donne le taux de gravure approximatif et la sélectivité pour chacun des tests de gravures.

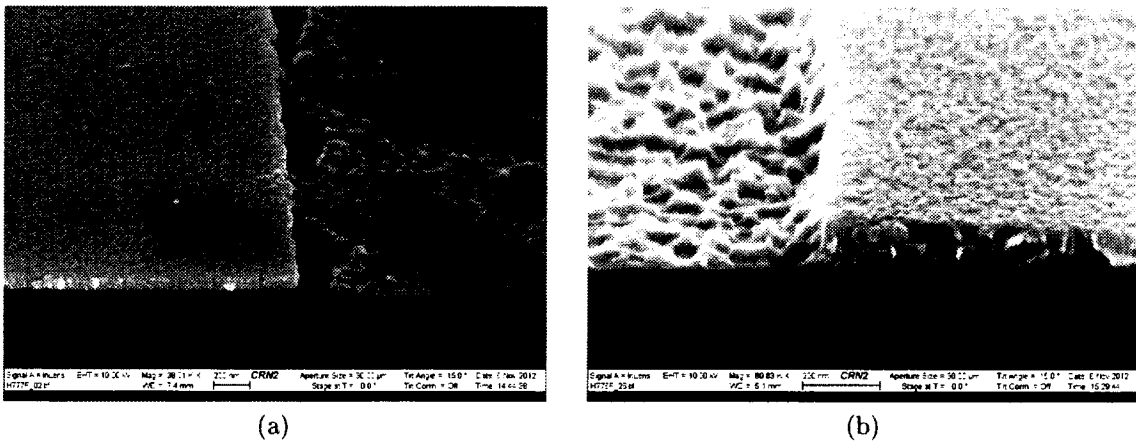


Figure 4.13 a) Gravure humide de 150 nm de Nb sur Si par HNO_3 -HF. b) Gravure incomplète d'une couche de 200 nm.

Solution	Conditions	Taux de gravure	Sélectivité		
			Résine	Si	GaAs
CF ₄	20 sccm, 100 W	3~4 nm/min	~ 2	~ 1	≥ 100
CF ₄	20 sccm, 200 W	10~15 nm/min	~ 2	~ 1	≥ 100
SF ₆	8 sccm, 100 W	5~7 nm/min	~ 2	~ 1	≥ 100
SF ₆	20 sccm, 100 W	10~20 nm/min	~ 2	~ 1	≥ 100
HNO ₃ :HF :H ₂ O	3 :60 :370	20~50 nm/min	≥ 10	~ 1	-

Tableau 4.1 Taux de gravure du Nb et sélectivité avec les autres matériaux.

4.2 Montage pour la mesure de résistivité

La caractérisation basse fréquence des couches de niobium a été faite en mesurant la résistivité de l'état normal ρ_n . À l'aide d'un SMU (source/mesure unit), on applique un courant de 100 μA dans une ligne de 10 μm et on mesure la différence de potentiel. On voit à la figure 4.14 la structure utilisée pour la mesure quatre pointes.

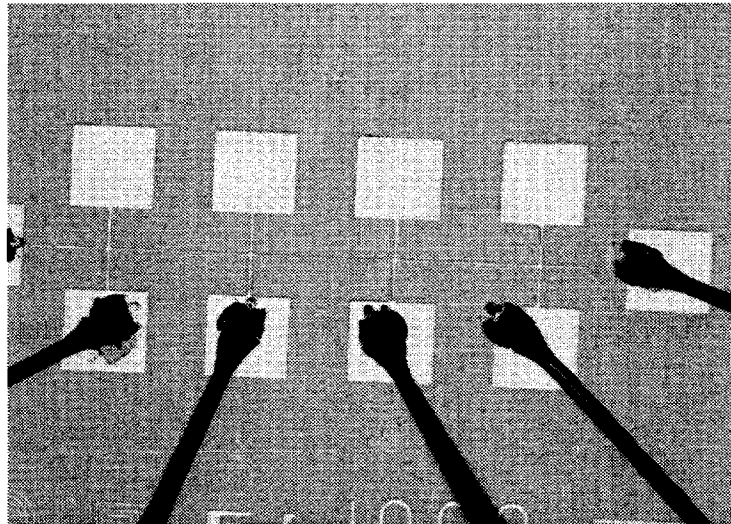


Figure 4.14 Structure pour la mesures à quatre pointes de la résistivité.

Un cryostat à hélium pompé permet de caractériser sur une plage de température de ~ 1.3 K à 300 K. Deux éléments chauffant contrôlent la température à l'intérieur du cryostat et sont asservis par une boucle PID. L'un des éléments est placé sur le vaporisateur d'hélium liquide et l'autre sur le doigt froid de la sonde de l'échantillon. Les deux sont fixé à la même température afin de mieux thermaliser l'échantillon. L'échantillon de Nb est collé par de l'époxy d'argent à un porte échantillon qui est ensuite attaché au doigt froid de la sonde du cryostat (figure 4.15).

Le contrôleur de l'aimant supraconducteur du cryostat permet d'asservir l'intensité du champ magnétique de -8 T à 8 T et de caractériser la transition B_{c2} . Avec la sonde

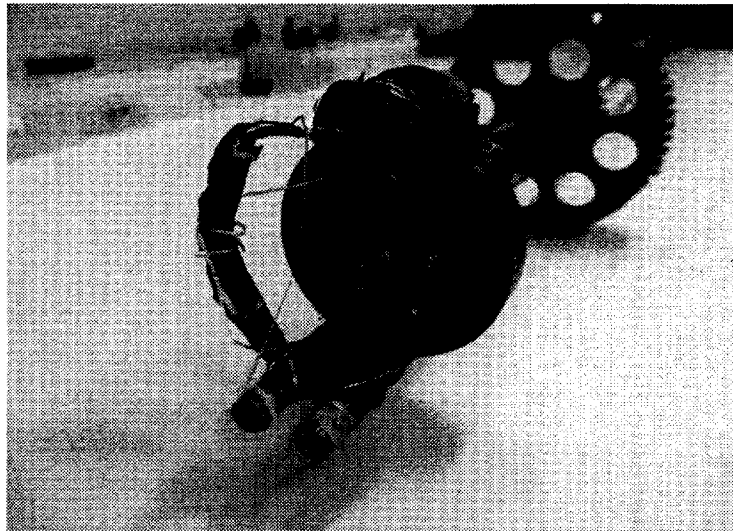


Figure 4.15 Échantillon de Nb attaché à la sonde du cryostat.

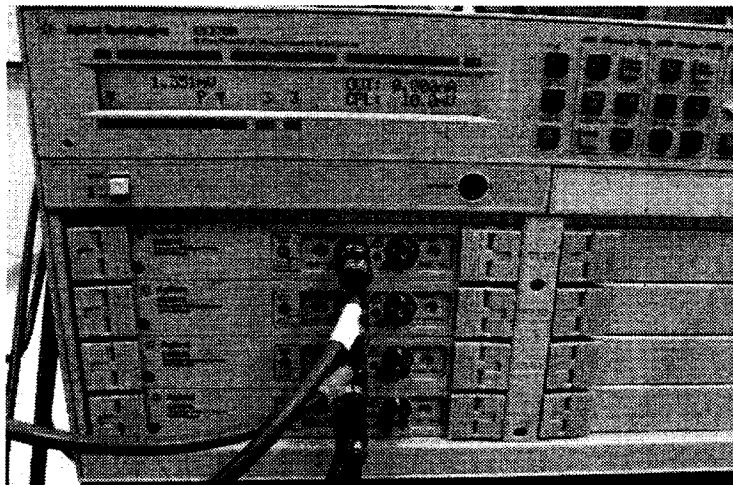


Figure 4.16 Source/Measure Unit (SMU) utilisé pour la mesure de résistivité.

de la figure 4.15, le champ est appliqué perpendiculairement à la surface du niobium. La position de la sonde a été ajustée afin que l'échantillon se trouve dans la zone où l'intensité du champ magnétique est uniforme. Le taux de variation du champ a été fixé à 0.031 A/s pour toutes les mesures. Le contrôle des instruments utilisés (fig. 4.16 et 4.17) est fait à partir d'une application LabVIEW.

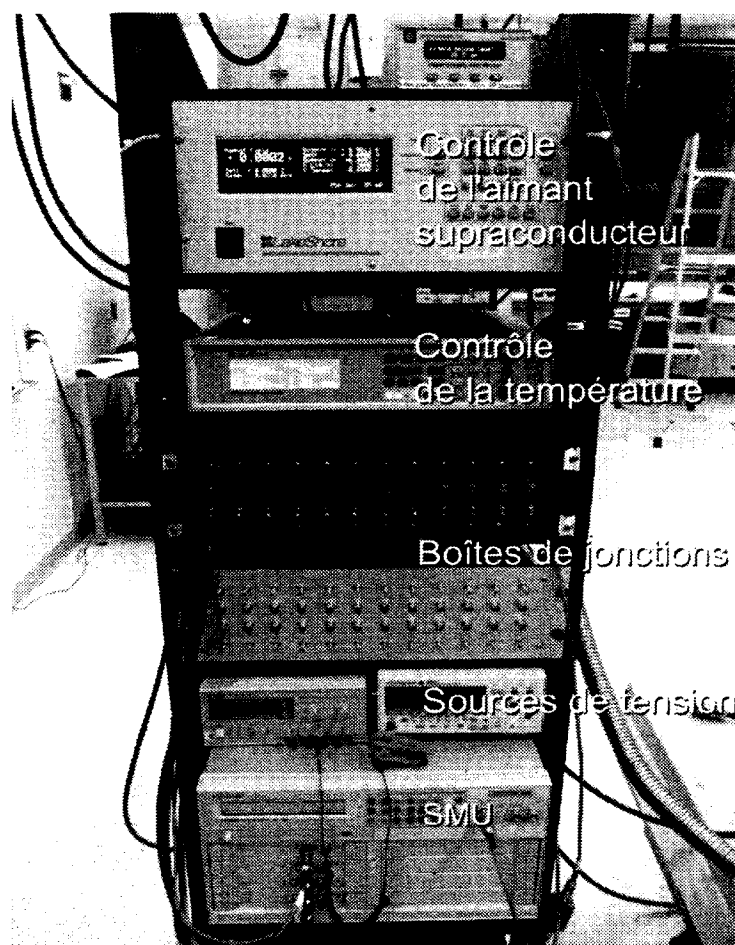


Figure 4.17 Équipement de mesure pour la caractérisation du niobium.

4.3 Montage pour la caractérisation micro-onde

Le montage pour la caractérisation des résonateurs est illustré sous forme schématique à la figure 4.18. On utilise le même cryostat que celui pour la mesure de résistivité. La sonde a cependant été remplacée par une sonde haute fréquence avec 2 lignes coaxiales 0-40 GHz. Lors des premières mesures, le résonateur était relié directement aux ports d'un analyseur de réseau. Pour les mesures à plus basse puissance, des atténuateurs coaxiaux et un amplificateur faible bruit ont été ajoutés. L'analyseur de réseau seul ne permet pas de telles mesures puisque son rapport signal sur bruit à l'entrée est trop faible.

Un support échantillon a été conçu pour s'attacher au doigt froid de la sonde haute fréquence. Le boîtier comprends huit connecteurs K, deux étant réservés pour la mesure du résonateur et le reste pouvant servir de lignes de contrôle. La surface du niobium est orientée parallèlement au champ magnétique, afin d'obtenir un champ magnétique critique plus

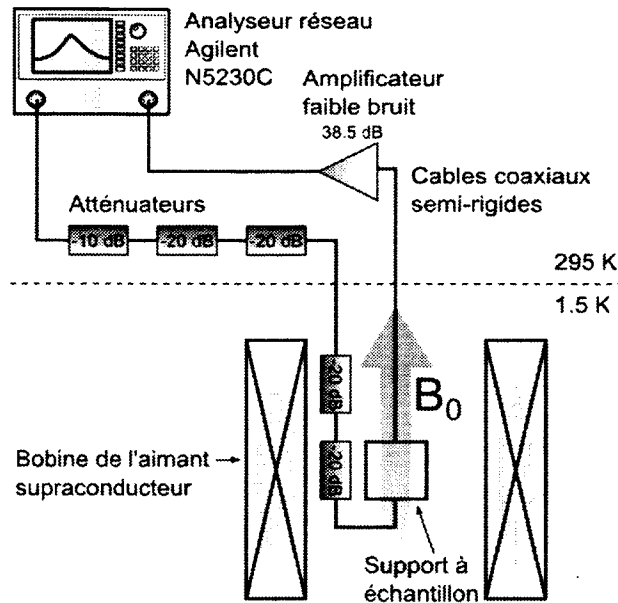


Figure 4.18 Montage expérimental de caractérisation des résonateurs. On mesure la transmission (S_{21}) à l'aide d'un analyseur de réseau

élevé. Pour maximiser la conductivité thermique, toutes les pièces ont été machinées en cuivre puis plaquées en or. L'échantillon est directement en contact avec le fond du boîtier. Finalement, une cavité de 1.9 mm x 2.5 mm x 2.5 mm a été ajoutée sous l'échantillon afin de réduire les modes de propagations parasites présents dans les guides d'ondes coplanaires (fig. 4.19) [152].

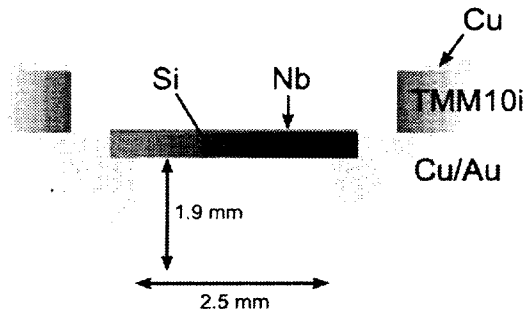
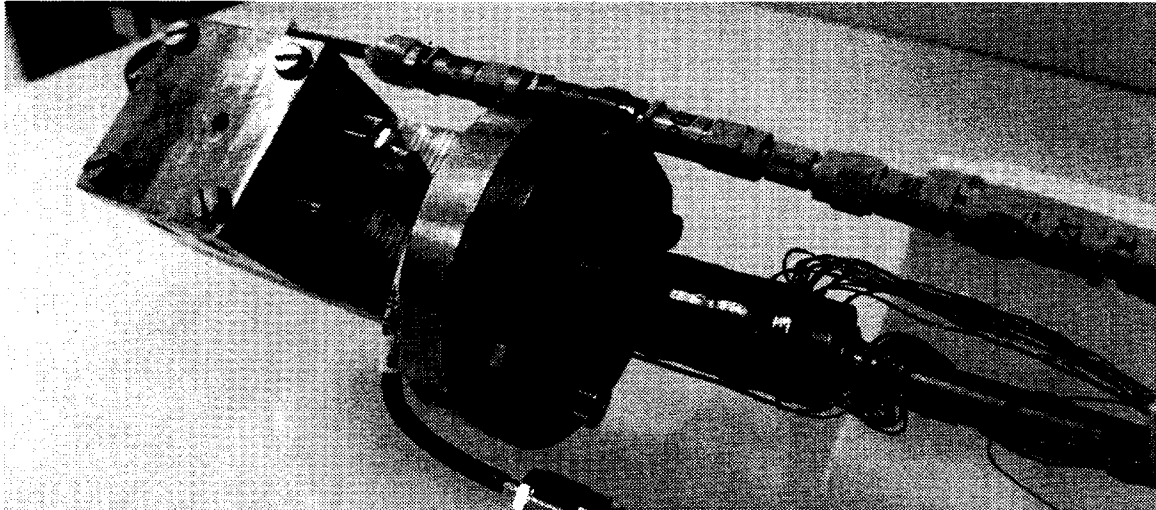


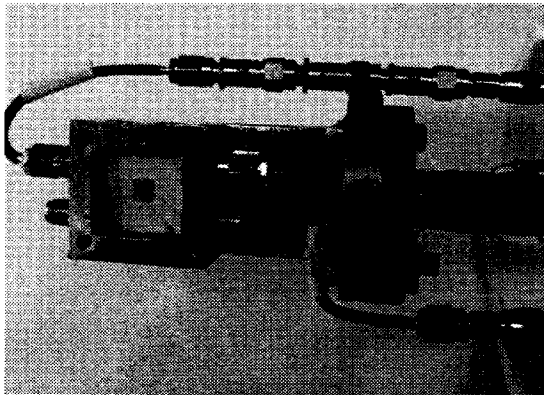
Figure 4.19 Vue en coupe du support d'échantillon.

On voit à la figure 4.20 le boîtier assemblé. L'échantillon est relié aux connecteurs coaxiaux par des lignes micro-ruban. Le circuit imprimé a été fabriqué sur substrat micro-onde (TMM10i) par photolithographie sans masque et gravure humide. Le circuit imprimé est collé dans le fond du boîtier avec de l'époxy d'argent et l'échantillon est collé à l'aide de vernis GE. Des micro-fils d'aluminium relient les traces de cuivre aux ports du résona-

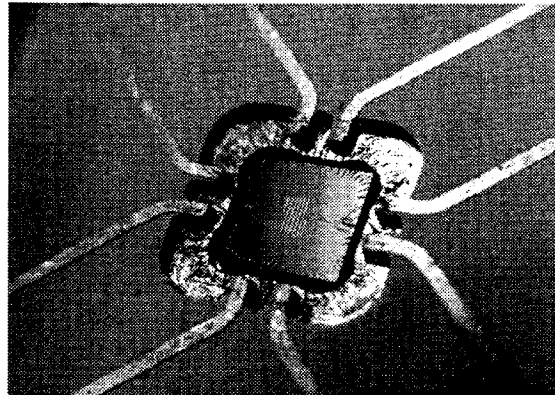
teur en niobium. Le plan de masse est connecté directement au boîtier avec plusieurs fils d'aluminium (fig. 4.20c).



(a)



(b)



(c)

Figure 4.20 Support d'échantillon haute fréquence attaché à la sonde du cryostat. Les lignes ont été arrangés de façon à pouvoir brancher un résonateur $\lambda/4$ par port. Ici, on utilise seulement deux ports connectés à un résonateur $\lambda/2$.

4.3.1 Mesure du facteur de qualité

On utilise un analyseur de réseau vectoriel (fig. 4.21) pour extraire les paramètres S du système (amplitude et phase). La matrice des paramètres S pour un réseau à 2 ports est donnée par

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

où b_1 et b_2 sont les sorties et a_1 et a_2 les entrées. S_{11} et S_{22} sont les coefficients de réflexion de chacun des ports et S_{12} et S_{21} sont les coefficients de transmission. Un réseau à deux port contenant seulement des éléments passifs est réciproque, c'est-à-dire que $S_{11} = S_{22}$ et $S_{21} = S_{12}$.

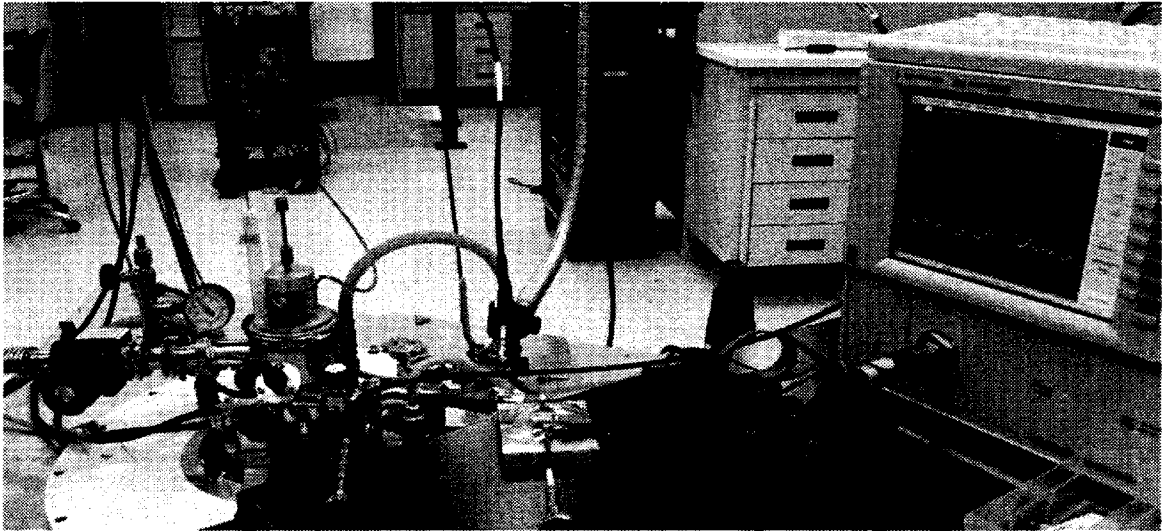


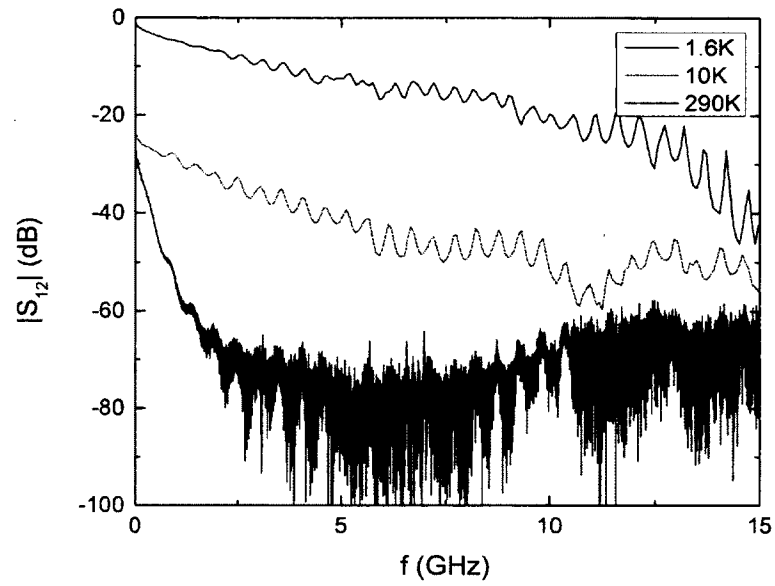
Figure 4.21 Montage pour la caractérisation micro-ondes.

Les pertes dans le système complet ont été caractérisées en remplaçant un résonateur par une simple ligne de transmission (fig. 4.22a). À 10 GHz et 1.6 K, l'atténuation totale dans les câbles du cryostat et du porte échantillon est d'environ 20 dB. Pour la mesure à basse puissance, un amplificateur faible bruit (LNA) avec une bande passante de 0.1-12 GHz a été utilisé. On voit à la figure 4.22b la caractérisation du gain. Le gain dans la bande d'intérêt est ≈ 38.5 dB.

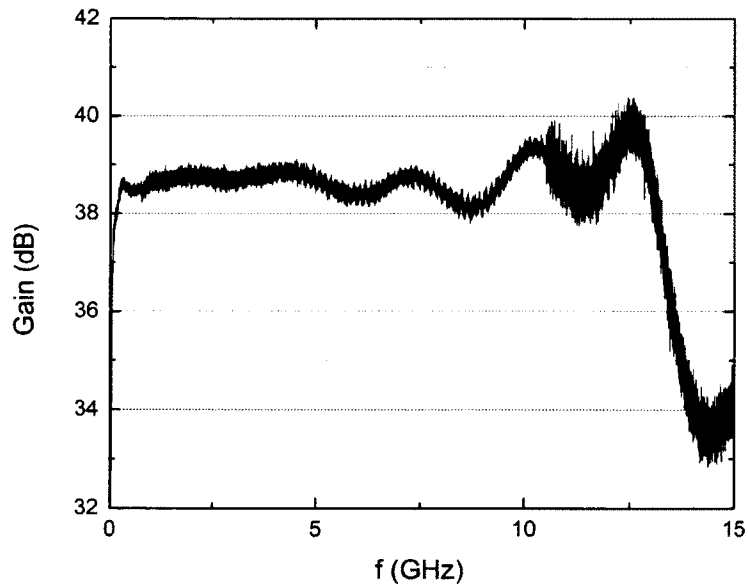
Il existe une variété de méthodes pour extraire le facteur de qualité des paramètres S [153]. Considérant le faible rapport signal sur bruit des mesures, la méthode de l'ajustement d'une courbe lorentzienne a été utilisée. Le facteur de qualité Q_L est déterminé en prenant le rapport de la fréquence de résonance sur la largeur à mi-hauteur. Le facteur de qualité interne peut ensuite être calculé par

$$Q_{\text{int}} = \frac{Q_L}{1 - 10^{-\text{IL}/20}} \quad (4.2)$$

où IL correspond aux pertes d'insertion du résonateur. Puisque les résonateurs fabriqués ont tous un couplage très faible, $\text{IL} \gg 20$ et $Q_{\text{int}} \approx Q_L$. Si on prends par exemple un couplage avec un gap de 30 μm , les pertes d'insertions sont de l'ordre de 40 dB [111].



(a)



(b)

Figure 4.22 Caractérisation haute fréquence du montage de mesure, a) Mesure du S_{12} pour une ligne de transmission en niobium (50Ω à 10 GHz, $w = 10 \mu\text{m}$) de 10 MHz à 15 GHz à différentes températures b) Gain de l'amplificateur micro-ondes de 10 MHz à 15 GHz.

CHAPITRE 5

CARACTÉRISATION DU NIOBIUM

5.1 Température critique

La température critique T_c des couches de niobium déposées a été caractérisée en mesurant la résistivité ρ_n en fonction de T . La figure 5.1 montre la transition à l'état supraconducteurs pour quatre dépôts de niobium différents. Ici, on utilise des substrats de silicium de $5 \times 5 \text{ mm}^2$. On fait contact au Nb avec quatre fils d'aluminium espacés d'environ 1 mm.

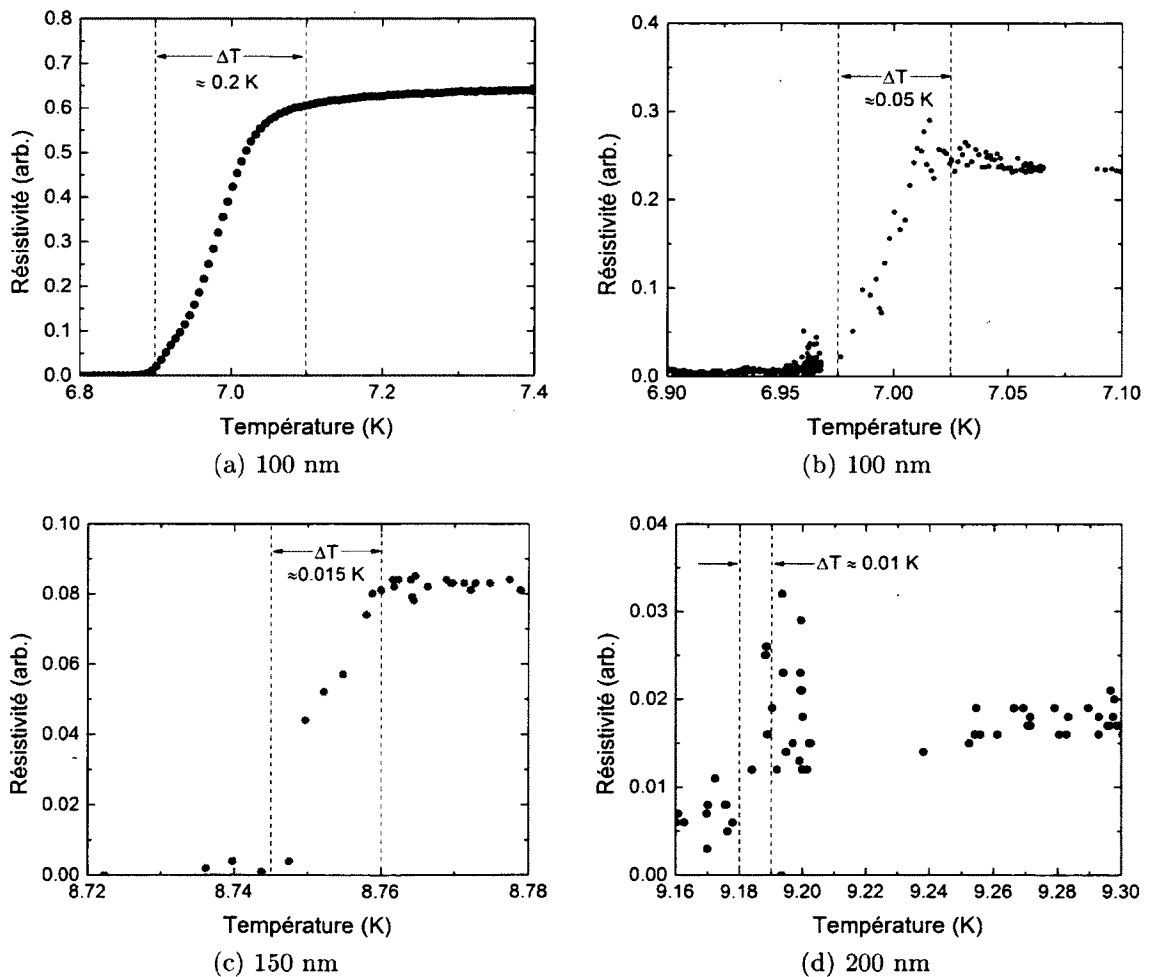


Figure 5.1 Transition supraconductrice pour différents dépôts de niobium.

Notons que la valeur absolue de ρ_n mesurée est arbitraire en raison de la géométrie des échantillons. Toutefois, on remarque que la largeur de la transition (ΔT) diminue avec une augmentation de T_c . La température critique démontre également une dépendance en épaisseur similaire à celle rapportée par plusieurs auteurs [154–157]. Seule la couche de 200 nm est près de la valeur du niobium pur (≈ 9.25 K). Bien qu'ils aient été fabriqués dans des conditions similaires, les spécimens de 100 nm ont démontré une température critique variant entre 5 et 8 K. Il est très probable qu'une quantité importante d'impuretés soit à l'origine de l'écart mesuré [158–162]. La figure 5.2 montre le résultat de la spectrométrie de photoélectrons induits par rayons X (XPS) pour un échantillon de 100 nm de Nb avec $T_c = 6.9$ K.

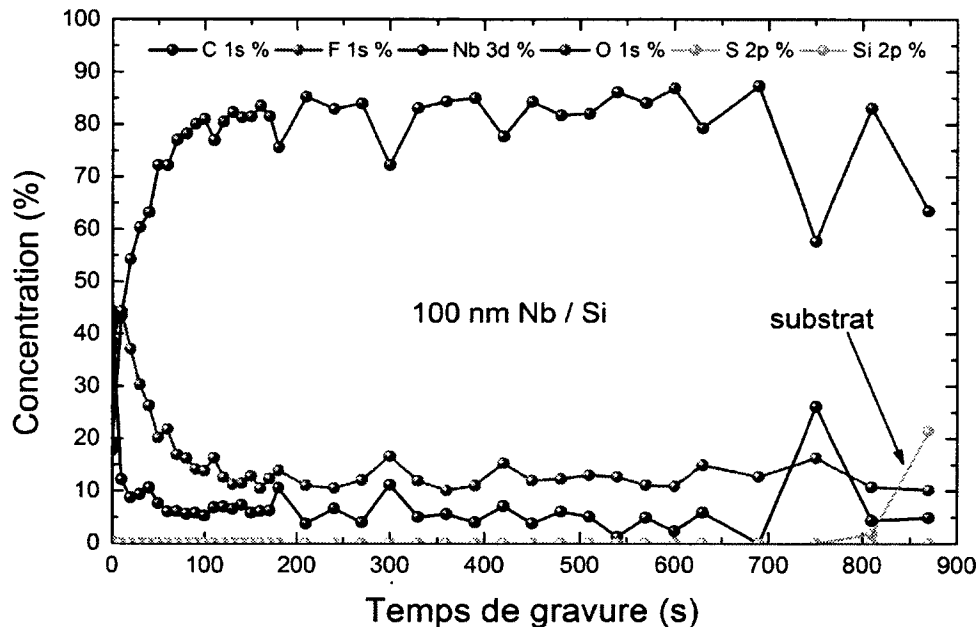


Figure 5.2 Caractérisation XPS de 100 nm de niobium sur silicium ($T_c = 6.9$ K)

Pour le Nb déposé par pulvérisation cathodique, l'oxydation se fait généralement à la surface et à l'interface de grains [163]. C'est ce qu'on observe ici ; la concentration d'oxygène est maximale à la surface et atteint une valeur constante ($\approx 15\%$) en profondeur.

Une photorésine a été déposée, recuite à 115°C et nettoyée à l'acétone avant l'analyse XPS. Ceci peut expliquer la concentration élevée de carbone présente à la surface du Nb ($\approx 45\%$). Par contre, un autre pic est présent près de l'interface avec le substrat. Il est possible qu'une partie de la contamination se soit produite lors de la pulvérisation du Nb. La présence de carbone diminue la performance des résonateurs puisqu'il contribue à la réduction du travail de sortie du Nb [164].

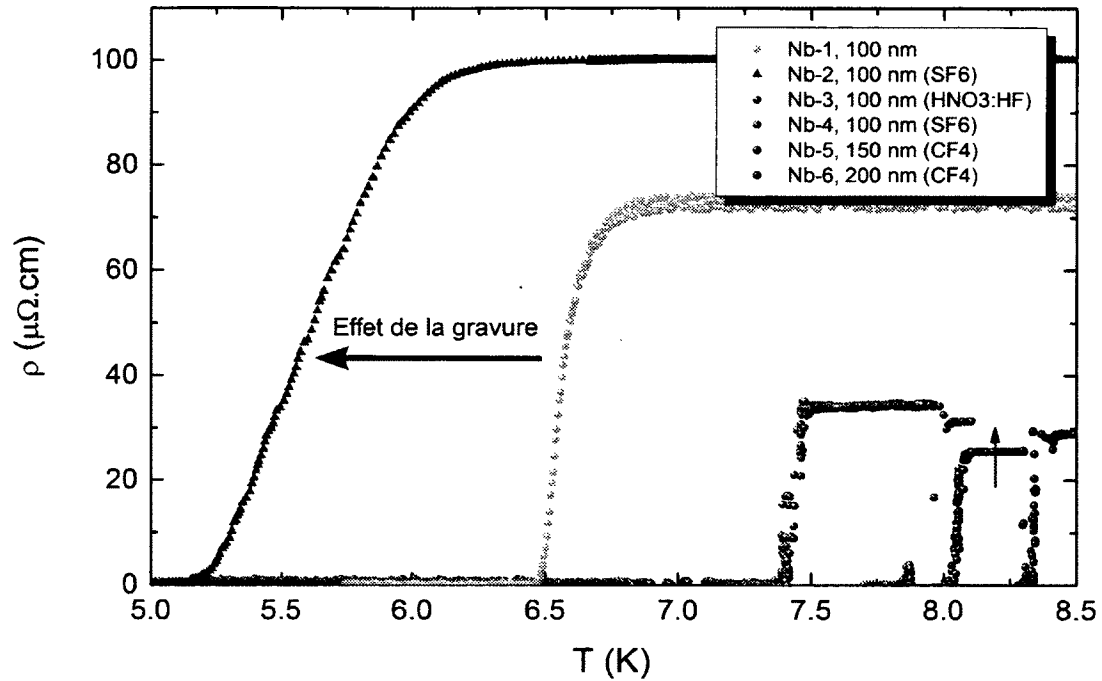


Figure 5.3 Température critique pour différents échantillons après gravure. L'échantillon Nb-1 sert de référence pour l'échantillon Nb-2, gravé par SF_6 .

La figure 5.3 montre la transition supraconductrice du niobium après gravure plasma. Pour l'échantillon Nb-1, une première mesure a été faite avec un canal de conduction de 1 mm de largeur défini par une pointe en diamant. Le même dépôt (Nb-2) a ensuite été gravé et caractérisé par une mesure à quatre pointes. La photorésine S1805 et un plasma SF_6 ont été utilisés pour définir les motifs de la figure 4.14. On observe une réduction de T_c et une augmentation de la résistivité après la gravure. Le même effet a été observé sur les autres échantillons. Pour caractériser la qualité du niobium, on utilise le ratio de résistivité résiduelle $RRR = \rho_{300K} / \rho_{10K}$ où ρ_{300K} et ρ_{10K} sont les mesures de résistivités à 300 K et 10 K. On remarque que T_c est proportionnel au RRR. Les valeurs obtenues sont du même ordre de grandeur que celles obtenues dans [154]. On voit à la figure 5.4 la dépendance en température pour un échantillon de 200 nm. En dessous de la température de Debye du niobium [97] (275 K), la résistance diminue linéairement avec la température pour atteindre un plateau vers ~ 30 K.

On présente à la figure 5.5 la variation de la température critique en fonction de la résistivité mesurée. T_c diminue d'environ 0.04 K par $\mu\Omega\cdot\text{cm}$, ce qui est comparable avec d'autres mesures de Nb déposé par pulvérisation cathodique [165]. On note par contre que la résistivité est très élevée comparé au Nb utilisé pour les résonateurs micro-ondes planaires, où ρ_n est typiquement de $\sim 1 \mu\Omega\cdot\text{cm}$ [111].

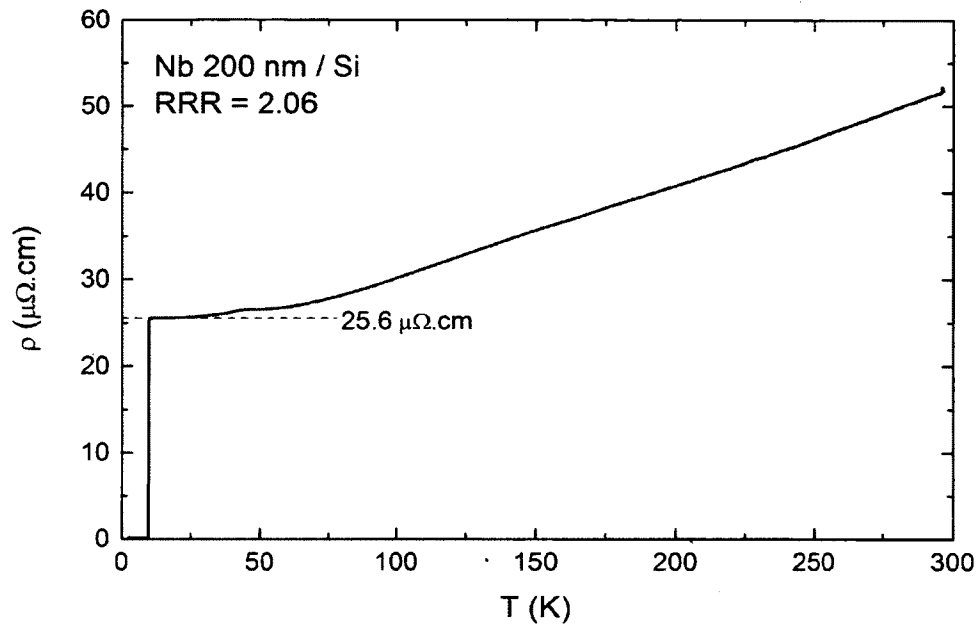


Figure 5.4 Résistivité d'un spécimen de 200 nm de Nb sur silicium de 0 à 300 K.

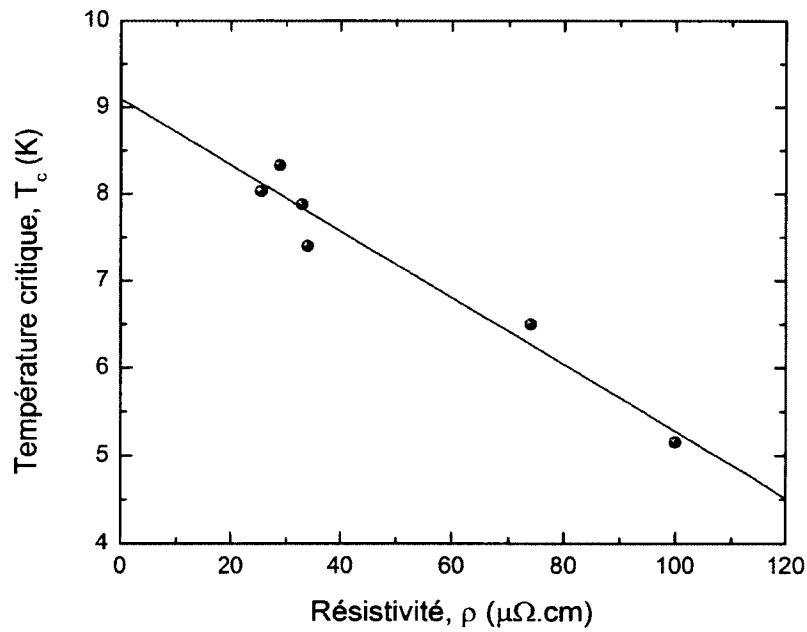


Figure 5.5 Température critique de différents échantillons de Nb en fonction de la résistivité mesurée pour chacun.

5.2 Champ magnétique critique

Le champ magnétique critique B_{c2} est mesuré en observant la variation de la résistivité avec l'intensité du champ magnétique externe B_0 , appliqué perpendiculairement à la surface du niobium. La figure 5.6 montre la transition vers l'état normal pour différentes températures d'un échantillon de 100 nm de Nb sur GaAs. On observe une transition du deuxième ordre, c'est-à-dire une transition non-abrupte, ce à quoi on s'attend pour un supraconducteur de type II.

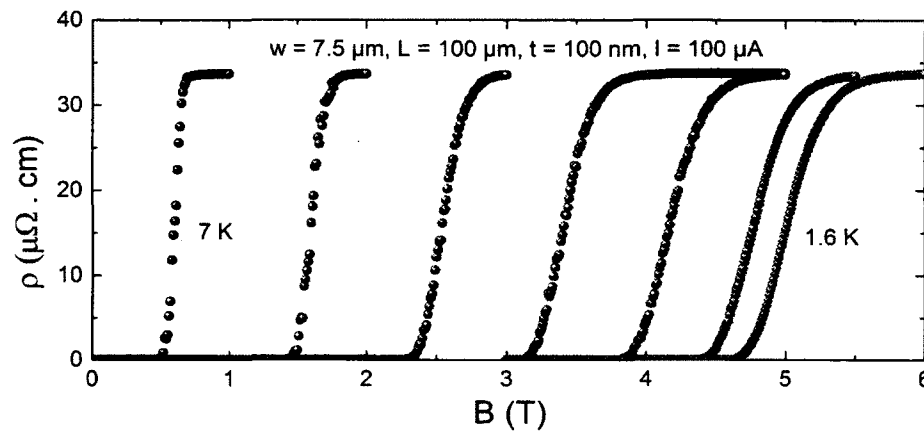


Figure 5.6 Résistivité en fonction de l'intensité du champ magnétique à différentes températures.

La figure 5.7 montre la dépendance de B_{c2} à la densité de courant pour le même échantillon. On constate qu'une diminution de J fait augmenter légèrement B_{c2} . Tous les échantillons ont été caractérisés à 100 μA pour augmenter le rapport signal sur bruit, ce qui signifie que les mesures ont 0.1~0.2 T de décalage.

On présente à la figure 5.8 le diagramme de phase de différents échantillons de Nb avant gravure. Ici la taille des échantillons est de 5 x 5 mm² alors la mesure de B_{c2} n'est pas limitée par la densité de courant critique. On observe que B_{c2} est inversement proportionnel à T_c et à l'épaisseur du Nb. Ces résultats sont similaires à ceux rapportés dans la littérature [160, 161].

Le champ magnétique critique est déterminé par la longueur de cohérence effective. Par exemple, la taille des grains de niobium limite le libre parcours moyen des électrons en dessous de ξ_0 [166]. Une augmentation de ξ_0/l_e a aussi pour effet de faire augmenter la valeur de λ (eq. 2.32). Dans la limite des supraconducteurs "sales" [104], B_{c2} peut être approximé par

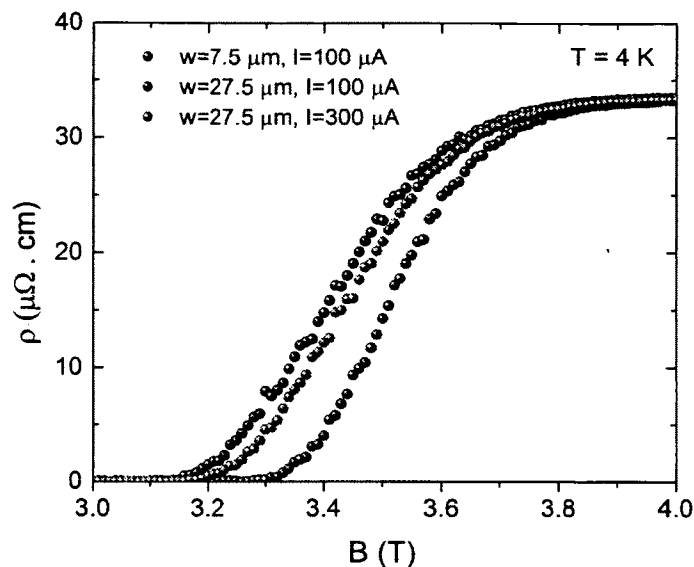


Figure 5.7 Résistivité en fonction de B pour différentes densités de courant

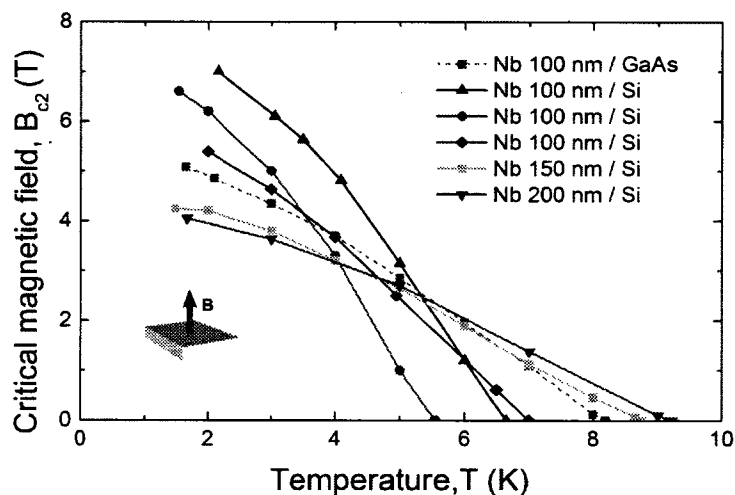


Figure 5.8 Diagramme de phase pour différents échantillons de Nb avant gravure. $I = 100 \mu\text{A}$, B perpendiculaire au plan.

$$B_{c2} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2} \approx \frac{\Phi_0}{2\pi\xi_0 l_e} \quad (5.1)$$

où Φ_0 est le quanta de flux magnétique et l_e le libre parcours moyen. On voit à la figure 5.9 une image au microscope électronique des grains de Nb. Le diamètre semble varier entre 10 et 30 nm.

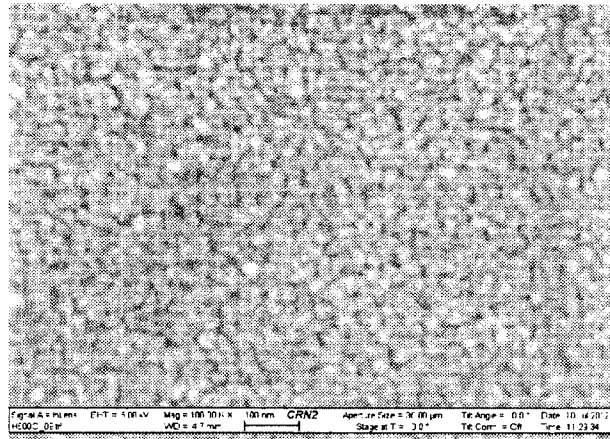


Figure 5.9 Image MEB des grains de Nb.

On peut calculer la longueur du parcours moyen des électrons par

$$l_e = \frac{(r_s/a_0)^2}{\rho_n} \times 92 \text{ \AA} \quad (5.2)$$

où r_s est la densité électronique, a_0 le rayon de Bohr et ρ_n la résistivité normale [97]. Dans le niobium, $\rho_n l_e = 375 \mu\Omega \text{ cm \AA}$ [167]. La figure 5.10 compare l'approximation donnée par (5.1) et les données expérimentales en prenant $\xi_0 = \hbar v_F / \pi \Delta(0)$. Le libre parcours moyen très court suggère que la résistivité mesurée est limitée par les impuretés.

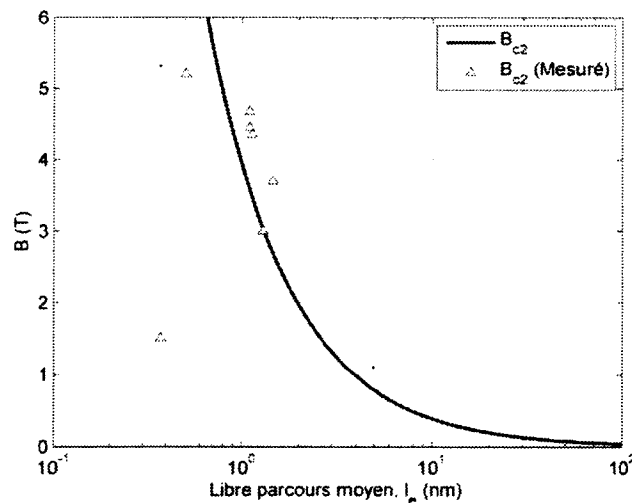


Figure 5.10 Champ magnétique supérieur en fonction du libre parcours moyen.

L'impact de la gravure du niobium sur le champ magnétique critique est illustré à la figure 5.11. Les résultats indiquent une baisse de T_c et B_{c2} après la gravure. La gravure humide et la gravure plasma semblent avoir le même effet. Le courant a été réduit jusqu'à $1 \mu\text{A}$, mais

sans être capable d'atteindre la valeur de T_c du niobium non gravé. Une augmentation d'oxygène devrait en principe faire augmenter B_{c2} en même temps qu'une diminution de T_c , tel que observé à la figure 5.8. Il est possible que le recuit de photorésine soit à l'origine de la dégradation.

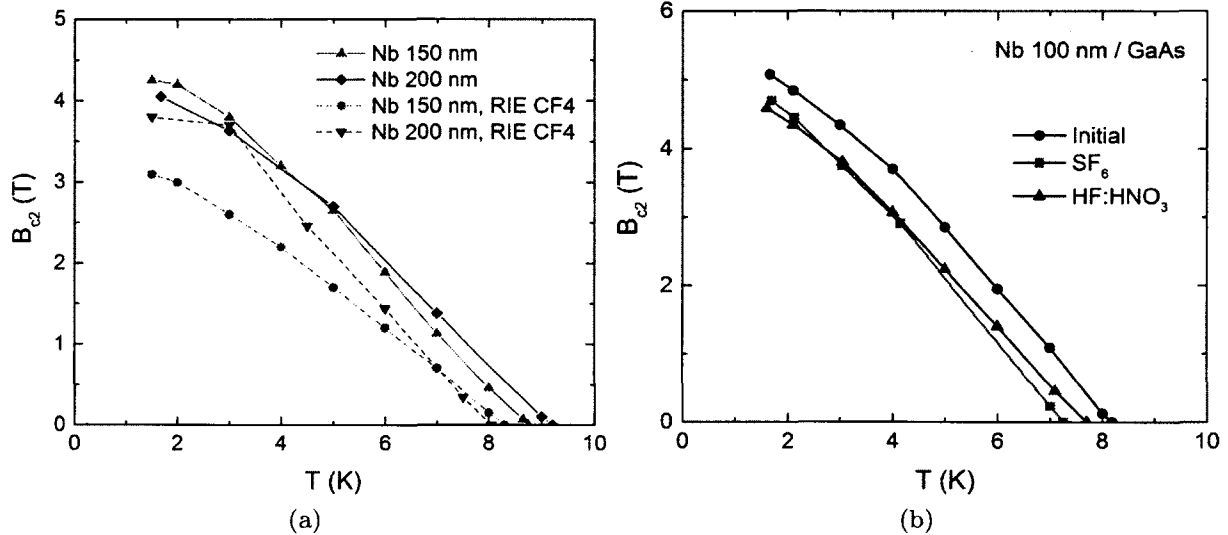


Figure 5.11 Effet de la gravure sur les propriétés du niobium.

5.3 Courbes d'aimantation

La figure 5.12 montre la forme de la courbe d'aimantation d'un échantillon de Nb sur GaAs. Les mesures ont été faites à une température de 2 K à l'aide d'un magnétomètre SQUID. Le champ magnétique est orienté perpendiculairement à la surface du Nb.

L'intensité du champ magnétique a été augmenté progressivement de 0 à 3 T puis redescendu à 0 T. Notons que la mesure n'atteint pas B_{c2} déterminé précédemment par la mesure de résistivité (≈ 5 T), où la courbe est supposée redescendre à zéro. Toutefois, il est possible d'estimer le champ magnétique critique inférieur B_{c1} par le point de décroissance. Celui ci semble se trouver dans la plage de 10-100 mT. On observe aussi une hystérésis à champ magnétique nul, indiquant la présence de flux piégé dans le niobium. La figure 5.13 illustre la variation du moment magnétique dans la transition de phase pour le même échantillon. La température critique obtenue est similaire à celle mesurée par résistivité.

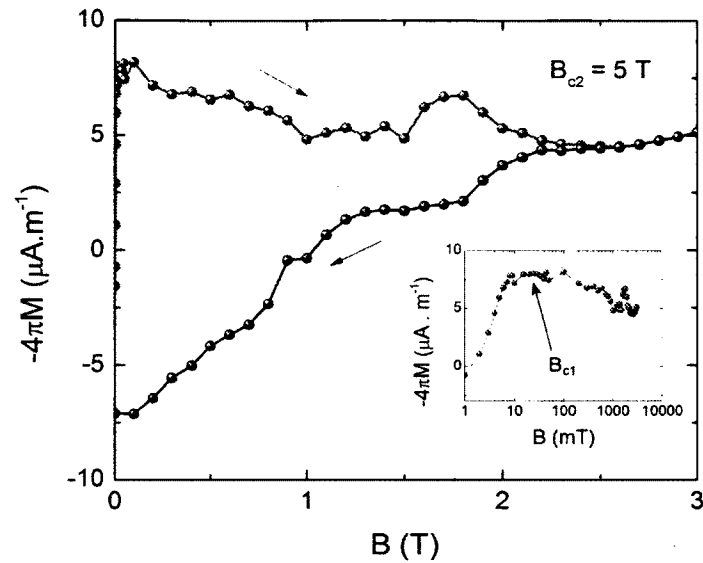


Figure 5.12 Courbe d'aimantation à $T = 2$ K pour un échantillon de 100 nm de Nb sur GaAs.

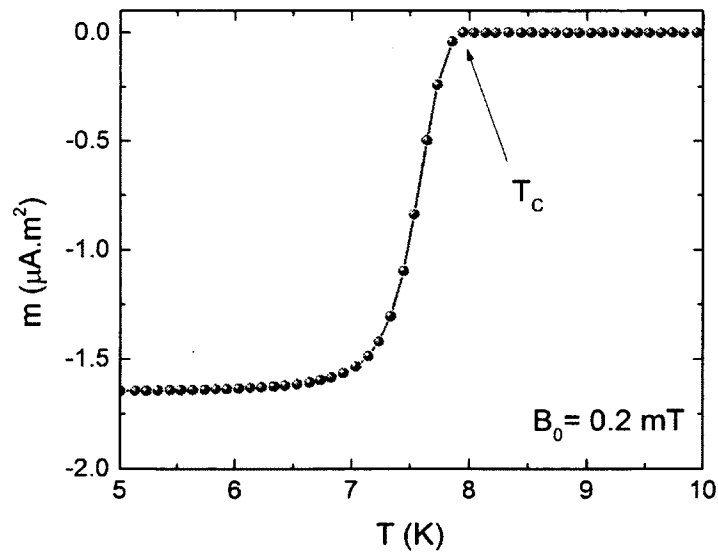


Figure 5.13 Mesure du moment magnétique en fonction de la température pour un échantillon de 100 nm de Nb sur GaAs.

5.4 Estimation de la résistance de surface

Un estimé simple de la résistance de surface R_s peut être fait en remplaçant σ_1 par $\sigma_n(T)$ dans l'équation 2.41. Cependant, le modèle à deux fluides ne permet pas un calcul rigoureux pour un supraconducteur avec beaucoup d'impuretés. On utilise ici le modèle Mattis-Bardeen de la résistance de surface [115]. La partie réelle de la conductivité complexe est donnée par

$$\sigma_1 = \sigma_n \frac{2\Delta/e}{k_B T/e} \frac{e^{\Delta/k_B T}}{(1 + e^{\Delta/k_B T})^2} \ln \frac{2\Delta/e}{4\phi_0 f} \quad (5.3)$$

où σ_n est la conductivité à l'état normal, 2Δ le gap supraconducteur et f la fréquence. À la figure 5.14, on montre la relation entre le libre parcours moyen des électrons et la résistance de surface. On voit que la résistance atteint un minimum lorsque $l_e \approx \xi_0$, la longueur de cohérence du Nb. Lorsque $l_e \gg \xi_0$, l'équation 5.3 n'est plus valide. Pour un supraconducteur pur, $\xi \approx \xi_0$ et R_s devient une constante.

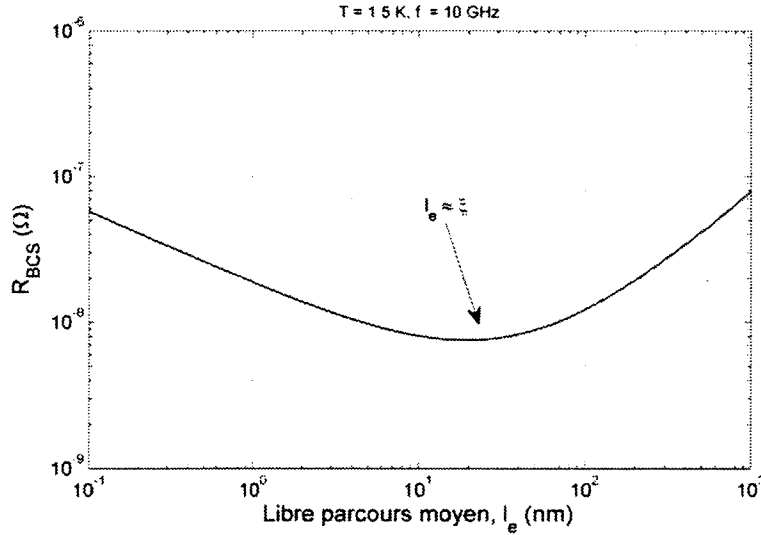


Figure 5.14 Résistance de surface en fonction du libre parcours moyen des électrons.

On introduit ici la résistance de surface résiduelle R_{res} , qui impose une limite au facteur de qualité. La résistance de surface totale est donnée par

$$R_s = R_{s(BCS)} + R_{res} \quad (5.4)$$

L'origine de R_{res} est difficile à déterminer exactement puisqu'elle dépend des défauts des matériaux [142]. Une analyse en profondeur de R_{res} pour le niobium a été faite par Halbritter

[163]. La principale cause de résistance résiduelle est attribuée à la présence d'oxydes (NbO et Nb_2O_5) à la surface et aux interfaces de grains, ce qui semble être le cas pour les échantillons mesurés ici.

CHAPITRE 6

CARACTÉRISATION DES RÉSONATEURS

6.1 Description des résonateurs

Le tableau 6.1 résume les propriétés des résonateurs qui ont été caractérisés et le tableau 6.2 les détails du procédé de fabrication utilisé pour chacun.

∇	Substrat	Type	T_c	ρ_n	f_{sim}	f_0	Q_L
A1	Si	$\lambda/2$	5~6 K	$\sim 75 \mu\Omega\cdot\text{cm}$	9.25 GHz	9.33 GHz	560
A2	Si	$\lambda/2$	5~6 K	$\sim 75 \mu\Omega\cdot\text{cm}$	9.25 GHz	8.82 GHz	341
A3	Si	$\lambda/2$	5~6 K	$\sim 75 \mu\Omega\cdot\text{cm}$	9.25 GHz	9.58 GHz	756
B	Si-HR	$\lambda/2$	2 ~ 3 K	$\sim 100 \mu\Omega\cdot\text{cm}$	10 GHz	7.98 GHz	210
C	Si	$\lambda/2$	~ 8.2 K	$26 \mu\Omega\cdot\text{cm}$	10 GHz	8.47 GHz	465
D	GaAs	$\lambda/4$	~ 7 K	$35 \mu\Omega\cdot\text{cm}$	10 GHz	8.36 GHz	4408

Tableau 6.1 Liste des résonateurs qui ont été caractérisés. La température critique du niobium, la résistivité à l'état normal, le facteur de qualité et la fréquence à basse température sont indiqués.

∇	w	s	t	Gaz	Débit	Puissance	Temps
A1,A3	20 μm	12 μm	100 nm	SF ₆	20 sccm	100 W	6 min
A2	20 μm	12 μm	100 nm	SF ₆	20 sccm	100 W	8 min
B	10 μm	5.9 μm	100 nm	CF ₄	20 sccm	200 W	10 min
C	10 μm	5.9 μm	200 nm	CF ₄	20 sccm	200 W	17 min
D	5 μm	3.55 μm	100 nm	CF ₄	20 sccm	200 W	10 min

Tableau 6.2 Procédé de fabrication utilisé pour chacun des résonateurs. Pour A2 et A3, la surface du niobium a été nettoyée par un plasma de CF₄ (100W) pendant 2 minutes.

Les résonateurs A1, A2 et A3 ont été fabriqués sur la même gaufre de silicium faiblement dopée au bore ($\rho = 10 \sim 20 \Omega\cdot\text{cm}$). Le niobium a une épaisseur de 100 nm. On estime une température critique de 5~6 K et un RRR 1.3~1.6, en se basant sur les mesures de résistivité faites sur la même gaufre dans des conditions similaires. On voit à la figure 6.1 une image du résonateur A2.

Les résonateurs B et C utilise le design de résonateur $\lambda/2$ de la figure 6.2a. Le résonateur est très faiblement couplé par un gap de 30 μm . Le résonateur B a été fabriqué sur silicium haute résistivité afin de réduire les pertes diélectriques. Le résonateur C a été fabriqué sur

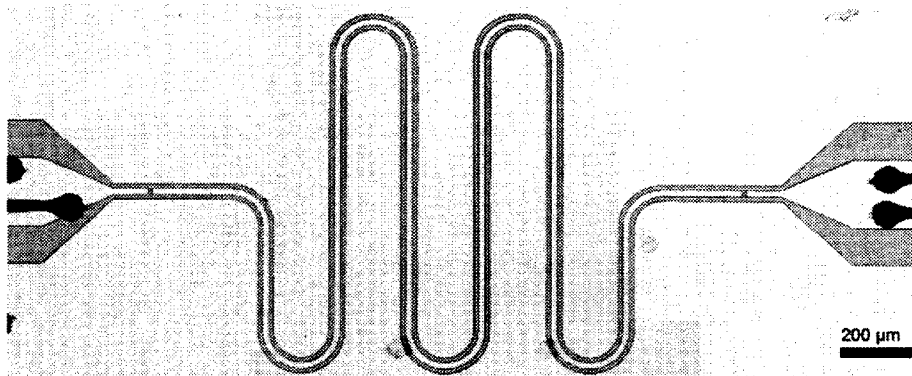


Figure 6.1 Image optique de A2. $w = 20 \mu\text{m}$, $s = 12 \mu\text{m}$.

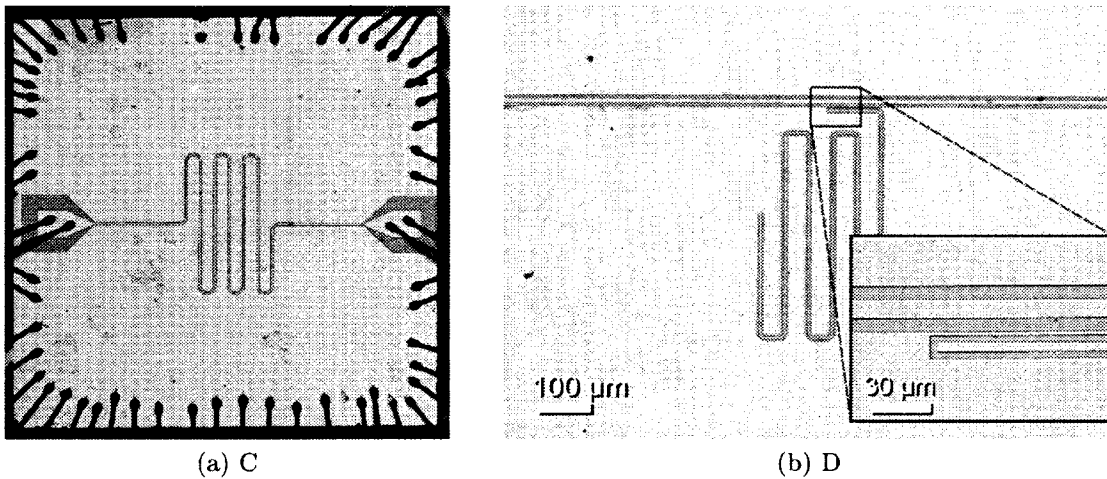


Figure 6.2 Images optiques des résonateurs C et D. a) $w = 10 \mu\text{m}$, $s = 5.9 \mu\text{m}$
 b) $w = 5 \mu\text{m}$, $s = 3.55 \mu\text{m}$

un substrat de silicium dopé similaire à celui de A1, A2 et A3, cette fois en augmentant l'épaisseur du Nb à 200 nm. Finalement, le résonateur D, du type $\lambda/4$, a été fabriqué sur un substrat de GaAs semi-isolant (fig. 6.2b).

L'étude des paramètres de fabrication sur le facteur de qualité à basse température a déjà été faite par plusieurs auteurs [143, 168]. On se concentrera alors sur l'effet du champ magnétique sur le facteur de qualité. On commence par présenter le facteur de qualité à basse température dans un champ magnétique nul. On étudie ensuite la variation avec la température afin de déterminer les valeurs de $\lambda_L(0)$ et $L_K(0)$. On termine par la présentation de la dépendance en champ magnétique et la dépendance à la puissance d'excitation.

6.2 Résonance à basse température

6.2.1 Nb (100 nm) sur silicium (A1,A2,A3)

Les figures 6.3, 6.4a et 6.4b montrent la réponse en fréquence des résonateurs A1, A2 et A3. Les courbes sont normalisées à la fréquence de résonance f_0 . On observe un décalage de f_0 par rapport à la fréquence calculée lors de la simulation. Le décalage de A1 et A3 peut être expliqué par un changement de la permittivité relative du Si à basse température. Par contre, on remarque qu'il se produit l'effet inverse pour l'échantillon A2. Puisque le facteur de qualité de A2 est moins élevé, on suppose que T_c diminue également, ce qui signifie un ratio T/T_c plus élevé et donc une augmentation de l'inductance cinétique par rapport au autres résonateurs.

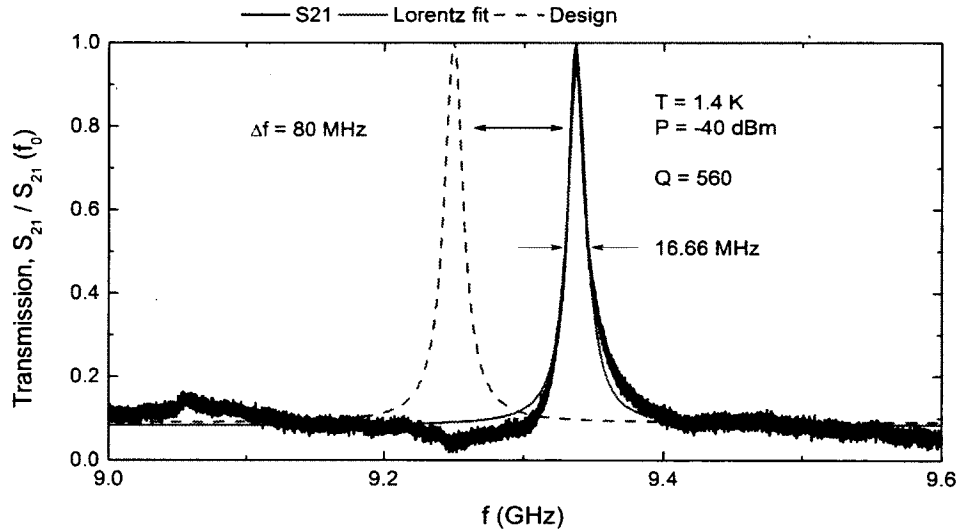


Figure 6.3 Résonance à basse température (A1).

Les résonateurs A1, A2 et A3 ont été fabriqués dans des conditions pratiquement identiques à l'exception du temps de gravure (cf. tab 6.2). La faible valeur maximum de Q suggère la présence de pertes diélectriques dans le substrat, par exemple la conductivité par sauts [169]. Cependant, si Q_L était limité par Q_d , on devrait en principe observer une valeur de Q plus élevée pour A2 puisque la gravure du substrat est plus profonde (140 nm, comparativement à 10 et 20 nm pour A1 et A3). On voit plutôt l'effet inverse. Rappelons que la résistance de surface est donnée par $R_s \propto e^{-\Delta/k_B T}$. Une réduction de 3 K de T_c fait augmenter R_s de près de deux ordres de grandeur. Afin de valider cette hypothèse, un résonateur sur silicium haute résistivité ($\rho > 5000 \Omega \cdot \text{cm}$) et un résonateur avec 200 nm de niobium ont été fabriqués pour comparaison.

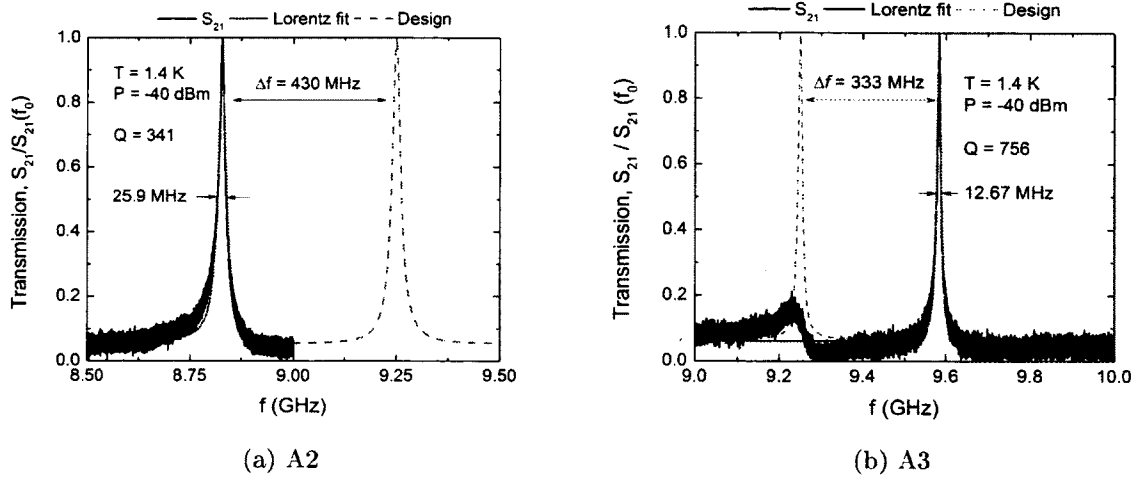


Figure 6.4 Résonance à basse température (A2,A3)

6.2.2 Nb (100 nm) sur silicium haute résistivité (B)

La figure 6.5 montre le facteur de qualité à basse température du résonateur B. Le facteur de qualité est inférieur à celui de tous les autres résonateurs mesurés. La faible température critique mesurée (fig. 6.5b) semble indiquer que Q est en effet limité par la résistance de surface et non par les pertes diélectriques.

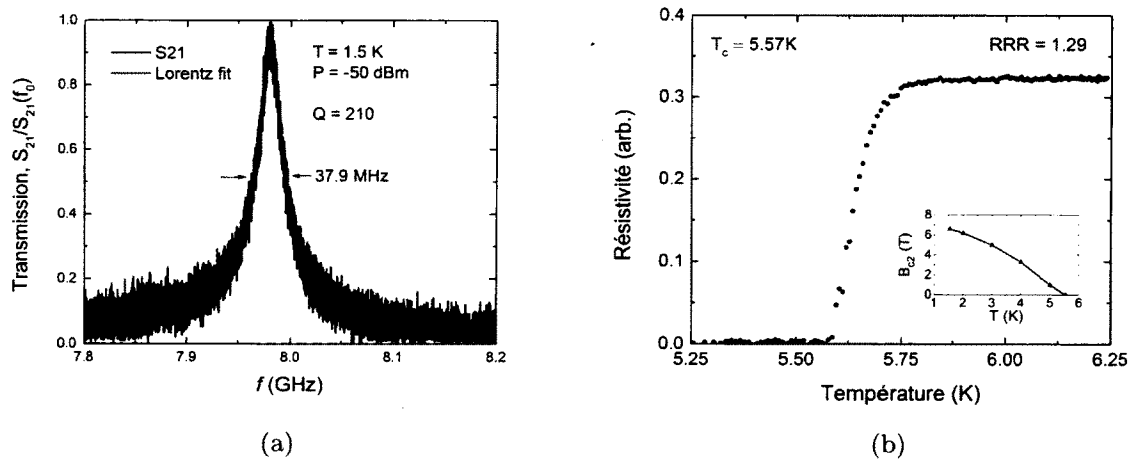


Figure 6.5 a) Résonance à basse température (B). b) Transition supraconductrice pour le même dépôt de Nb.

6.2.3 Nb (200 nm) sur silicium (C)

Ici, la température critique est $T_c \approx 8.2$ K et la résistivité de l'état normal est $\rho_n \approx 25 \mu\Omega\cdot\text{cm}$. On voit à la figure 6.6 le facteur de qualité à 1.5 K. La réduction de ρ_n devraient en principe démontrer une augmentation importante du facteur de qualité par une diminution de la résistance de surface. On constate cependant que Q sature à ~ 500 . Le changement de l'épaisseur a permis de réduire ρ_n d'un facteur 3-4. Cependant, le ratio ξ_0/l_e est d'environ 10, ce qui est encore élevé.

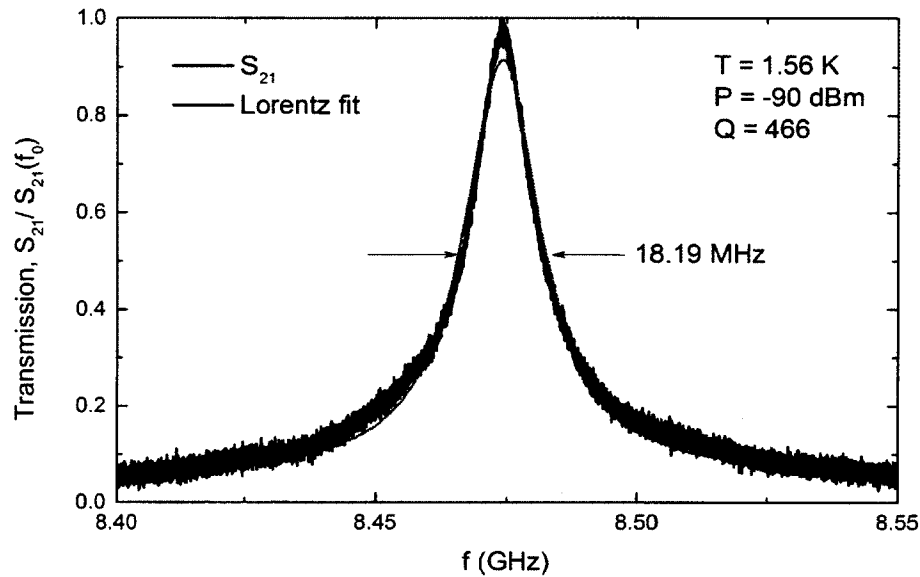
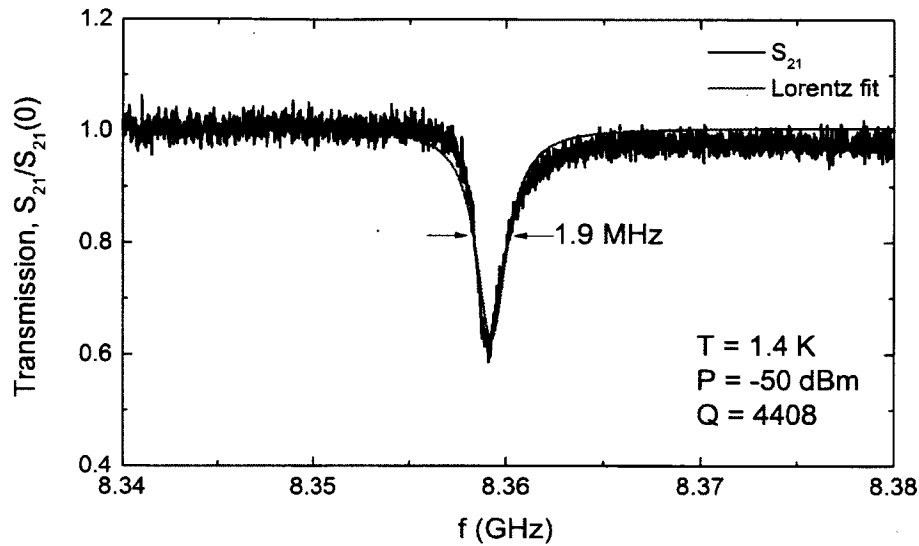


Figure 6.6 Résonance à basse température (C).

6.2.4 Nb (100 nm) sur GaAs (D)

Le résonateur D, fabriqué sur GaAs, a démontré le plus grand facteur de qualité (fig. 6.7). Selon la mesure de ρ_n , le résonateur devrait avoir une résistivité plus élevée que celle du résonateur C. En comparant les résonateurs B,C et D, il semble qu'il existe un paramètre caché non contrôlé autre que la résistivité du niobium et les pertes diélectriques. La topologie n'a, en principe, aucun effet sur le facteur de qualité.

Notons par exemple que les résonateurs ont tous été exposés à l'air ambiant pendant des durées différentes avant d'être caractérisés. Il est possible que l'oxydation soit à l'origine de la résistance résiduelle R_{res} observée [170].

Figure 6.7 Résonance à basse température (D)¹.

6.3 Dépendance en température

6.3.1 Nb (100 nm) sur silicium (A1,A2,A3)

On voit à la figure 6.8a la variation de f_0 en fonction de la température pour l'échantillon A1. Le décalage de f_0 peut être expliqué par la variation de la longueur de pénétration du champ magnétique, $\lambda \propto [1 - (T/T_c)^4]^{-1/2}$. On montre l'ajustement de cette courbe dans la figure 6.8b.

La figure 6.9 montre la variation du facteur de qualité mesuré pour A1, A2 et A3. Il y a une saturation du facteur de qualité lorsque $T \ll T_c$. Les résultats sont similaires (qualitativement) à ceux rapportés par Frunzio *et al.* [107]. Par contre, Q sature à une valeur beaucoup plus basse.

6.3.2 Nb (100 nm) sur silicium haute résistivité (B)

La température critique du résonateur B (estimée à $2 \sim 3$ K) était trop faible pour étudier la dépendance en température.

¹Ici on voit une baisse dans le S_{21} à la fréquence de résonance puisque que le résonateur est branché en parallèle avec la ligne de transmission.

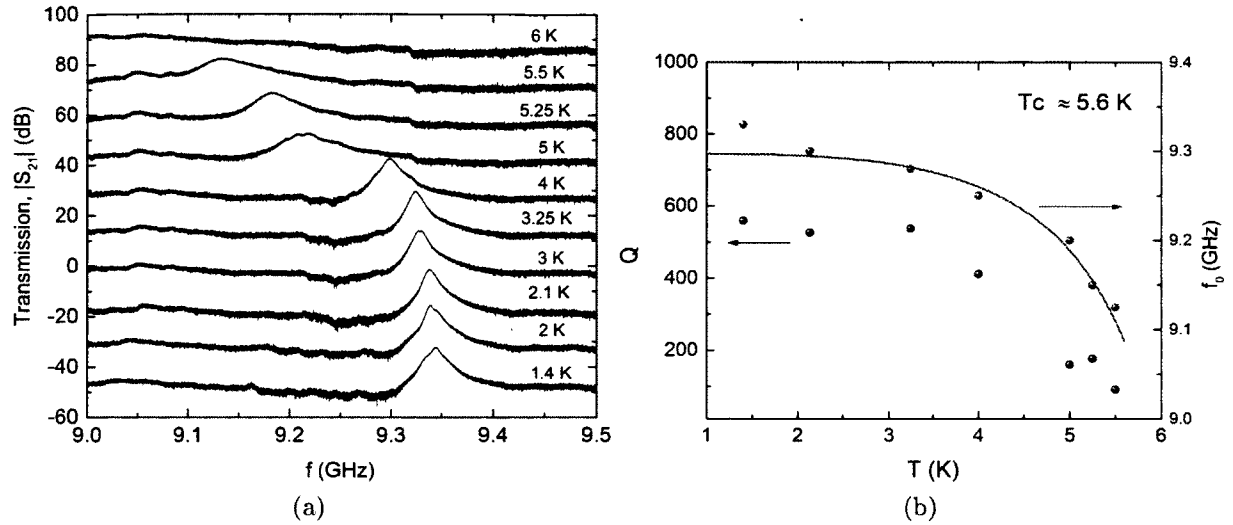


Figure 6.8 S_{21} , facteur de qualité et fréquence de résonance en fonction de la température (A1). Les courbes sont décalés de 15 dB à partir du bas pour la visibilité.

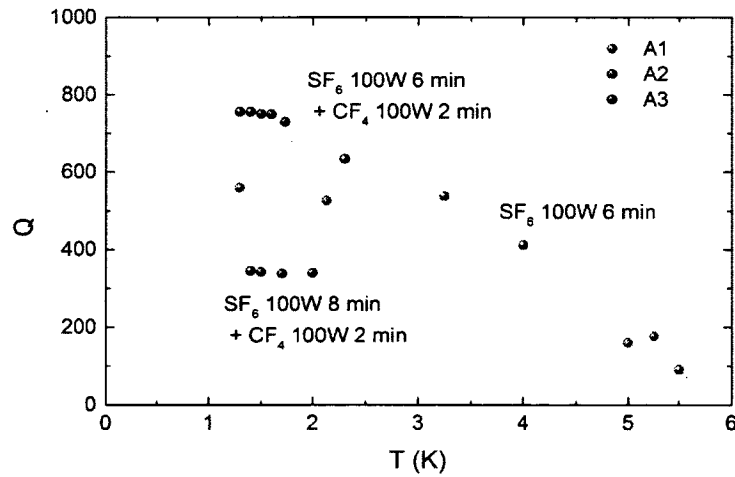


Figure 6.9 Facteur de qualité en fonction de la température (A1,A2,A3).

6.3.3 Nb (200 nm) sur silicium (C)

La variation de la fréquence du résonateur C avec la température est illustré à la figure 6.10. On observe une saturation similaire aux autres résonateurs. On remarque cependant que Q et f_0 saturent rapidement lorsque $T/T_c < 0.75$, ce qui peut être expliqué par une diminution de $\lambda(0)$ avec une augmentation de l'épaisseur du Nb. Les courbes de $Q(T)$ et $f_0(T)$ sont calculées par la méthode décrite au sections 6.3.5 et 6.3.6.

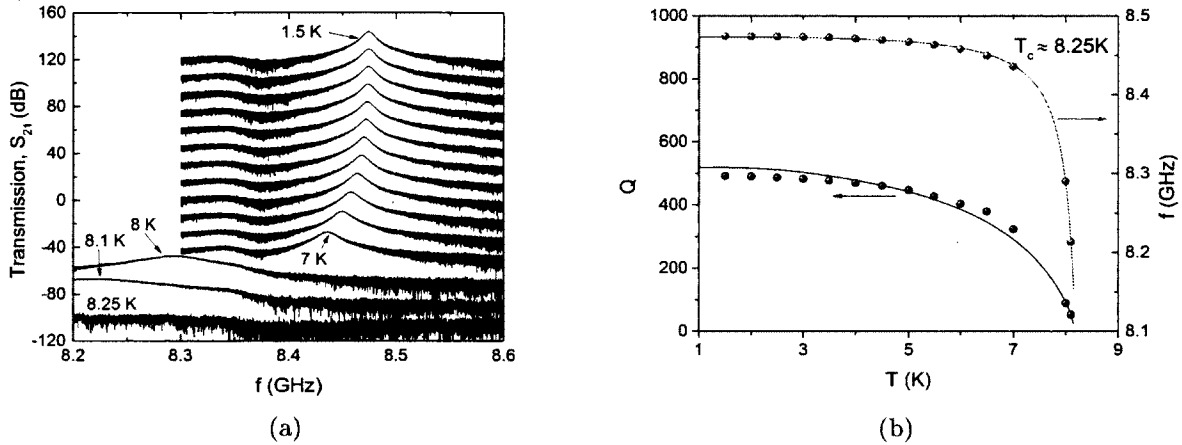


Figure 6.10 Résonance en fonction de la température du résonateur C. Les courbes sont décalés de 15 dB à partir du bas pour la visibilité.

6.3.4 Nb (100 nm) sur GaAs (D)

On voit à la figure 6.11 la variation de Q et f_0 pour le résonateur D (coupe-bande). Il semble y avoir une saturation près de 1.5 K. Contrairement aux résonateurs présentés précédemment, la largeur du conducteur central est de $5 \mu\text{m}$. Ceci a pour effet d'augmenter l'inductance cinétique L_K et la sensibilité à la température.

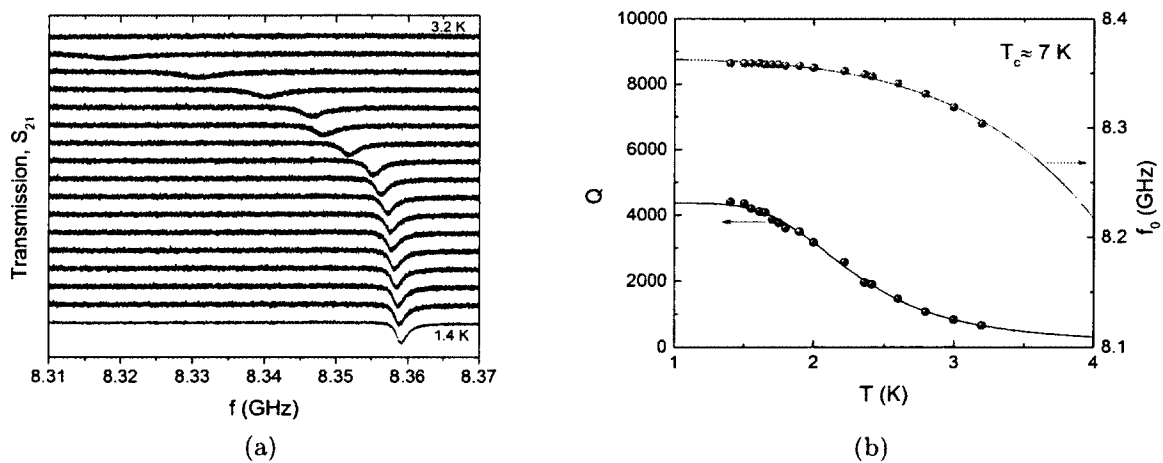


Figure 6.11 a) S_{21} en fonction de la température (résonateur D). b) Les courbes sont ajustés par le modèle deux fluides pour f_0 et Mattis-Bardeen pour Q (voir sections 6.3.5 et 6.3.6).

6.3.5 Longueur de pénétration du champ magnétique (D)

Les valeurs $L_K(T=0)$ et $\lambda(T=0)$ ont été extraites de la dépendance en température en se basant sur la procédure décrite par Yoshida *et al.* [139]. On fait un ajustement de

$$f_0 = \frac{1}{2l_r} \frac{1}{\sqrt{(L_m + L_K(T))C}} \quad (6.1)$$

en utilisant le modèle deux fluides pour la variation de L_K . Puisque $L_K \propto \lambda^2$,

$$L_K(T) = \frac{L_K(0)}{1 + (T/T_c)^4} \quad (6.2)$$

$L_K(0)$ et T_c ont été utilisés comme paramètres libres dans la simulation. Pour le résonateur D, on obtient $L_K(0) = 180.49$ nH/m et $T_c = 6.9352$ K. La température critique est similaire à celle mesurée lors de la mesure de ρ . On trouve ensuite $\lambda(T)$ avec (3.7). On obtient $\lambda(0) = 100.2$ nm, ce qui est similaire aux valeurs rapportées par Gubin *et al.* [102]. La figure 6.12 montre la variation de L_K et λ avec la température. Le résultat final de la simulation est illustré à la figure 6.11b. La dépendance $f_0(T)$ calculée semble être en accord avec les données expérimentales. La même approche a été utilisée pour l'analyse de A1 (fig. 6.8b) et C (fig. 6.10b).

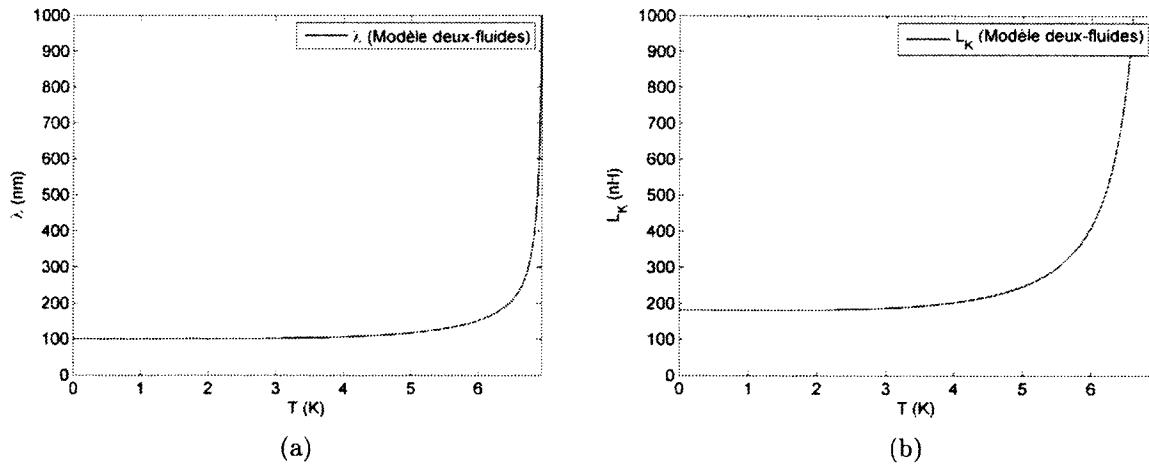


Figure 6.12 Dépendance en température de λ_L et L_K pour le résonateur D.

6.3.6 Résistance de surface (D)

La résistance de surface $R_s(T)$ a été extraite de la mesure du facteur de qualité $Q(T)$ avec l'équation 2.45. On ajoute ici R_{res} pour tenir compte des pertes liées aux impuretés.

$$R_s(T) = \frac{\omega(T)\mu_0\lambda(T)}{2L_K(T)Q(T)} + R_{res} \quad (6.3)$$

Pour comparaison, la résistance de surface R_s a été calculée avec le modèle de conductivité complexe donné dans [115]. Le modèle deux fluides a été utilisé pour calculer la variation de σ_1 . On définit R_s par

$$R_s = \frac{\sigma_1\omega(T)^2\mu_0^2\lambda(T)^3}{2} + R_{res} \quad (6.4)$$

et

$$\sigma_1 = \rho_n^{-1} \frac{2\Delta/e}{k_B T/e} \frac{e^{\Delta/k_B T}}{(1 + e^{\Delta/k_B T})^2} \ln \frac{\Delta/e}{4\Phi_0\pi\omega(T)} \quad (6.5)$$

où $\lambda(T)^3$ est la longueur de pénétration déterminée précédemment et $2\Delta = 3.528k_B T_c$. T_c , ρ_n et R_{res} ont été utilisés comme paramètres pour l'ajustement. On obtient une résistivité ρ_n de $38.8 \mu\Omega\text{-cm}$, ce qui est près de la valeur obtenue par les mesures DC. T_c donne 9.55 K, ce qui est près de la valeur pour le Nb pur. C'est normal, puisque les impuretés sont pris en compte dans ρ_n . La figure 6.13 compare les résultats expérimentaux de R_s et Q avec les simulations. Une extrapolation du facteur de qualité (fig. 6.13b) démontre que R_{res} ($\sim 2.6 \mu\Omega$) fait saturer Q pour $T \ll T_c$.

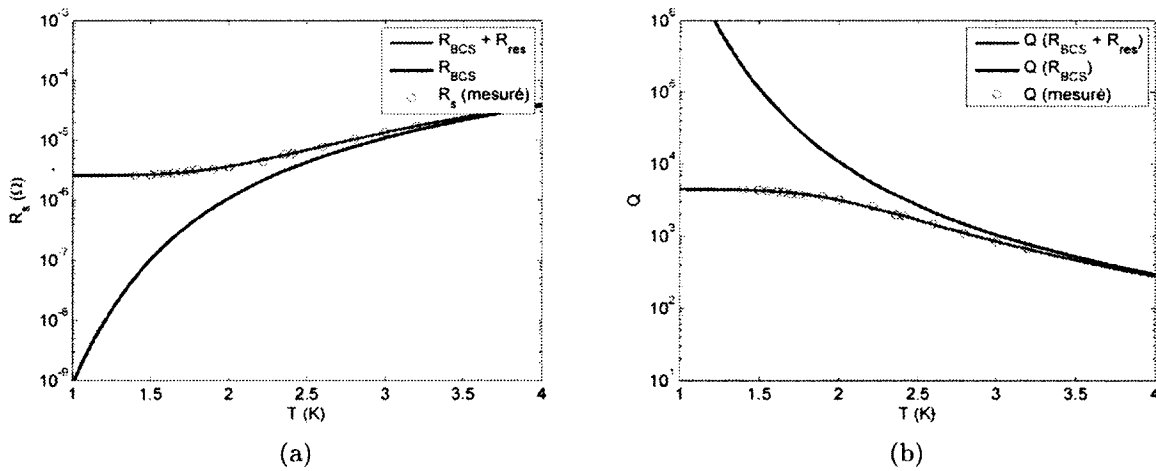


Figure 6.13 Variation de R_s et Q avec la température selon le modèle Mattis-Bardeen.

6.4 Dépendance en champ magnétique

6.4.1 Nb (100 nm) sur silicium (A1,A2,A3)

Le niobium est un supraconducteur de type II. Il existe donc une phase mixte entre B_{c1} et B_{c2} où les pertes dues à l'écoulement du flux magnétique (*flux flow*) augmentent proportionnellement avec l'intensité du champ appliqué (sect. 2.5.7).

Les figures 6.14, 6.15 et 6.16 montrent l'amplitude du coefficient de transmission S_{21} en fonction de l'intensité du champ magnétique et de la fréquence pour les résonateur A1, A2 et A3. Le balayage du champ magnétique a été fait de -2 T jusqu'à 2 T. Puisque les mesures commencent à -2T, cela signifie qu'il y a déjà une quantité non négligeable de flux piégé à l'intérieur du niobium. Ces résultats sont similaires à ceux rapportés par dans d'autres groupes [107, 136, 140]. On observe notamment une hystérésis et un comportement complexe du facteur de qualité.

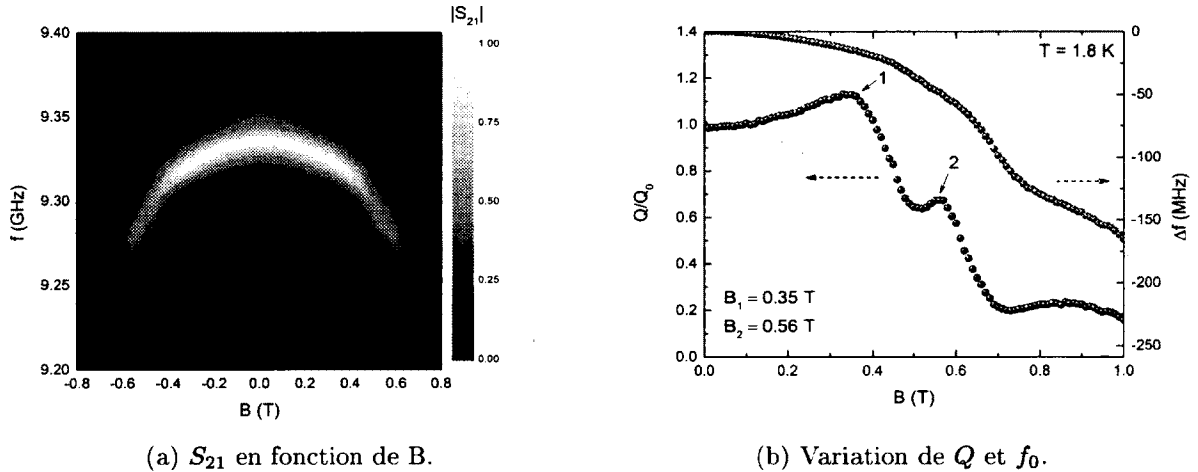


Figure 6.14 Dépendance en champ magnétique de l'échantillon A1.

Un champ magnétique DC fait varier la fréquence de résonance selon $(1 - B/B_{c2})^{1/2}$ puisque $L_K \propto (1 - B/B_{c2})^{-1}$. On observe cependant une déviation de cette dépendance à partir d'un certain champ et plusieurs pics dans la variation de Q . Ces effets peuvent être expliqués par une dépendance à l'intensité du champ magnétique de la force de piégeage des vortex [171]. La force de piégeage en fonction de l'intensité du champ magnétique est donnée par

$$F_p(H) = |\mathbf{J}_c \times \mathbf{H}| \quad (6.6)$$

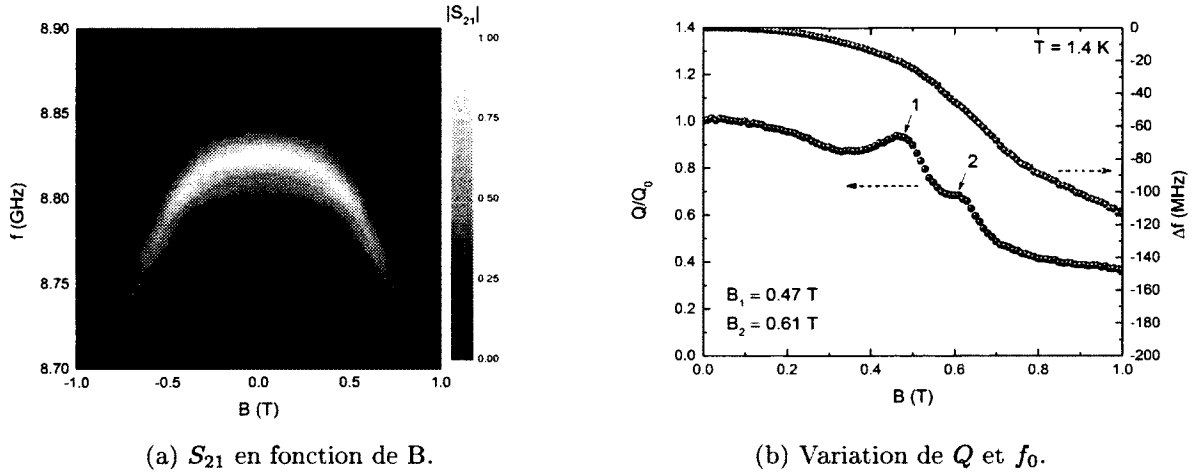


Figure 6.15 Dépendance en champ magnétique de l'échantillon A2.

où $J_c \propto B_{c2}/\lambda$ et $H = B/\mu$. Prischepa *et al.* ont démontré que J_c décroît de façon non monotone avec l'application d'un champ magnétique [171]. $F_p(H)$ atteint un maximum à un champ B dépendant de l'épaisseur du Nb et de B_{c2} . Les couches plus épaisses (>50 nm) peuvent avoir plusieurs pics dans $F_p(H)$ lorsque l'épaisseur du Nb est commensurable avec la distance inter vortex. On note sur chacune des figures l'emplacement de ces maximums par une augmentation du facteur de qualité.

Une hystérésis a été observée lors du changement de signe du champ magnétique. On voit à la figure 6.17 qu'il y a une asymétrie par rapport à zéro. On montre l'effet de 2 balayage successif (-2 T \rightarrow 2 T \rightarrow -2 T) à 1.4 K. On voit que les pics dans F_p sont décalés vers $B = 0$ après avoir abaissé le champ, un effet causé par la présence de vortex piégés. Cet effet est similaire à celui rapporté par Bothner *et al.* [136], sauf que ici l'hystérésis est moins prononcée puisque le champ magnétique est parallèle à la surface du niobium. Une mesure a également été prise à 1.8 K. En plus de la variation du facteur de qualité avec la température, on remarque que l'amplitude des pics de F_p semble dépendre de la température. À la figure 6.18, on montre un agrandissement de la région 0 à 1 T.

6.4.2 Nb (100 nm) sur silicium haute résistivité (B)

Ici, le champ magnétique a été augmenté à partir de 0 jusqu'à 1 T, puis descendu à -1 T avant de revenir à 0 T (fig. 6.19a). On remarque qu'il y a une faible hystérésis près de 20 mT, où on observe une déviation rapide de la fréquence de résonance. Même après plusieurs balayages subséquents du champ magnétique, le résonateur ne revient jamais à

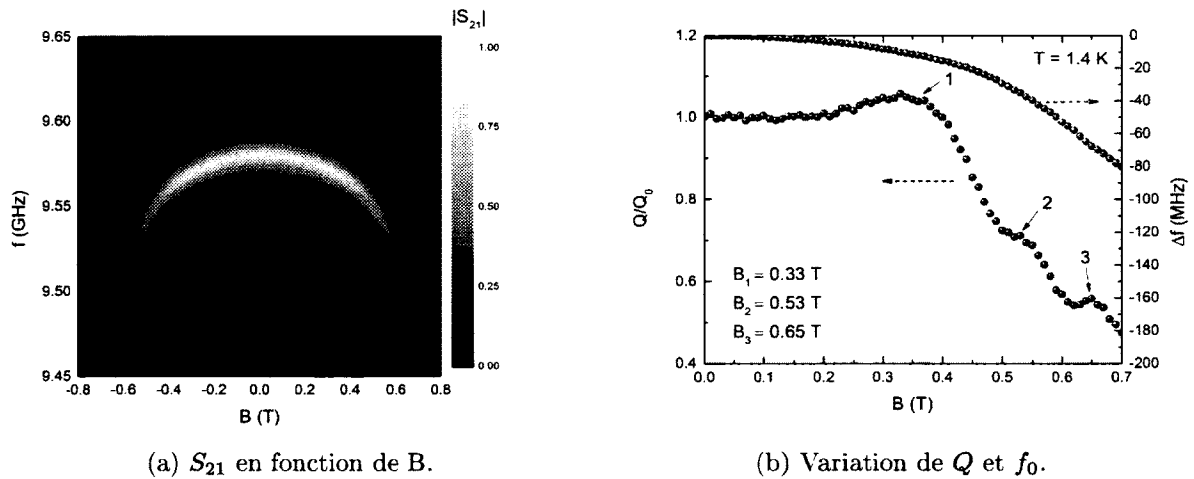


Figure 6.16 Dépendance en champ magnétique de l'échantillon A3.

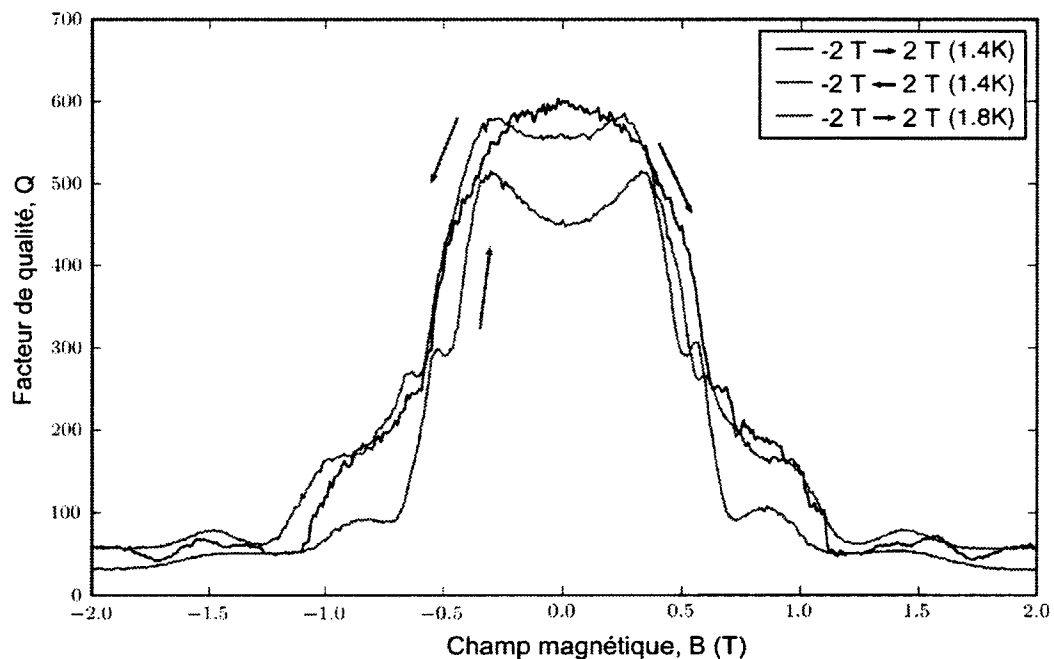


Figure 6.17 Hystérésis dans la dépendance en champ magnétique (A1).

la valeur de f_0 initiale, ce qui indique la présence de vortex piégés dans le résonateur. On identifie B_{c1} comme le point où la fréquence de résonance commence à changer (≈ 20 mT).

On observe aussi le même type d'effet sur Q qu'observé pour A1 A2 et A3 (fig. 6.19b), sauf qu'on identifie un seul maximum dans $Q(B)$. Le facteur de qualité augmente légèrement jusqu'à ≈ 0.2 T et commence à décroître rapidement à partir de 0.4 T. La mesure a

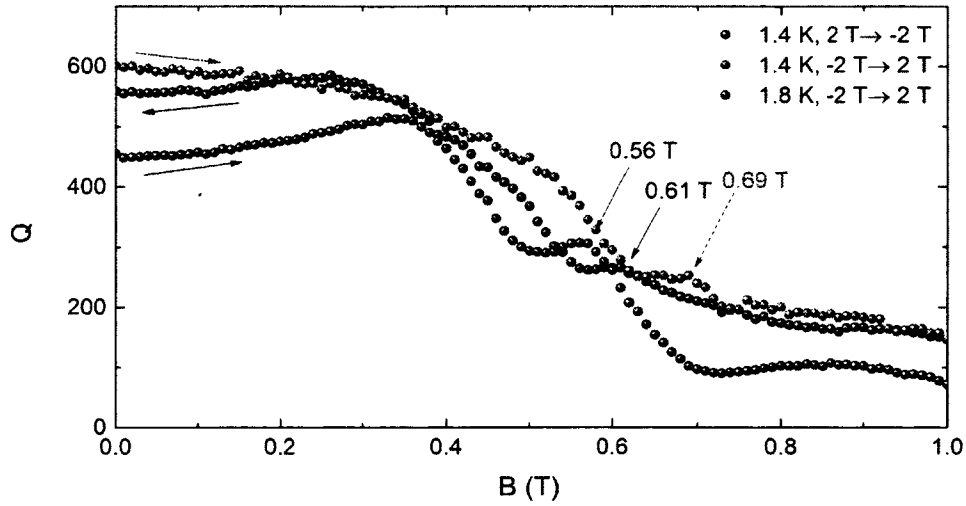
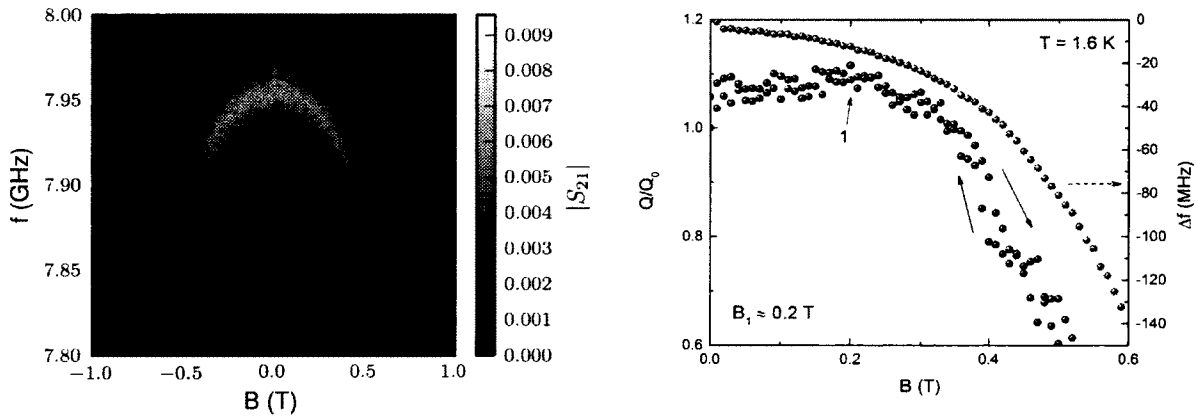


Figure 6.18 Dépendance en champ magnétique à 1.4 K et 1.8 K (A1).



(a) S_{21} en fonction de B .

(b) Variation de Q et f_0 .

Figure 6.19 Dépendance en champ magnétique de l'échantillon B.

été faite à une température de 1.6 K, ce qui correspond à $\sim 0.5T_c$. Les fluctuations de température ne sont donc probablement pas à l'origine de l'augmentation de Q . On peut expliquer le facteur de qualité plus élevé quand $B > 0$ en supposant que le courant rf est suffisant pour causer la pénétration de vortex à $B = 0$. Une augmentation du champ fait alors augmenter la force de piégeage et le facteur de qualité.

6.4.3 Nb (200 nm) sur silicium (C)

Le dépendance en champ magnétique du résonateur C a été caractérisée avec la même méthode que pour le résonateur B. On observe une faible hystérésis à 0 T causée par le piégeage de vortex dans le niobium (fig. 6.20a).

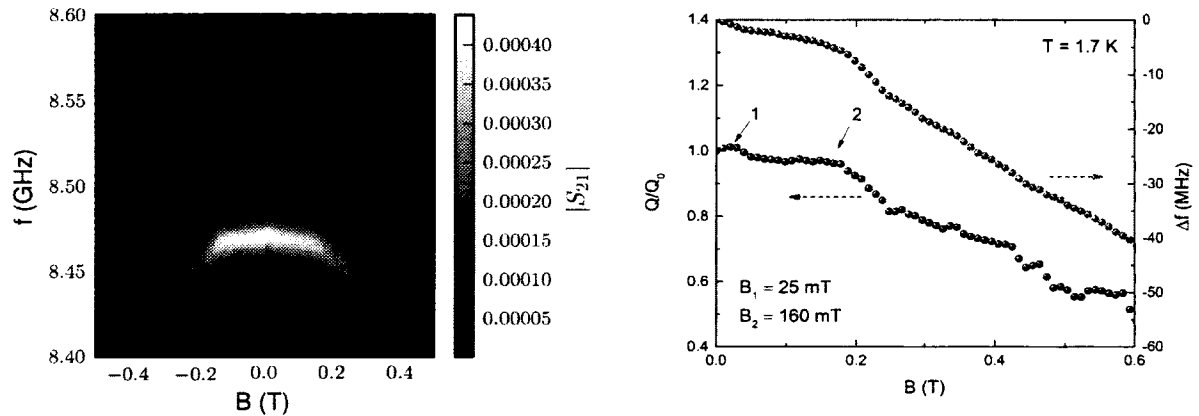
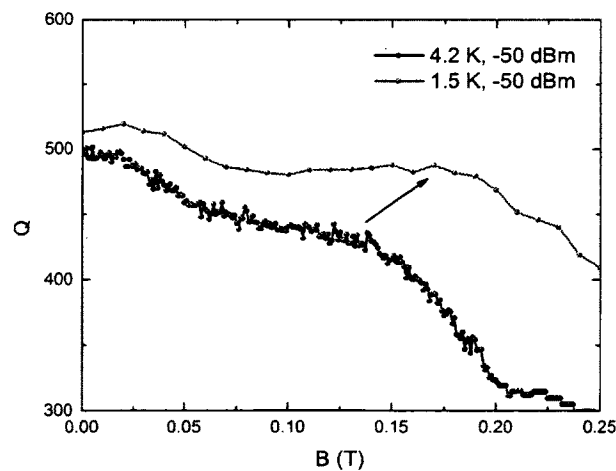
(a) S_{21} en fonction de B.(b) Variation de Q et f_0 .

Figure 6.20 Dépendance en champ magnétique de l'échantillon C.

La figure 6.20b indique la présence d'au moins un pic dans la variation de Q , dont un à très faible champ, ce qui est consistant avec le modèle donné dans [171]. On voit aussi que $f_0(B)$ semble devenir linéaire après ≈ 0.2 T. Le facteur de qualité atteint la moitié de son amplitude après l'application d'un champs de ≈ 0.6 T.

Figure 6.21 Variation de $Q(B)$ avec la température (résonateur C).

La figure 6.21 montre $Q(B)$ à deux température différentes. On remarque qu'il y a un étirement de $Q(B)$ selon l'axe B , correspondant à la variation de $B_{c2}(T)$. Ceci est consis-

tant avec les observations de Kramer où la position du maximum de F_p dépend d'un ratio B/B_{c2} constant en température [172].

À partir des résultats de la dépendance en champ magnétique, on estime que B_{c1} se trouve entre 20 et 50 mT. Afin de confirmer cette hypothèse, le champ magnétique a été balayé à 20 mT et rebaisé à 0 mT pour le résonateur C. Le résultat est illustré à la figure 6.22a. On peut voir qu'il n'y a pratiquement aucune hystérésis lorsque le champ est balayé sous le champ critique. La même expérience a été répétée, cette fois en augmentant le champ jusqu'à 0.2 T. On remarque que les vortex ont effectivement pénétré le résonateur.

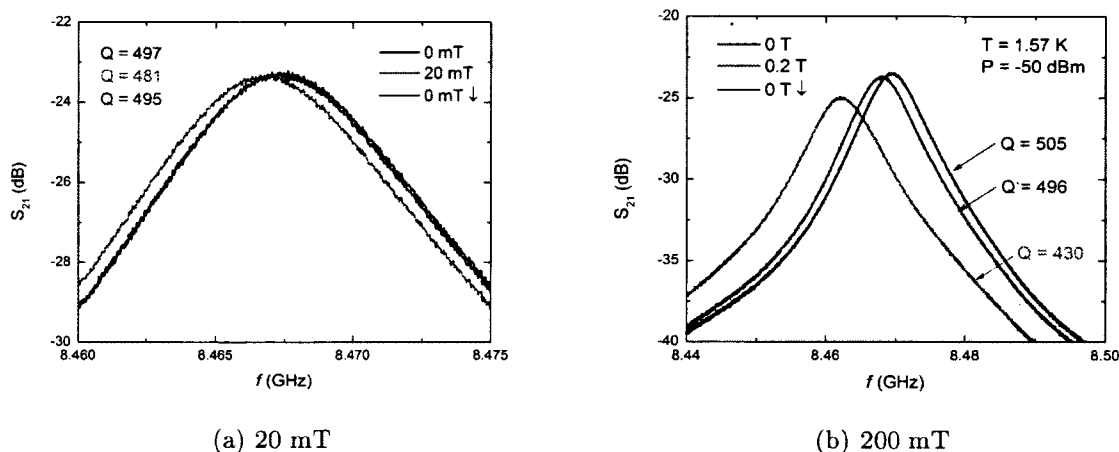


Figure 6.22 Balayage du champ magnétique en dessous du champ critique.

Un test de refroidissement dans un champ magnétique de 0.2 T a été fait afin de voir si le facteur de qualité serait plus élevé que en augmentant l'intensité à partir de zéro. Le résultat est présenté à la figure 6.23. On constate qu'une quantité de vortex plus importante est piégée à l'intérieur du résonateur lorsqu'on refroidit en champ magnétique et donc un facteur de qualité moins élevé.

6.4.4 Nb (100 nm) sur GaAs (D)

La figure 6.24 montre la dépendance en champ magnétique du facteur de qualité pour le résonateur D. Le champ magnétique a été augmenté à partir de 0 T jusqu'à 1 T. Il a ensuite été abaissé à -1T puis remonté à 0 T. La figure 6.24b montre la variation de Q et f_0 avec l'intensité du champ magnétique pour l'intervalle 0 à 1 T. À faible champ, la fréquence de résonance semble suivre la relation $(1 - B/B_{c2})^{1/2}$ avec $B_{c2} \approx 4.5$ T. Lorsque le champ critique B_{c1} est atteint, les vortex pénètrent la surface du niobium et on voit que

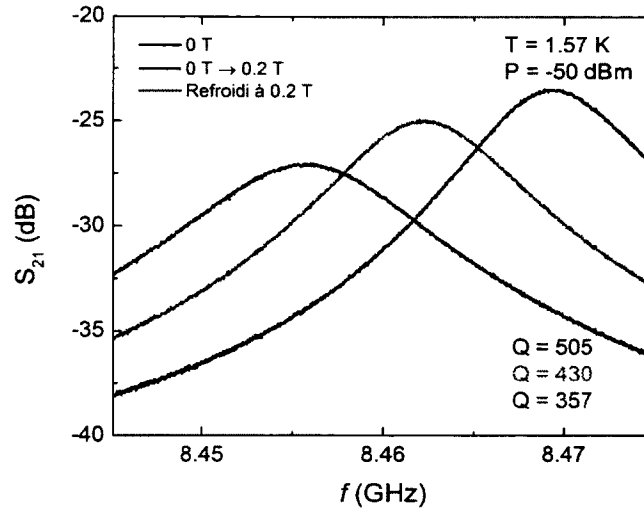
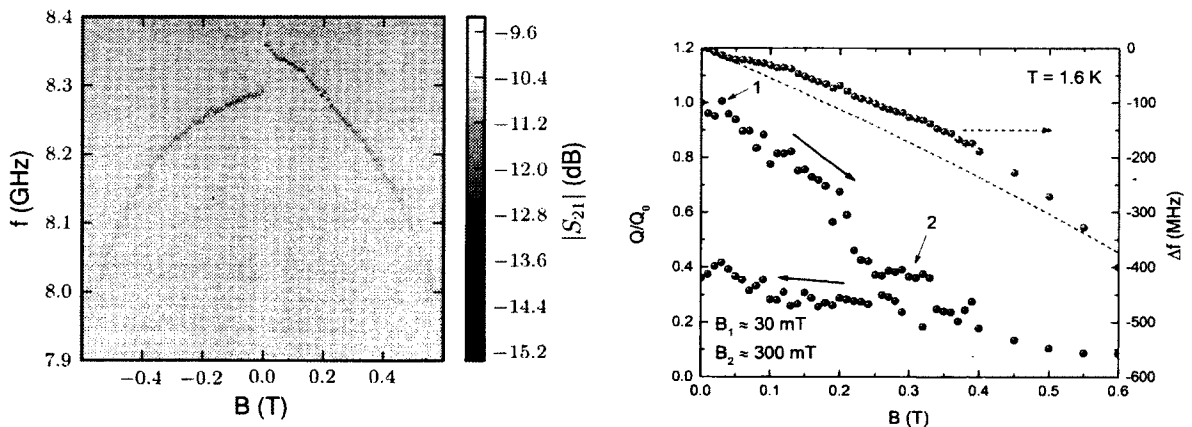


Figure 6.23 Effet du refroidissement dans un champ magnétique sur le facteur de qualité.

la fréquence de résonance diverge de la dépendance initiale (ligne pointillée). On observe aussi une forte hystérésis à 0 T indiquant le piégeage du flux à l'intérieur du résonateur. Un cycle thermique au-dessus de T_c permet de remettre le résonateur dans son état initial. On remarque que le facteur de qualité élevé à $B = 0$ vient au coût d'une décroissance plus rapide de Q et f_0 par l'application du champ magnétique.



(a) S_{21} en fonction de B .

(b) Variation de Q et f_0 .

Figure 6.24 Dépendance en champ magnétique de l'échantillon D.

6.5 Dépendance en puissance

6.5.1 Excitation à faible puissance (C)

À l'aide de plusieurs atténuateurs en série, il a été possible d'abaisser la puissance d'excitation à une puissance correspondant à l'énergie d'un photon ($P = n\hbar\omega_0\kappa$). Avec un facteur de qualité ≈ 500 , $n = 1$ est atteint à -120 dBm. Le résonateur a été excité à -130 dBm pour atteindre le régime $n < 1$. Par contre, notons que $\hbar\omega_0$ correspond à une énergie de $35 \mu\text{eV}$. Par comparaison, l'énergie thermique à 1.5 K est de $129 \mu\text{eV}$. Il est donc fort probable que les niveaux d'énergie supérieurs du résonateur soient excités par des phonons.

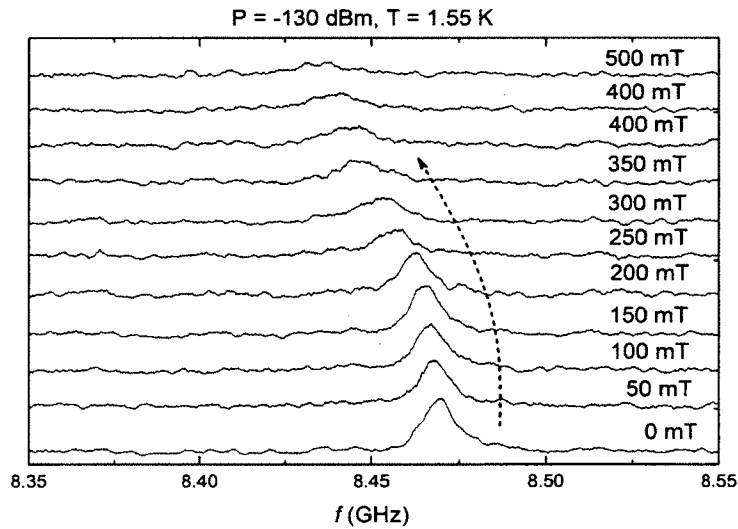
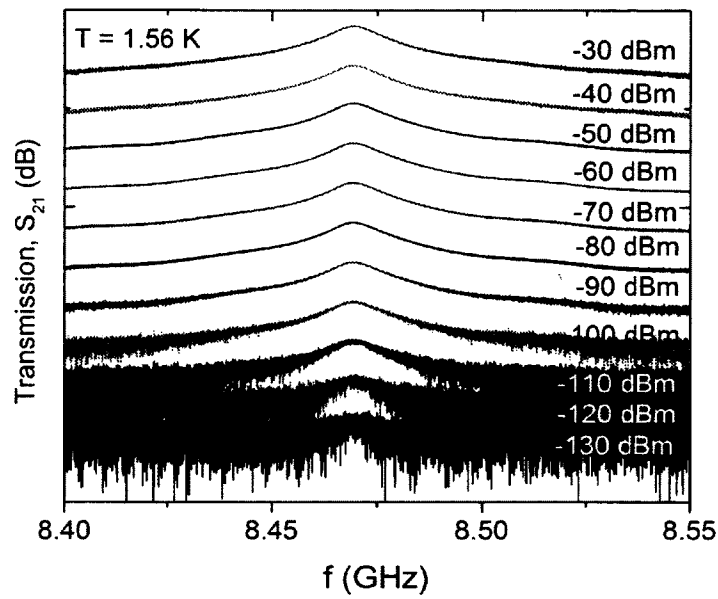


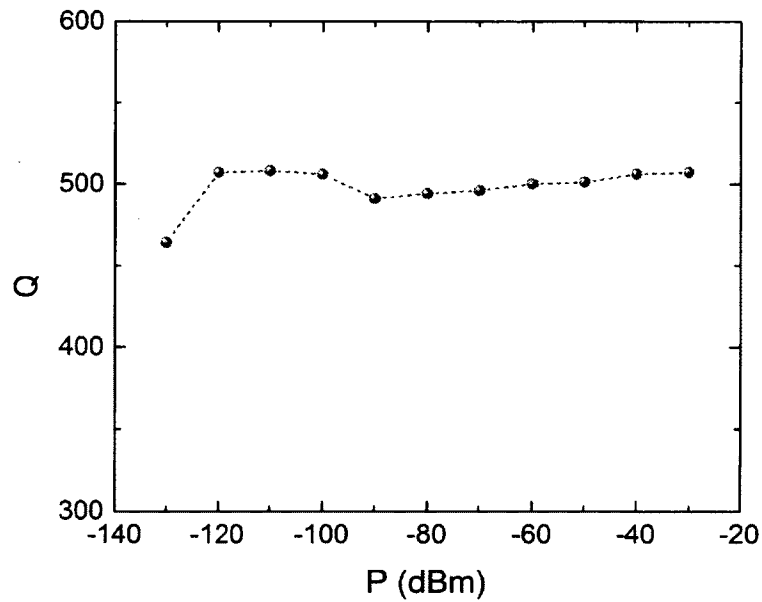
Figure 6.25 Dépendance en champ magnétique à -130 dBm (résonateur C).

Puisque aucun amplificateur cryogénique n'a été utilisé, le rapport signal sur bruit pour l'excitation à -130 dBm était près de la limite détectable. La figure 6.25 montre le résultat après avoir moyenné le signal 1000 fois et filtré une partie du bruit. La dépendance en champ magnétique à -130 dBm a été mesurée. On observe une décroissance de la résonance à partir de 0.2 T, ce qui est semblable à la mesure à plus haute puissance. On voit à la figure 6.26 la dépendance en puissance de la transmission.

On remarque qu'il y a une légère dépendance du facteur de qualité en puissance. Cependant, l'effet des systèmes à deux niveaux sur le facteur de qualité est minime puisque Q est déjà limité par d'autres effets.



(a)



(b)

Figure 6.26 a) S_{21} à différentes puissances (résonateur C). b) Faible dépendance de Q avec la puissance. Il semble y avoir un erreur dans l'estimation de Q à faible puissance mais on voit une légère diminution de Q à -130 dBm.

6.5.2 Non-linéarité à puissance élevée (D)

Une expérience avec le résonateur D ($\lambda/4$) a démontré qu'une forte non-linéarité apparaît lorsqu'on augmente la puissance d'excitation (fig. 6.27). Ces résultats sont similaires à ceux rapportés par Oates *et al.* pour des résonateurs de Nb et NbN, où la forme du pic et le changement de fréquence de résonance est attribué à une impédance de surface non linéaire qui dépend du courant [173].

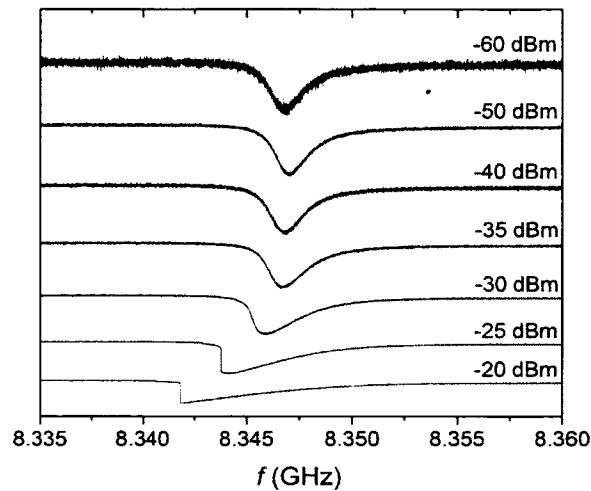


Figure 6.27 Dépendance en puissance du résonateur D. Une non-linéarité apparaît lorsque la puissance d'excitation dépasse -50 dBm.

L'inductance cinétique non linéaire transforme le résonateur en oscillateur de Duffing, ce qui explique la déformation du pic et la transition abrupte dans le spectre au delà de -25 dBm.

CHAPITRE 7

CONCLUSION

7.1 Sommaire

La conception de résonateurs micro-ondes en niobium pour la résonance de spin a été présentée. En tout, six résonateurs ont été fabriqués sur GaAs et silicium. Des procédés de photolithographie avec et sans masque ont été utilisés. Un procédé de déposition par pulvérisation cathodique et des procédés de gravure plasma (SF_6 et CF_4) ont été testés.

La qualité des couches de Nb avant et après gravure a été caractérisée à basse température par des mesures de résistivité et de susceptibilité magnétique. La température critique des échantillons mesurés suggère une quantité importante d'impuretés. Une analyse XPS montrant une concentration élevée d'oxygène et de carbone supporte cette hypothèse. Cette observation est aussi reflétée dans le ratio de résistivité résiduelle ρ_{300K}/ρ_{10K} . Les échantillons de niobium avec un ratio plus faible avaient une température critique plus basse. L'effet inverse a été observé pour le champ magnétique critique, où les échantillons de Nb avec une plus grande résistivité ont toléré les champs magnétiques les plus élevés, jusqu'à ~ 7 T à 1.5 K.

La variation du facteur de qualité en fonction de la température a été caractérisée pour chacun des résonateurs. La dépendance en température de la fréquence de résonance et du facteur de qualité a permis d'extraire la valeur de λ , L_K et R_s . Le modèle deux-fluides de l'inductance cinétique et le modèle Mattis Bardeen de la résistance de surface ont été utilisés pour estimer la dépendance en température de chacun des paramètres.

Une saturation du facteur de qualité à basse température a été observée. On remarque que la valeur de Q est moins élevée que celle rapportée dans la littérature pour le même type de substrat de silicium [107, 111, 168]. Les pertes mesurées sont attribuées à la résistance de surface résiduelle causée par la présence d'oxyde et d'autres impuretés dans le niobium. En effet, pour le substrat de silicium dopé, le facteur de qualité maximum mesuré à 1.5 K était de 756 alors que celui du résonateur sur silicium haute résistivité était de 210. Le résonateur sur GaAs a démontré un facteur de qualité du même ordre de grandeur que d'autres résonateurs fabriqués sur le même substrat ($10^3 \sim 10^4$) [36, 146].

Les pertes en présence de vortex ont été caractérisées afin de valider que les résonateurs fabriqués soient en mesure de supporter les champs magnétiques nécessaires à la résonance de spin. Des courbes d'hystérésis et des pics dans la variation du facteur de qualité ont été observées. Il a aussi été démontré que la pénétration du flux dans les résonateurs est réversible en dessous d'un certain seuil. Un des résonateurs sur silicium a été caractérisé à une puissance s'approchant de l'énergie d'un seul photon. Pour le résonateur $\lambda/4$ sur GaAs, une non-linéarité a été observée pour une puissance d'excitation supérieure à -50 dBm.

7.2 Contributions

La caractérisation des couches de niobium a premièrement démontré qu'un compromis doit être fait entre la résistivité du niobium et le champ magnétique critique B_{c2} . Celui-ci dépend de la longueur du libre parcours moyen des électrons, lequel est limité par la taille des gains formés lors de la déposition ainsi que par les impuretés. L'effet du champ magnétique sur le facteur de qualité a été caractérisé sur plusieurs résonateurs avec des valeurs de B_{c2} différentes. On constate que la résonance persiste dans un champ magnétique plus élevé que dans les expériences où on utilise des sites de piégeage artificiels [136, 137]. Il a été démontré dans ce travail que le champ critique des résonateurs est proportionnel avec la valeur de B_{c2} mesurée. Ces résultats suggèrent que l'utilisation de matériaux avec de plus grands champs magnétiques critiques tel que le NbN ou la réduction de l'épaisseur du Nb devraient permettre la résonance un champ magnétique encore plus élevé.

Il a été démontré à l'aide de résonateurs coplanaires que la force de piégeage des vortex atteint un maximum à un champ magnétique dépendant de l'épaisseur du niobium ainsi que de la valeur du champ critique B_{c2} . Pour certains échantillons, le facteur de qualité au maximum de la force de piégeage était supérieur à celui en champ magnétique nul.

Le procédé actuel permettrait de réaliser une expérience de résonance de spin dans des champs magnétiques de 0.2 T sans impact sur le facteur de qualité des résonateurs et jusqu'à 0.6 T avec une diminution d'un facteur 2 du facteur de qualité. Le résonateur sur GaAs présenté pourrait être utilisé, à condition d'avoir un couplage d'environ 10 MHz avec le qubit, ce qui est possible en principe avec le couplage spin-orbite.

7.3 Travaux futurs

Des sites de piégeage artificiels devraient être mis en place dans les résonateurs afin de piéger les vortex et d'atténuer les pertes causées par l'écoulement du flux dans le résonateur. Des couches de niobium plus minces pourraient aussi être utilisées pour augmenter le champ magnétique critique. Il serait intéressant de mesurer la résonance en fonction du champ magnétique à plus basse température (≈ 10 mK), dans le régime à un photon.

Pour une augmentation du facteur de qualité, la résistance de surface du niobium doit d'abord être réduite. La qualité du niobium peut être améliorée en changeant les paramètres de dépôt où en changeant le système de déposition. Un système avec un niveau de vide plus élevé permettrait de réduire les impuretés qui contaminent le Nb. La dégradation de la performance du niobium après la gravure indique qu'il existe un problème dans le procédé de gravure.

Une amélioration possible est l'ajout d'une couche de passivation par-dessus le Nb pour le protéger contre la pénétration des impuretés et l'oxydation durant les étapes de fabrication. Par exemple, la déposition d'un masque en chrome peut être faite *in-situ* après la déposition du Nb. Celui-ci peut aussi servir de masque de gravure et évite la contamination du Nb par la photorésine. La gravure humide par HNO_3 : HF ou une déposition par soulèvement pourraient être utilisés pour la fabrication des résonateurs. Cependant, les résultats préliminaires avec le soulèvement de Nb indiquent que les dimensions minimales sont limitées à ~ 2 μm .

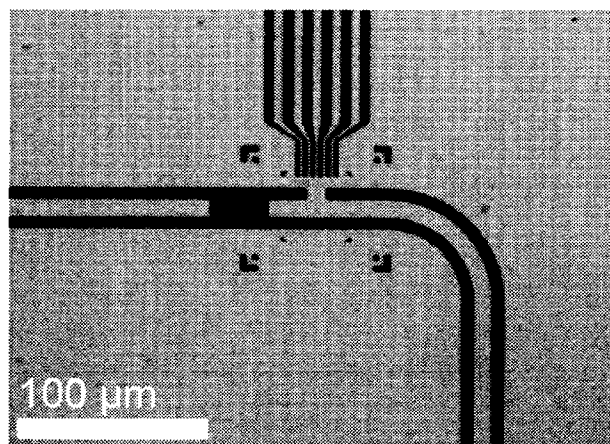


Figure 7.1 Masque de résonateur pour le couplage a un qubit de spin.

Un photomasque intégrant des grilles pour le couplage d'un résonateur à des boîtes quantiques a été conçu (fig 7.1). Celui-ci est en principe prêt pour l'intégration de nanofils ou de boîtes quantiques auto-assemblées.

L'intégration de qubits de spin à l'électrodynamique quantique en circuit nécessite des matériaux où le temps de cohérence est plus long que celui des qubits supraconducteurs. Les candidats principaux sont les boîtes quantiques en silicium. La fabrication de résonateurs supraconducteurs sur silicium a été démontrée dans ce mémoire. Pour la fabrication de circuits hybrides avec des qubits supraconducteurs, il est nécessaire d'intégrer un procédé de fabrication de jonctions Josephson. Cependant, celles-ci devront être fabriquées avec un matériau autre que l'aluminium pour le fonctionnement dans un champ magnétique externe. Selon le champ magnétique nécessaire, le NbN pourrait être une option intéressante. De récents développements par Nakamura *et al.* suggèrent que les jonctions NbN/AlN/NbN peuvent être utilisés pour la fabrication de transmons [174]. Par contre, le temps de cohérence T_2^* de ces jonctions, au moment de l'écriture de ce mémoire, est limité à quelques centaines de nanosecondes par le procédé de fabrication.

ANNEXE A

PROCÉDÉ DE FABRICATION

On présente ici le procédé de fabrication pour reproduire les résultats de ce mémoire. Tel que discuté dans le texte, des modifications devraient être apportées pour augmenter le facteur de qualité des résonateurs.

A.1 Pulvérisation cathodique du niobium

1. Nettoyage des gaufres
 - (a) Acétone 5min.
 - (b) IPA 5min.
 - (c) Désoxydation par BOE ou HF, 5 min. À faire immédiatement avant de mettre les échantillons sous vide.
 - (d) Rinçage eau DI et séchage azote.
2. Pulvérisation cathodique
 - (a) Fixer la gaufre où l'échantillon sur le support à l'aide de ruban capton.
 - (b) Mettre le système sous vide et attendre que la pression soit près de 5×10^{-7} Torr.
 - (c) Lancer le programme 100 nm Nb 250 W 6 mTorr.
 - (d) Après la pré-déposition de 200 nm, attendre 30 min.
 - (e) Déplacer le cache et commencer le dépôt.

A.2 Préparations des échantillons

1. Découpage de la gaufre
 - (a) Étalement de photorésine S1813 à 5000 RPM
 - (b) Recuit à 115°C 1 min.
 - (c) Utiliser soit la méthode clivage ou découpage à la scie pour créer des échantillons de 5 mm x 5 mm.
2. Nettoyage
 - (a) Acétone 5 min dans ultrasons.

- (b) Acétone 5 min.
- (c) IPA 5 min
- (d) Rinçage eau DI et séchage azote.

A.3 Photolithographie

1. Photolithographie

- (a) Étalement de photorésine S1805 à 5000 RPM 30 sec (prog. 8).
- (b) Recuit sur plaque chauffante 1 min à 115°C.
- (c) Exposition du masque EBR 15 sec, 15 mW/cm².
- (d) Développement par pulvérisation de MF-319, 2 x 15 sec (prog. 5).
- (e) Exposition du masque résonateurs, 4.5 sec, 15 mW/cm².
- (f) Développement par pulvérisation de MF-319, 2 x 15 sec (prog. 5).
- (g) Recuit au four 15 min à 125°C.

2. Photolithographie sans masque (SF-100)

- (a) Étalement de photorésine S1805 à 5000 RPM 30 sec (prog. 8).
- (b) Recuit sur plaque chauffante 1 min à 115°C.
- (c) Exposition du fichier bitmap avec la configuration pour S1805 sur Si.
- (d) Développement par pulvérisation de MF-319, 2 x 15 sec (prog. 5).
- (e) Recuit au four 15 min à 125°C.

A.4 Gravure du niobium

1. Procédé pour gravure CF₄

- (a) Nettoyage plasma O₂, 400 W, 15 min.
- (b) Conditionnement avec 20 sccm de CF₄, 200 W, 15 min.
- (c) Purger la chambre à l'azote.
- (d) Insérer les échantillons.
- (e) Mettre sous vide et attendre une pression inférieure à 40 mTorr.
- (f) Plasma de CF₄, 20 sccm, 200 W, 10 min.
- (g) Acétone 5 min.

- (h) IPA 5 min.
 - (i) Rinçage eau DI et séchage azote.
 - (j) Remettre l'échantillon sous vide.
 - (k) Plasma de CF_4 , 20 sccm, 100 W, 2 min.
2. Procédé pour gravure SF_6
- (a) Nettoyage plasma O_2 , 400 W, 15 min.
 - (b) Conditionnement avec 20 sccm de SF_6 , 100 W, 15 min.
 - (c) Purger la chambre à l'azote.
 - (d) Insérer les échantillons.
 - (e) Mettre sous vide et attendre une pression inférieure à 40 mTorr.
 - (f) Plasma de SF_6 , 20 sccm, 100 W, 8 min.
 - (g) Acétone 5 min.
 - (h) IPA 5 min.
 - (i) Rinçage eau DI et séchage azote.
 - (j) Remettre l'échantillon sous vide.
 - (k) Plasma de CF_4 , 20 sccm, 100 W, 2 min.
3. Procédé pour gravure HNO_3 : HF
- (a) Mélange de HF concentrée avec acide nitrique et eau en concentration 3 :60 :370.
 - (b) Attendre que la solution se stabilise, ≈ 30 min.
 - (c) Immersion de l'échantillon dans la solution pendant ≈ 5 min.
 - (d) Rinçage eau DI.
 - (e) HF 10 sec.
 - (f) Rinçage eau DI
 - (g) Acétone 5 min.
 - (h) IPA 5 min.
 - (i) Rinçage eau DI et séchage azote.

A.5 Découpage des résonateurs

1. Étalement de photorésine

- (a) Même procédure que la découpe des gaufre.
- 2. Découpage des résonateurs
 - (a) Faire découper l'échantillon de 5 x 5 mm en 3 x 3 mm pour l'assemblage sur le porte échantillon.
- 3. Nettoyage aux solvants
 - (a) Bain d'acétone 5 min et IPA 5 min, avec ultrasons si nécessaire.
 - (b) Rinçage eau DI et séchage azote.

A.6 Assemblage sur le porte échantillon

- 1. Collage de l'échantillon au boîtier
 - (a) Déposer une goutte de vernis GE sur un bout de papier.
 - (b) Prendre l'échantillon avec des pinces et tremper la base dans le vernis.
 - (c) Déposé l'échantillon dans le support.
 - (d) Appuyer sur les coins de l'échantillon avec les pinces pour s'assurer qu'il est bien en contact avec le fond du boîtier.
 - (e) Attendre 24 heures avant la soudure.
- 2. Micro-soudure
 - (a) Utiliser les micro-fils d'aluminium de 25 μm en mode wedge et utiliser les paramètres indiqués dans le log book.
 - (b) Faire les connexions du Cu au Nb.
 - (c) Ajouter le plus de connections possible au plan de masse.
- 3. Nettoyage du porte échantillon.
 - (a) Enlever chacun des fils d'aluminium avec des pinces en observant au microscope.
 - (b) Utiliser une pipette pour déposer quelques gouttes d'acétone sur les cotés de échantillon et attendre quelques secondes.
 - (c) Retirer délicatement l'échantillon du boîtier.
 - (d) Utiliser une pince et un chiffon imbibé d'acétone pour nettoyer les résidus de vernis.

LISTE DES RÉFÉRENCES

- [1] R.P. Feynman. Simulating physics with computers. *International journal of theoretical physics*, 21(6) :467–488, 1982.
- [2] D. Deutsch. Quantum theory, the church-turing principle and the universal quantum computer. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 400(1818) :97, 1985.
- [3] P.W. Shor. Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer. *Arxiv preprint quant-ph/9508027*, 1995.
- [4] L.K. Grover. A fast quantum mechanical algorithm for database search. In *Proceedings of the twenty-eighth annual ACM symposium on Theory of computing*, pages 212–219. ACM, 1996.
- [5] David P Divincenzo. The Physical Implementation of Quantum Computation. *Fortschritte der Physik*, 48 :771–783, 2000.
- [6] M. Nakahara and T. Ohmi. *Quantum computing : from linear algebra to physical realizations*. CRC Press, 2008.
- [7] Alexandre Blais, Ren-Shou Huang, Andreas Wallraff, S. Girvin, and R. Schoelkopf. Cavity quantum electrodynamics for superconducting electrical circuits : An architecture for quantum computation. *Physical Review A*, 69(6) :1–14, June 2004.
- [8] A Wallraff, D I Schuster, A Blais, L Frunzio, J Majer, S Kumar, S M Girvin, and R J Schoelkopf. Strong coupling of a single photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamics. *Nature*, 431(September) :0–5, 2004.
- [9] D. Loss and D.P. DiVincenzo. Quantum computation with quantum dots. *Physical Review A*, 57(1) :120, 1998.
- [10] J.J. Sakurai and S.F. Tuan. *Modern Quantum Mechanics*. Addison-Wesley Publishing Company, 1994.
- [11] M.W. Wu, J.H. Jiang, and M.Q. Weng. Spin dynamics in semiconductors. *Physics Reports*, 493(2-4) :61–236, August 2010.
- [12] L. M. K. Vandersypen and I. L. Chuang. Nmr techniques for quantum control and computation. *Rev. Mod. Phys.*, 76(4) :1037–1069, Jan 2005.
- [13] AM Tyryshkin, JJJ Morton, SC Benjamin, A. Ardavan, GAD Briggs, JW Ager, and SA Lyon. Coherence of spin qubits in silicon. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 18 :S783, 2006.
- [14] EM Purcell. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies. *Physical Review*, 69 :681, 1946.

- [15] P.R. Berman. *Cavity quantum electrodynamics*. Advances in atomic, molecular, and optical physics : Supplement. Academic Press, 1994.
- [16] M. Frasca. A modern review of the two-level approximation. *Annals of Physics*, 306(2) :193–208, 2003.
- [17] E.T. Jaynes and F.W. Cummings. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser. *Proceedings of the IEEE*, 51(1) :89–109, 1963.
- [18] R J Schoelkopf and S M Girvin. Wiring up quantum systems. *Nature*, 451(7179) :664–9, February 2008.
- [19] A. Rauschenbeutel, G. Nogues, S. Osnaghi, P. Bertet, M. Brune, J.M. Raimond, and S. Haroche. Step-by-step engineered multiparticle entanglement. *Science*, 288(5473) :2024, 2000.
- [20] Q.A. Turchette, CJ Hood, W. Lange, H. Mabuchi, and H.J. Kimble. Measurement of conditional phase shifts for quantum logic. *Physical Review Letters*, 75(25) :4710–4713, 1995.
- [21] G. Nogues, A. Rauschenbeutel, S. Osnaghi, M. Brune, JM Raimond, and S. Haroche. Seeing a single photon without destroying it. *Nature*, 400(6741) :239–242, 1999.
- [22] V. Giovannetti, D. Vitali, P. Tombesi, and A. Ekert. Scalable quantum computation with cavity qed systems. *Physical Review A*, 62(3) :32306, 2000.
- [23] H. Mabuchi and AC Doherty. Cavity quantum electrodynamics : Coherence in context. *Science*, 298(5597) :1372, 2002.
- [24] H. Walther, B.T.H. Varcoe, B.G. Englert, and T. Becker. Cavity quantum electrodynamics. *Reports on Progress in Physics*, 69 :1325, 2006.
- [25] J. Clarke and F.K. Wilhelm. Superconducting quantum bits. *Nature*, 453(7198) :1031–1042, 2008.
- [26] A. Blais, J. Gambetta, A. Wallraff, DI Schuster, SM Girvin, MH Devoret, and RJ Schoelkopf. Quantum-information processing with circuit quantum electrodynamics. *Physical Review A*, 75(3) :032329, 2007.
- [27] J Majer, J M Chow, J M Gambetta, Jens Koch, B R Johnson, J a Schreier, L Frunzio, D I Schuster, a Houck, a Wallraff, a Blais, M H Devoret, S M Girvin, and R J Schoelkopf. Coupling superconducting qubits via a cavity bus. *Nature*, 449(7161) :443–7, September 2007.
- [28] T. Niemczyk, F. Deppe, H. Huebl, EP Menzel, F. Hocke, MJ Schwarz, JJ Garcia-Ripoll, D. Zueco, T. Hummer, E. Solano, et al. Circuit quantum electrodynamics in the ultrastrong-coupling regime. *Nature Physics*, 2010.
- [29] J. Koch, M.Y. Terri, J. Gambetta, AA Houck, DI Schuster, J. Majer, A. Blais, MH Devoret, SM Girvin, and RJ Schoelkopf. Charge-insensitive qubit design derived from the cooper pair box. *Physical Review A*, 76(4) :042319, 2007.

- [30] JA Schreier, AA Houck, J. Koch, DI Schuster, BR Johnson, JM Chow, JM Gambetta, J. Majer, L. Frunzio, MH Devoret, et al. Suppressing charge noise decoherence in superconducting charge qubits. *Physical Review B*, 77(18) :180502, 2008.
- [31] J.M. Chow, J.M. Gambetta, AD Córcoles, S.T. Merkel, J.A. Smolin, C. Rigetti, S. Poletto, G.A. Keefe, M.B. Rothwell, JR Rozen, et al. Universal quantum gate set approaching fault-tolerant thresholds with superconducting qubits. *Physical Review Letters*, 109(6) :60501, 2012.
- [32] J.J.L. Morton and B.W. Lovett. Hybrid solid-state qubits : The powerful role of electron spins. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, 2(1) :189–212, 2011.
- [33] A. Imamoglu, D. D. Awschalom, G. Burkard, D. P. DiVincenzo, D. Loss, M. Sherwin, and a. Small. Quantum Information Processing Using Quantum Dot Spins and Cavity QED. *Physical Review Letters*, 83(20) :4204–4207, November 1999.
- [34] T. Frey, PJ Leek, M. Beck, A. Blais, T. Ihn, K. Ensslin, and A. Wallraff. Dipole coupling of a double quantum dot to a microwave resonator. *Physical Review Letters*, 108(4) :46807, 2012.
- [35] K. D. Petersson, L. W. McFaul, M. D. Schroer, M. Jung, J. M. Taylor, A. A. Houck, and J. R. Petta. Circuit quantum electrodynamics with a spin qubit. *Nature*, 490(7420) :380–383, 2012.
- [36] H Toida, T Nakajima, and S Komiyama. Vacuum rabi splitting in a semiconductor circuit qed system. *Physical review letters*, 110(6) :066802, 2013.
- [37] David Petrosyan and Michael Fleischhauer. Quantum Information Processing with Single Photons and Atomic Ensembles in Microwave Coplanar Waveguide Resonators. *Physical Review Letters*, 100(17) :1–4, April 2008.
- [38] Atac Imamoglu. Cavity QED Based on Collective Magnetic Dipole Coupling : Spin Ensembles as Hybrid Two-Level Systems. *Physical Review Letters*, 102(8) :8–11, February 2009.
- [39] J. Wesenberg, a. Ardavan, G. Briggs, J. Morton, R. Schoelkopf, D. Schuster, and K. Mølmer. Quantum Computing with an Electron Spin Ensemble. *Physical Review Letters*, 103(7) :1–4, August 2009.
- [40] MR Delbecq, V. Schmitt, FD Parmentier, N. Roch, JJ Viennot, G. Fève, B. Huard, C. Mora, A. Cottet, and T. Kontos. Coupling a quantum dot, fermionic leads, and a microwave cavity on a chip. *Physical Review Letters*, 107(25) :256804, 2011.
- [41] P. Rabl, D. DeMille, J. M. Doyle, M. D. Lukin, R. J. Schoelkopf, and P. Zoller. Hybrid quantum processors : Molecular ensembles as quantum memory for solid state circuits. *Phys. Rev. Lett.*, 97(3) :033003, Jul 2006.
- [42] Karl Tordrup, Antonio Negretti, and Klaus Molmer. Holographic quantum computing. *Phys. Rev. Lett.*, 101(4) :040501, Jul 2008.

- [43] M.N. Leuenberger and D. Loss. Quantum computing in molecular magnets. *Nature*, 410(6830) :789–793, 2001.
- [44] Z.L. Xiang, S. Ashhab, JQ You, and F. Nori. Hybrid quantum circuits : Superconducting circuits interacting with other quantum systems. *arXiv preprint arXiv :1204.2137*, 2012.
- [45] LMK Vandersypen, M. Steffen, G. Breyta, CS Yannoni, MH Sherwood, and IL Chuang. Experimental realization of shor’s quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance. *Nature*, 414(6866) :883–887, 2001.
- [46] Z. Zhang, G. Chen, Z. Diao, and P.R. Hemmer. Nmr quantum computing. *Advances in Applied Mathematics and Global Optimization*, pages 1–56, 2009.
- [47] L. Kouwenhoven and C. Marcus. Quantum dots. *Physics World*, pages 35–40, 1998.
- [48] L. Jacak, P. Hawrylak, and A. Wójs. *Quantum dots*. Springer, 1998.
- [49] A. T. Johnson, L. P. Kouwenhoven, W. de Jong, N. C. van der Vaart, C. J. P. M. Harmans, and C. T. Foxon. Zero-dimensional states and single electron charging in quantum dots. *Phys. Rev. Lett.*, 69(10) :1592–1595, Sep 1992.
- [50] M. Ciorga, AS Sachrajda, P. Hawrylak, C. Gould, P. Zawadzki, S. Jullian, Y. Feng, and Z. Wasilewski. Addition spectrum of a lateral dot from coulomb and spin-blockade spectroscopy. *Physical Review B*, 61(24) :16315–16318, 2000.
- [51] V. Cerletti, WA Coish, O. Gywat, and D. Loss. Recipes for spin-based quantum computing. *Nanotechnology*, 16 :R27, 2005.
- [52] R. Hanson, LP Kouwenhoven, JR Petta, S. Tarucha, and LMK Vandersypen. Spins in few-electron quantum dots. *Reviews of modern physics*, 79(4) :1217, 2007.
- [53] JM Elzerman, R. Hanson, JS Greidanus, L.H.W. Van Beveren, S. De Franceschi, LMK Vandersypen, S. Tarucha, and LP Kouwenhoven. Few-electron quantum dot circuit with integrated charge read out. *Physical Review B*, 67(16) :161308, 2003.
- [54] FHL Koppens, C. Buizert, K.J. Tielrooij, IT Vink, KC Nowack, T. Meunier, LP Kouwenhoven, and LMK Vandersypen. Driven coherent oscillations of a single electron spin in a quantum dot. *Nature*, 442(7104) :766–771, 2006.
- [55] J.J. Pla, K.Y. Tan, J.P. Dehollain, W.H. Lim, J.J.L. Morton, D.N. Jamieson, A.S. Dzurak, and A. Morello. A single-atom electron spin qubit in silicon. *Nature*, 489(7417) :541–545, 2012.
- [56] A.M. Tyryshkin, S. Tojo, J.J.L. Morton, H. Riemann, N.V. Abrosimov, P. Becker, H.J. Pohl, T. Schenkel, M.L.W. Thewalt, K.M. Itoh, et al. Electron spin coherence exceeding seconds in high-purity silicon. *Nature materials*, 2011.
- [57] J. Twamley and S. D. Barrett. Superconducting cavity bus for single nitrogen-vacancy defect centers in diamond. *Physical Review B*, 81(24) :1–4, June 2010.

- [58] PL Stanwix, LM Pham, JR Maze, D. Le Sage, TK Yeung, P. Cappellaro, PR Hemmer, A. Yacoby, MD Lukin, and RL Walsworth. Coherence of nitrogen-vacancy electronic spin ensembles in diamond. *Physical Review B*, 82(20) :201201, 2010.
- [59] I. Diniz, S. Portolan, R. Ferreira, J. M. Gérard, P. Bertet, and A. Auffèves. Strongly coupling a cavity to inhomogeneous ensembles of emitters : Potential for long-lived solid-state quantum memories. *Phys. Rev. A*, 84 :063810, Dec 2011.
- [60] TA Kennedy, JS Colton, JE Butler, RC Linares, and PJ Doering. Long coherence times at 300 k for nitrogen-vacancy center spins in diamond grown by chemical vapor deposition. *Applied physics letters*, 83 :4190, 2003.
- [61] G. Balasubramanian, P. Neumann, D. Twitchen, M. Markham, R. Kolesov, N. Mizuchi, J. Isoya, J. Achard, J. Beck, J. Tissler, et al. Ultralong spin coherence time in isotopically engineered diamond. *Nature materials*, 8(5) :383–387, 2009.
- [62] Y. Kubo, F. Ong, P. Bertet, D. Vion, V. Jacques, D. Zheng, a. Dréau, J.-F. Roch, a. Auffèves, F. Jelezko, J. Wrachtrup, M. Barthe, P. Bergonzo, and D. Esteve. Strong Coupling of a Spin Ensemble to a Superconducting Resonator. *Physical Review Letters*, 105(14) :1–4, September 2010.
- [63] D. Schuster, a. Sears, E. Ginossar, L. DiCarlo, L. Frunzio, J. Morton, H. Wu, G. Briggs, B. Buckley, D. Awschalom, and R. Schoelkopf. High-Cooperativity Coupling of Electron-Spin Ensembles to Superconducting Cavities. *Physical Review Letters*, 105(14) :1–4, September 2010.
- [64] X. Zhu, S. Saito, A. Kemp, K. Kakuyanagi, S. Karimoto, H. Nakano, W.J. Munro, Y. Tokura, M.S. Everitt, K. Nemoto, et al. Coherent coupling of a superconducting flux qubit to an electron spin ensemble in diamond. *Nature*, 478(7368) :221–224, 2011.
- [65] P. Bushev, D. Bothner, J. Nagel, M. Kemmler, K.B. Konovalenko, a. Lörincz, K. Ilin, M. Siegel, D. Koelle, R. Kleiner, and F. Schmidt-Kaler. Trapped electron coupled to superconducting devices. *The European Physical Journal D*, April 2011.
- [66] R. Amsüss, C. Koller, T. Nöbauer, S. Putz, S. Rotter, K. Sandner, S. Schneider, M. Schramböck, G. Steinhauser, H. Ritsch, et al. Cavity qed with magnetically coupled collective spin states. *Physical review letters*, 107(6) :60502, 2011.
- [67] Y. Kubo, C. Grezes, A. Dewes, T. Umeda, J. Isoya, H. Sumiya, N. Morishita, H. Abe, S. Onoda, T. Ohshima, et al. Hybrid quantum circuit with a superconducting qubit coupled to a spin ensemble. *Physical Review Letters*, 107(22) :220501, 2011.
- [68] M.U. Staudt, I.C. Hoi, P. Krantz, M. Sandberg, M. Simoen, P. Bushev, N. Sangouard, M. Afzelius, V.S. Shumeiko, G. Johansson, et al. Coupling of an erbium spin ensemble to a superconducting resonator. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 45(12) :124019, 2012.

- [69] Y. Kubo, I. Diniz, A. Dewes, V. Jacques, A. Dréau, J.F. Roch, A. Auffeves, D. Vion, D. Esteve, and P. Bertet. Storage and retrieval of a microwave field in a spin ensemble. *Physical Review A*, 85(1) :012333, 2012.
- [70] L. Meier, G. Salis, I. Shorubalko, E. Gini, S. Schon, and K. Ensslin. Measurement of rashba and dresselhaus spin-orbit magnetic fields. *Nature Physics*, 3(9) :650–654, 2007.
- [71] G. Dresselhaus. Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures. *Physical Review*, 100(2) :580–586, 1955.
- [72] Y.A. Bychkov and EI Rashba. Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers. *Journal of physics C : Solid state physics*, 17 :6039, 1984.
- [73] Vitaly N. Golovach, Massoud Borhani, and Daniel Loss. Electric-dipole-induced spin resonance in quantum dots. *Physical Review B*, 74(16) :1–10, October 2006.
- [74] Christian Flindt, Anders S. Sørensen, and Karsten Flensberg. Spin-Orbit Mediated Control of Spin Qubits. *Physical Review Letters*, 97(24) :1–4, December 2006.
- [75] E.I. Rashba. Theory of electric dipole spin resonance in quantum dots : Mean field theory with gaussian fluctuations and beyond. *Physical Review B*, 78(19) :195302, 2008.
- [76] J. Fischer, M. Trif, WA Coish, and D. Loss. Spin interactions, relaxation and decoherence in quantum dots. *Solid State Communications*, 149(35-36) :1443–1450, 2009.
- [77] M. Pioro-Ladrière, T. Obata, Y. Tokura, Y.S. Shin, T. Kubo, K. Yoshida, T. Taniguchi, and S. Tarucha. Electrically driven single-electron spin resonance in a slanting zeeman field. *Nature Physics*, 4 :776–779, 2008.
- [78] JR Petta, AC Johnson, JM Taylor, EA Laird, A. Yacoby, MD Lukin, CM Marcus, MP Hanson, and AC Gossard. Coherent manipulation of coupled electron spins in semiconductor quantum dots. *Science*, 309(5744) :2180–2184, 2005.
- [79] S Nadj-Perge, S M Frolov, E P a M Bakkers, and L P Kouwenhoven. Spin-orbit qubit in a semiconductor nanowire. *Nature*, 468(7327) :1084–7, December 2010.
- [80] X. Hu, Y. Liu, and F. Nori. Strong coupling of a spin qubit to a superconducting stripline cavity. *Physical Review B*, 86(3) :035314, 2012.
- [81] K C Nowack, F H L Koppens, Yu V Nazarov, and L M K Vandersypen. Coherent control of a single electron spin with electric fields. *Science (New York, N.Y.)*, 318(5855) :1430–3, November 2007.
- [82] Y. Tokura, W.G. Van Der Wiel, T. Obata, and S. Tarucha. Coherent single electron spin control in a slanting zeeman field. *Physical review letters*, 96(4) :47202, 2006.

- [83] M. Pioro-Ladriere, Y. Tokura, T. Obata, T. Kubo, and S. Tarucha. Micromagnets for coherent control of spin-charge qubit in lateral quantum dots. *Applied physics letters*, 90(2) :024105–024105, 2007.
- [84] BM Maune, MG Borselli, B. Huang, TD Ladd, PW Deelman, KS Holabird, AA Kiselev, I. Alvarado-Rodriguez, RS Ross, AE Schmitz, et al. Coherent singlet-triplet oscillations in a silicon-based double quantum dot. *Nature*, 481(7381) :344–347, 2012.
- [85] M.T. Bjork, C. Thelander, A.E. Hansen, L.E. Jensen, M.W. Larsson, L.R. Wallenberg, and L. Samuelson. Few-electron quantum dots in nanowires. *Nano letters*, 4(9) :1621–1625, 2004.
- [86] L. Samuelson, C. Thelander, MT Bjork, M. Borgstrom, K. Deppert, KA Dick, AE Hansen, T. Märtensson, N. Panev, AI Persson, et al. Semiconductor nanowires for 0d and 1d physics and applications. *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 25(2-3) :313–318, 2004.
- [87] C. Fasth, A. Fuhrer, M.T. Bjork, and L. Samuelson. Tunable double quantum dots in InAs nanowires defined by local gate electrodes. *Nano letters*, 5(7) :1487–1490, 2005.
- [88] J. Baugh, JS Fung, J. Mrazek, and RR LaPierre. Building a spin quantum bit register using semiconductor nanowires. *Nanotechnology*, 21(13) :134018, 2010.
- [89] Mircea Trif, Vitaly N. Golovach, and Daniel Loss. Spin dynamics in InAs nanowire quantum dots coupled to a transmission line. *Physical Review B*, 77(4) :1–14, January 2008.
- [90] IN Stranski and L. Krastanow. Sitzungsberichte d. akad. d. wissenschaften in wien, abt. *Ib*, 146 :797, 1937.
- [91] W. Sheng and P. Hawrylak. Spin polarization in self-assembled quantum dots. *Physical Review B*, 73(12) :125331, 2006.
- [92] Danny Kim, Weidong Sheng, Philip Poole, Dan Dalacu, Jacques Lefebvre, Jean Lapointe, Michael Reimer, Geoff Aers, and Robin Williams. Tuning the exciton g factor in single InAs/InP quantum dots. *Physical Review B*, 79(4) :1–6, January 2009.
- [93] T. Nakaoka, S. Tarucha, and Y. Arakawa. Electrical tuning of the g factor of single self-assembled quantum dots. *Physical Review B*, 76(4) :041301, 2007.
- [94] RS Deacon, Y. Kanai, S. Takahashi, A. Oiwa, K. Yoshida, K. Shibata, K. Hirakawa, Y. Tokura, and S. Tarucha. Electrically tuned g tensor in an InAs self-assembled quantum dot. *Physical Review B*, 84(4) :041302, 2011.
- [95] Y. Kanai, RS Deacon, S. Takahashi, A. Oiwa, K. Yoshida, K. Shibata, K. Hirakawa, Y. Tokura, and S. Tarucha. Electrically tuned spin-orbit interaction in an InAs self-assembled quantum dot. *Nature Nanotechnology*, 6(8) :511–516, 2011.

- [96] MP Nowak, B. Szafran, FM Peeters, B. Partoens, and WJ Pasek. Tuning of the spin-orbit interaction in a quantum dot by an in-plane magnetic field. *Physical Review B*, 83(24) :245324, 2011.
- [97] N.W. Ashcroft and N.D. Mermin. *Solid state physics*. Science : Physics. Saunders College, 1976.
- [98] C.R. Paul. *Electromagnetics for engineers : with applications to digital systems and electromagnetic interference*. John Wiley & Sons, 2004.
- [99] J. Bardeen, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer. Theory of superconductivity. *Physical Review*, 108(5) :1175, 1957.
- [100] S.A. Zhou. *Electrodynamics of Solids and Microwave Superconductivity*. Wiley Series in Microwave and Optical Engineering. Wiley, 1999.
- [101] F. London and H. London. The electromagnetic equations of the supraconductor. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A-Mathematical and Physical Sciences*, 149(866) :71–88, 1935.
- [102] AI Gubin, SA Vitusevich, M. Siegel, and N. Klein. Dependence of magnetic penetration depth on the thickness of superconducting nb thin films. *Physical Review B*, 72(6) :064503, 2005.
- [103] AB Pippard. An experimental and theoretical study of the relation between magnetic field and current in a superconductor. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 216(1127) :547–568, 1953.
- [104] M. Tinkham. *Introduction to Superconductivity*. Dover books on physics and chemistry. Dover, 1996.
- [105] A.A. Abrikosov. Magnetic properties of superconductors of the second group. *Sov. Phys.-JETP (Engl. Transl.) ; (United States)*, 5(6), 1957.
- [106] JE Healey, T. Lindstrom, MS Colclough, CM Muirhead, and A.Y. Tzalenchuk. Magnetic field tuning of coplanar waveguide resonators. *Applied Physics Letters*, 93 :043513, 2008.
- [107] L. Frunzio, a. Wallraff, D. Schuster, J. Majer, and R. Schoelkopf. Fabrication and Characterization of Superconducting Circuit QED Devices for Quantum Computation. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 15(2) :860–863, June 2005.
- [108] G Hammer, S Wuensch, M Roesch, K Ilin, E Crocoll, and M Siegel. Superconducting coplanar waveguide resonators for detector applications. *Superconductor Science and Technology*, 20(11) :S408–S412, November 2007.
- [109] R. Barends, J.J.a. Baselmans, J.N. Hovenier, J.R. Gao, S.J.C. Yates, T.M. Klapwijk, and H.F.C. Hoevers. Niobium and Tantalum High Q Resonators for Photon Detectors. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 17(2) :263–266, June 2007.

- [110] G Hammer, S Wuensch, K Ilin, and M Siegel. Ultra high quality factor resonators for kinetic inductance detectors. *Journal of Physics : Conference Series*, 97 :012044, February 2008.
- [111] M. Goppl, a. Fragner, M. Baur, R. Bianchetti, S. Filipp, J. M. Fink, P. J. Leek, G. Puebla, L. Steffen, and a. Wallraff. Coplanar waveguide resonators for circuit quantum electrodynamics. *Journal of Applied Physics*, 104(11) :113904, 2008.
- [112] G. Hammer, S. Wuensch, M. Roesch, K. Ilin, E. Crocoll, and M. Siegel. Coupling of Microwave Resonators to Feed Lines. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 19(3) :565–569, June 2009.
- [113] H. Wang, M. Hofheinz, J. Wenner, M. Ansmann, R.C. Bialczak, M. Lenander, E. Lucero, M. Neeley, A.D. O’Connell, D. Sank, M. Weides, A.N. Cleland, and J.M. Martinis. Improving the coherence time of superconducting coplanar resonators. *Applied Physics Letters*, 95 :233508, 2009.
- [114] R. Barends, N. Vercruyssen, A. Endo, PJ De Visser, T. Zijlstra, TM Klapwijk, P. Diener, SJC Yates, and JJA Baselmans. Minimal resonator loss for circuit quantum electrodynamics. *Applied Physics Letters*, 97(2) :023508–023508, 2010.
- [115] S. Wuensch, G. Benz, E. Crocoll, M. Fitsilis, M. Neuhaus, TA Scherer, and W. Jutzi. Normal and superconductor coplanar waveguides with 100 nm line width. *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, 11(1) :115–118, 2001.
- [116] S. Wuensch, TA Scherer, M. Neuhaus, W. Jutzi, T. Weimann, and J. Niemeyer. Measured quality factor and intermodulation product of cpw resonators on silicon substrates with 100 nm wide niobium lines at 17 ghz and 4.2 k. *Physica C : Superconductivity*, 372 :478–481, 2002.
- [117] W. Jutzi, S. Wuensch, E. Crocoll, M. Neuhaus, T.a. Scherer, T. Weimann, and J. Niemeyer. Microwave and DC properties of niobium coplanar waveguides with 50-nm linewidth on silicon substrates. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 13(2) :320–323, June 2003.
- [118] Kunihiro Inomata, Tsuyoshi Yamamoto, Michio Watanabe, Kazuaki Matsuba, and Jaw-Shen Tsai. Film-thickness dependence of 10 GHz Nb coplanar-waveguide resonators. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 27(5) :2286, 2009.
- [119] A. Palacios-Laloy, F. Nguyen, F. Mallet, P. Bertet, D. Vion, and D. Esteve. Tunable resonators for quantum circuits. *Journal of Low Temperature Physics*, 151(3) :1034–1042, 2008.
- [120] J. Gao, M. Daal, J.M. Martinis, A. Vayonakis, J. Zmuidzinas, B. Sadoulet, B.A. Mazin, P.K. Day, and H.G. Leduc. A semiempirical model for two-level system noise in superconducting microresonators. *Applied Physics Letters*, 92 :212504, 2008.

- [121] S. Kumar, J. Gao, J. Zmuidzinas, B.A. Mazin, H.G. LeDuc, and P.K. Day. Temperature dependence of the frequency and noise of superconducting coplanar waveguide resonators. *Applied Physics Letters*, 92 :123503, 2008.
- [122] M.S. Khalil, FC Wellstood, and K.D. Osborn. Loss dependence on geometry and applied power in superconducting coplanar resonators. *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, 21(3) :879–882, 2011.
- [123] P. Macha, SHW van der Ploeg, G. Oelsner, E. Ilichev, H.G. Meyer, S. Wunsch, and M. Siegel. Losses in coplanar waveguide resonators at millikelvin temperatures. *Applied Physics Letters*, 96(6) :062503–062503, 2010.
- [124] J. Wenner, R. Barends, RC Bialczak, Y. Chen, J. Kelly, E. Lucero, M. Mariantoni, A. Megrant, PJJ OMalley, D. Sank, et al. Surface loss simulations of superconducting coplanar waveguide resonators. *Applied Physics Letters*, 99(11) :113513–113513, 2011.
- [125] Benjamin A. Mazin. *Microwave Kinetic Inductance Detectors*. PhD thesis, California Institute of Technology, 2004.
- [126] AR Strnad, CF Hempstead, and YB Kim. Dissipative mechanism in type-II superconductors. *Physical Review Letters*, 13(26) :794–797, 1964.
- [127] J. Bardeen and MJ Stephen. Theory of the motion of vortices in superconductors. *Phys. Rev*, 140(4A) :1197–1207, 1965.
- [128] J.I. Gittleman and B. Rosenblum. The pinning potential and high-frequency studies of type-II superconductors. *Journal of Applied Physics*, 39(6) :2617–2621, 1968.
- [129] D. Janjušević, MS Grbić, M. Požek, A. Dulčić, D. Paar, B. Nebendahl, and T. Wagner. Microwave response of thin niobium films under perpendicular static magnetic fields. *Physical Review B*, 74(10) :104501, 2006.
- [130] M.W. Coffey and J.R. Clem. Unified theory of effects of vortex pinning and flux creep upon the rf surface impedance of type-II superconductors. *Physical review letters*, 67(3) :386–389, 1991.
- [131] E.H. Brandt. Penetration of magnetic ac fields into type-II superconductors. *Physical review letters*, 67(16) :2219–2222, 1991.
- [132] N. Pompeo and E. Silva. Reliable determination of vortex parameters from measurements of the microwave complex resistivity. *Physical Review B*, 78(9) :094503, 2008.
- [133] G. Stan, S.B. Field, and J.M. Martinis. Critical field for complete vortex expulsion from narrow superconducting strips. *Physical review letters*, 92(9) :97003, 2004.
- [134] C. Song, TW Heitmann, MP DeFeo, K. Yu, R. McDermott, M. Neeley, J.M. Martinis, and BLT Plourde. Microwave response of vortices in superconducting thin films of re and al. *Physical Review B*, 79(17) :174512, 2009.

- [135] D. Bothner, T. Gaber, M. Kemmler, D. Koelle, and R. Kleiner. Improving the performance of superconducting microwave resonators in magnetic fields. *Applied Physics Letters*, 98(10) :102504, 2011.
- [136] D. Bothner, T. Gaber, M. Kemmler, D. Koelle, R. Kleiner, S. Wunsch, and M. Siegel. Magnetic hysteresis effects in superconducting coplanar microwave resonators. *Physical Review B*, 86(1) :014517, 2012.
- [137] S.E. Graaf, AV Danilov, A. Adamyan, T. Bauch, and SE Kubatkin. Magnetic field resilient superconducting fractal resonators for coupling to free spins. *Journal of Applied Physics*, 112(12) :123905–123905, 2012.
- [138] R. Simons. *Coplanar waveguide circuits, components, and systems*. Wiley series in microwave and optical engineering. Wiley-Interscience, 2001.
- [139] K. Yoshida, K. Watanabe, T. Kisu, and K. Enpuku. Evaluation of magnetic penetration depth and surface resistance of superconducting thin films using coplanar waveguides. *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, 5(2) :1979–1982, 1995.
- [140] G Allison, a Oiwa, S Kumar, D DiVincenzo, M Ketchen, K Hirakawa, H Takayangi, and S Tarucha. A superconducting resonator designed for coupling to spin based qubits in quantum dots. *Journal of Physics : Conference Series*, 245 :012024, September 2010.
- [141] RL Williams, GC Aers, PJ Poole, J. Lefebvre, D. Chithrani, and B. Lamontagne. Controlling the self-assembly of inas/inp quantum dots. *Journal of crystal growth*, 223(3) :321–331, 2001.
- [142] B. Bonin. Materials for superconducting cavities. *CERN EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH-REPORTS-CERN*, pages 191–200, 1996.
- [143] J.M. Sage, V. Bolkhovsky, W.D. Oliver, B. Turek, and P.B. Welander. Study of loss in superconducting coplanar waveguide resonators. *Journal of Applied Physics*, 109(6) :063915–063915, 2011.
- [144] A.D. O’Connell, M. Ansmann, RC Bialczak, M. Hofheinz, N. Katz, E. Lucero, C. McKenney, M. Neeley, H. Wang, EM Weig, et al. Microwave dielectric loss at single photon energies and millikelvin temperatures. *Applied Physics Letters*, 92 :112903, 2008.
- [145] J. Krupka, D. Mouneyrac, J.G. Hartnett, and M.E. Tobar. Use of whispering-gallery modes and quasi- te_{0n} modes for broadband characterization of bulk gallium arsenide and gallium phosphide samples. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 56(5) :1201–1206, 2008.
- [146] T. Frey, PJ Leek, M. Beck, K. Ensslin, A. Wallraff, and T. Ihn. Characterization of a microwave frequency resonator via a nearby quantum dot. *Applied Physics Letters*, 98(26) :262105–262105, 2011.

- [147] TT Foxe, BD Hunt, C. Rogers, AW Kleinsasser, and RA Buhrman. Reactive ion etching of niobium. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 19(4) :1394–1397, 1981.
- [148] MJ de Boer, N. Brandenburg, RA Panhuyzen, and TM Klapwijk. Submicron patterning of nb using cf₃br and a single layer resist. *Microelectronic Engineering*, 13(1) :463–467, 1991.
- [149] BJ Curtis and H. Mantle. Reactive ion etching of niobium in sf₆/o₂ to produce sloped sidewall profiles. *Journal of vacuum science and technology. A. Vacuum, surfaces, and films*, 11(5) :2846–2848, 1993.
- [150] G. Benz, TA Scherer, M. Neuhaus, and W. Jutzi. Quality factor and intermodulation product of superconducting coplanar wave guides with slots in a dc magnetic field. *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, 9(2) :3046–3049, 1999.
- [151] A. Aspart and CZ Antoine. Study of the chemical behavior of hydrofluoric, nitric and sulfuric acids mixtures applied to niobium polishing. *Applied surface science*, 227(1) :17–29, 2004.
- [152] J. Wenner, M. Neeley, R.C. Bialczak, M. Lenander, E. Lucero, AD O’Connell, D. Sank, H. Wang, M. Weides, AN Cleland, et al. Wirebond crosstalk and cavity modes in large chip mounts for superconducting qubits. *Superconductor Science and Technology*, 24 :065001, 2011.
- [153] P.J. Petersan and S.M. Anlage. Measurement of resonant frequency and quality factor of microwave resonators : Comparison of methods. *Journal of applied physics*, 84(6) :3392–3402, 1998.
- [154] S.A. Wolf, J.J. Kennedy, and M. Nisenoff. Properties of superconducting rf sputtered ultrathin films of nb. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 13(1) :145–147, 1976.
- [155] JH Quateman. t_c suppression and critical fields in thin superconducting nb films. *Physical Review B*, 34(3) :1948, 1986.
- [156] J. Kodama, M. Itoh, and H. Hirai. Superconducting transition temperature versus thickness of nb film on various substrates. *Journal of Applied Physics*, 54 :4050, 1983.
- [157] MSM Minhaj, S. Meepagala, JT Chen, and LE Wenger. Thickness dependence on the superconducting properties of thin nb films. *Physical Review B*, 49(21) :15235, 1994.
- [158] W. DeSorbo. Effect of dissolved gases on some superconducting properties of niobium. *Physical Review*, 132(1) :107, 1963.
- [159] JR Rairden and CA Neugebauer. Critical temperature of niobium and tantalum films. *Proceedings of the IEEE*, 52(10) :1234–1238, 1964.

- [160] ES Rosenblum, SH Autler, and KH Gooen. The dependence of the upper critical field of niobium on temperature and resistivity. *Reviews of Modern Physics*, 36(1) :77, 1964.
- [161] CC Koch, JO Scarbrough, and DM Kroeger. Effects of interstitial oxygen on the superconductivity of niobium. *Physical Review B*, 9(3) :888, 1974.
- [162] SI Park and TH Geballe. Tc depression in thin nb films. *Physica B+C*, 135(1) :108–112, 1985.
- [163] J. Halbritter. On the oxidation and on the superconductivity of niobium. *Applied Physics A : Materials Science & Processing*, 43(1) :1–28, 1987.
- [164] A. DaccÀ , G. Gemme, L. Mattera, and R. Parodi. Xps analysis of the surface composition of niobium for superconducting rf cavities. *Applied surface science*, 126(3-4) :219–230, 1998.
- [165] C. Camerlingo, P. Scardi, C. Tosello, and R. Vaglio. Disorder effects in ion-implanted niobium thin films. *Physical Review B*, 31(5) :3121, 1985.
- [166] JJ Hauser and HC Theuerer. Superconducting tantalum films. *Reviews of Modern Physics*, 36(1) :80, 1964.
- [167] BB Goodman and G. Kuhn. Influence des défauts étendus sur les propriétés supraconductrices du niobium. *Journal de Physique*, 29(2-3) :240–252, 1968.
- [168] W. Chen, D.A. Bennett, V. Patel, and J.E. Lukens. Substrate and process dependent losses in superconducting thin film resonators. *Superconductor Science and Technology*, 21 :075013, 2008.
- [169] B.I. Shklovskii and Shklovskii. *Electronic properties of doped semiconductors*.
- [170] J. Halbritter. Transport in superconducting niobium films for radio frequency applications. *Journal of applied physics*, 97(8) :083904–083904, 2005.
- [171] SL Prischepa, D. Montemurro, C. Cirillo, C. Attanasio, M. Salvato, V. Merlo, AN Lykov, and A.Y. Tsvetkov. Thickness dependence of pinning mechanisms in granular nb thin films. *Superconductor Science and Technology*, 19 :1124, 2006.
- [172] E.J. Kramer. Scaling laws for flux pinning in hard superconductors. *Journal of applied physics*, 44(3) :1360–1370, 1973.
- [173] J.H. Oates, R.T. Shin, D.E. Oates, M.J. Tsuk, and P.P. Nguyen. A nonlinear transmission line model for superconducting stripline resonators. *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, 3(1) :17–22, 1993.
- [174] Yasunobu Nakamura, Hirotaka Terai, Kunihiro Inomata, Tsuyoshi Yamamoto, Wei Qiu, and Zhen Wang. Superconducting qubits consisting of epitaxially grown nbn/aln/nbn josephson junctions. *Applied Physics Letters*, 99(21) :212502–212502, 2011.

