



HAL
open science

Réseaux de SQUIDs à haute température critique pour applications dans le domaine des récepteurs hyperfréquences

Eliana Recoba Pawlowski

► **To cite this version:**

Eliana Recoba Pawlowski. Réseaux de SQUIDs à haute température critique pour applications dans le domaine des récepteurs hyperfréquences. Science des matériaux [cond-mat.mtrl-sci]. Université Paris Saclay (COmUE), 2019. Français. NNT : 2019SACLS121 . tel-02286225

HAL Id: tel-02286225

<https://theses.hal.science/tel-02286225>

Submitted on 13 Sep 2019

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

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

Réseaux de SQUIDs à haute température critique pour applications dans le domaine des récepteurs hyperfréquences

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay

Préparée à l'université Paris Sud

École doctorale n°564 Physique en Ile-de-France (PIF)
Spécialité de doctorat : Physique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 28/05/2019, par

Eliana Recoba Pawlowski

Composition du Jury :

Myriam Pannetier-Lecoecur Dr, CEA Saclay (SPEC/IRAMIS)	Présidente
Pierre Bernstein Prof, ENSICAEN (CRISMAT)	Rapporteur
Laurence Méchin Dr, ENSICAEN (GREYC)	Rapporteuse
Sophie Djordjevic Dr, LNE	Examinatrice
Pascal Febvre Maître de conférences Université Savoie Mont Blanc (IMEP-LAHC)	Examineur
Jérôme Lesueur Prof, ESPCI (LPEM)	Directeur de thèse
Frédéric Nguyen Van Dau Dr, Thales (UMPhy/TRT)	Co-Directeur de thèse

NNT : 2019SACLIS121

Thèse de doctorat

REMERCIEMENTS

On considère une thèse comme le travail d'une personne, mais en réalité il y a bien plus que cela derrière...

Je voudrais remercier toutes les personnes avec qui j'ai pu interagir, de près ou de loin pendant cette thèse. En commençant par le jury, merci aux rapporteurs Laurence Méchin et Pierre Bernstein, et aux examinateurs, Myriam Pannetier-Lecoecur, Sophie Djordjevic et Pascal Febvre, merci pour votre lecture attentive de mon mémoire. Je remercie mes encadrants, Jérôme Lesueur à l'ESPCI et Frédéric Nguyen Van Dau à Thales TRT. Jérôme, merci pour toutes ces discussions scientifiques passionnantes, il n'y a que ça de vrai ! Frédéric, merci d'avoir veillé à ce que ma thèse se passe dans d'excellentes conditions, ça a été un réel plaisir de travailler avec vous deux !

Je remercie également toute l'équipe supra, Julien Kermorvant pour m'avoir initiée aux SQIFs, j'ai apprécié travailler avec toi, Yves Lemaitre merci de ta patience avec moi en salle blanche, et toujours avec de l'humour ! Bruno Marcilhac, ton expertise RF m'a beaucoup rassurée quand je ne comprenais rien. Denis Crété merci d'avoir partagée ta sagesse. Juan Trastoy, on n'a pas beaucoup travaillé ensemble, mais j'ai quand même apprécié le temps qu'on a collaboré. Olivier D'Allivy Kelly, j'ai beaucoup apprécié de t'avoir vu comme collègue de bureau, les discussions de tout et de rien quand on n'avait pas envie de travailler, les batailles porte-fenêtre-lumière (☺), les problèmes de maths... et tu sais quoi, en ce moment 🎵🎵 il fait chuuuuu-auuuu-auuud ! 🎵🎵 J'ai apprécié aussi partager le bureau avec Carolina Cerqueira, Huong Dang (alliées porte-fenêtre-lumière) et Aimé Labbé aussi ! Courage pour la fin de ta thèse. Merci Florian Godel pour ta participation aux répétitions et pour le courrier !!! (Et au fait, trop tard, t'as rien vu †...). Je remercie l'équipe de l'ESPCI, Cheryl Feuillet-Palma et Nicolas Bergeal, on n'a pas énormément interagi pendant ma thèse mais ça devrait s'arranger maintenant ! François Couëdo, j'ai apprécié faire les maips RF avec toi, et de ne pas être la seule perplexe face aux données de mesure ! Merci Chrystian Ulysse, au C2N pour le travail de qualité que tu fais, on n'aurait pas des si beaux résultats sans toi ! Merci aussi à Yan Legall, au laboratoire Icube à Strasbourg, c'était sympa de se dépayser un peu pour aller faire des irradiations ioniques. Merci à Jean François Roch et Mayeul Chipaux de vous être intéressés à l'observation des courants dans les SQIFs, je suis sûre que le résultat ne sera pas décevant ! D'une manière générale je remercie les gens de Thales TRT et l'unité mixte de physique pour être ce qu'elle est, des gens très accueillants et qui créent un environnement de travail de rêve, je garde un excellent souvenir des 4 années passées avec vous, et surtout ne changez pas !

Je ne peux pas finir des remerciements sans parler des autres doctorants et de la dream team ! Samh Menshawy, Philippe Talatchian, Xavier Palermo, Mathieu Riou, c'était sympa d'avoir commencé cette aventure ensemble ! Mathieu, fidèle camarade de castagne ! Cette thèse n'aurait clairement pas été la même sans toi et toutes ces séances de boxe (officielles et non officielles) partagées ! En plus, je n'aurais peut-être pas connu le club de boxe de polytechnique, et surtout ses coaches que j'aime tant.

Et bien évidemment, je pense à tous mes proches, mes amis et la famille (ce qui revient au même) merci d'être là, je vous aime.

TABLE DES MATIÈRES

1 Introduction	6
2 Dispositifs Josephson	12
2.1 La supraconductivité	12
2.2 Jonctions Josephson	17
2.2.1 Effet Josephson AC et DC	17
2.2.2 Modèle RCSJ	19
2.2.3 Caractéristiques DC	21
2.2.4 Effet d'un champ magnétique	24
2.2.5 Influence des vortex dans les jonctions Josephson	26
2.2.6 Différentes technologies de jonction	28
2.3 Le SQUID	30
2.3.1 Le SQUID RF	30
2.3.2 Le SQUID DC	36
2.3.3 Le Bi-SQUID	45
2.4 Les réseaux de jonction	47
2.4.1 Réseaux de jonctions et réseaux de SQUID identiques	47
2.4.2 SQIF : Superconducting Quantum Interference Filters	50
3 Fabrication et caractérisation de jonctions irradiées	60
3.1 Circuits Josephson à base d'irradiation ionique	60
3.1.1 L'irradiation ionique	60
3.1.2 Procédé de fabrication	61
3.1.3 Caractéristiques électroniques des jonctions irradiées	64
3.2 Méthodes de mesure	67
3.2.1 Mesure des caractéristiques DC	67
3.2.2 Banc expérimental DC	71
3.2.3 Protocole de mesure	76
3.3 Conception des dispositifs	77

3.3.1 Méthodes de dessin.....	77
3.3.2 Etude d'inductances de boucle.....	81
3.4 Réalisation technologique de circuits.....	85
3.4.1 Contrôle de la géométrie des motifs après processus technologique.	85
3.4.2 Limite de résolution spatiale	90
4 Mesures SQIF RF	94
4.1 Détection de signaux RF avec un SQIF	94
4.1.1 Principe de détection.....	94
4.2 Méthodes expérimentales	97
4.2.1 Circuit SQIF	97
4.2.1 Montage expérimental	99
4.3 Mesures basse fréquence.....	102
4.3.1 Détection RF en champ proche	102
4.3.2 Détection RF en champ lointain.....	113
4.4 Mesures haute fréquence	117
4.4.1 Mesures RF avec une boucle dans la puce contenant le SQIF	117
4.4.2 Mesures RF avec une antenne au-dessus du SQIF	125
5 Mesures SQIF DC.....	128
5.1 SQIF série.....	129
5.1.1 Mise en série	129
5.1.2 SQIF série Vs série de SQUID identiques.....	139
5.1.3 Facteur de focalisation de réseaux série.	145
5.2 SQIF parallèle.....	152
5.2.1 Mise en parallèle.....	152
5.2.2 Distribution inhomogène de courant dans les réseaux parallèles	157
5.2.3 Facteur de focalisation de réseaux parallèles.....	164
5.2.4 Distributions de surfaces dans un réseau parallèle	169

5.3 SQIF 2D.....	173
5.3.1 Distribution inhomogène de courants dans les réseaux 2D	173
5.3.2 Comparaison de réseaux série, parallèle et 2D	176
5.3.3 Mise en 2D	179
5.3.2 Structures 2D Compactes Vs espacées.....	188
5.4 Réseaux de jonction d'épaisseurs différentes.	193
5.4.1 Configuration B	194
5.4.2 Configuration C	196
Conclusion	200
Perspectives	201
Bibliographie	202

1 INTRODUCTION

Le domaine des ondes hyperfréquences, aussi appelé domaine micro-onde, correspond à une bande de fréquence de 300 MHz à 300 GHz. Le domaine des radiofréquences est lui compris entre 9 kHz et 300 GHz. Comme les deux intervalles de fréquence se superposent, on parle souvent de radiofréquence ou micro-onde en désignant une même bande. Dans le cadre de cette thèse nous avons travaillé dans les deux domaines, mais on parlera souvent de radiofréquence pour faire allusion à la détection de signaux de fréquence allant de la centaine de kHz à la dizaine de GHz.

L'objectif de cette thèse est d'étudier la détection de signaux radiofréquence à 1 GHz avec un filtre à interférences quantiques qu'on appelle un SQIF (Superconducting Quantum Interference Filter). Ce type de capteur est un réseau de SQUIDS (Superconducting QUantum Interference Device). De petite taille, il est très sensible à la détection de champs magnétiques dans une large bande de fréquences et fonctionne à basse température (autour de 77 K). Dans le domaine du biomagnétisme les SQUIDS sont utilisés depuis très longtemps grâce à leur sensibilité (Clarke, Lee, & Schneiderman, 2018). Les avancées en termes de cryogénie permettent de travailler avec des systèmes de refroidissement de taille compacte, pouvant s'intégrer dans des environnements contraints. L'objectif de détection jusqu'à 1 GHz cherche à combler un manque de détecteur large bande dans cette gamme de fréquence, mais dans ce travail nous n'avons pas considéré un cas d'emploi particulier.

Une onde électromagnétique est composée d'un champ électrique E perpendiculaire à un champ magnétique B . Lors de la propagation, les deux composantes oscillent à la même fréquence. Le vecteur de Poynting $\vec{\Pi}$ de l'onde définit son sens de propagation ainsi que le flux de puissance de propagation. L'orientation du vecteur champ électrique définit la polarisation de l'onde.

$$\vec{\Pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \quad (1)$$

Un radar (RAdio Detection And Ranging) est un dispositif qui détecte une onde, lorsque celle-ci arrive directement au détecteur, ou par réflexion d'une onde émise. Dans le premier cas il s'agit d'un radar passif. Dans le deuxième cas, c'est un radar actif, il est lui-même l'émetteur d'une onde qui va se réfléchir sur un objet cible dont on veut mesurer la position et/ou la vitesse de déplacement.

Pour remplir les fonctions de détection, un radar est composé d'un émetteur, un récepteur, d'une antenne pour focaliser le signal émis ou reçu, et d'un système de traitement permettant de traiter les informations recueillies. Parmi les différents types de technologies on distingue les radars Ultra Large Bande (ULB). Dans cette catégorie entrent tous les détecteurs dont la bande passante est supérieure à 25 % de la fréquence centrale (Lalande & Andrieu, 2013). L'espace de détection d'un radar s'appelle le volume de détection (Darricau, 2012).

Une antenne classique détecte la composante électrique d'une onde. Elle a un diagramme de rayonnement qui indique comment est répartie l'énergie émise ou reçue dans l'espace.

Ce diagramme est composé d'un lobe principal et de lobes secondaires. L'émission et la détection se font avec un maximum d'énergie au lobe principal, et l'énergie décroît dans les lobes secondaires. Quelle que soit la forme et la longueur d'une antenne, on peut la décomposer en une somme de dipôles élémentaires de Hertz (Begaud, 2018) de longueur correspondante L . Chaque antenne possède une ouverture en degrés à mi-puissance θ qui est proportionnelle à la longueur d'onde émise ou détectée λ et la longueur L de l'antenne (Darricau, 2012) :

$$\theta \sim 65 \cdot \frac{\lambda}{L} \quad (2)$$

Le lobe principal du diagramme de rayonnement est défini par $\pm \frac{\theta}{2}$. Plus l'angle θ est petit plus l'antenne sera directive. En combinant la directivité de l'antenne à l'émission d'une onde électromagnétique, un radar est capable de situer dans l'espace un objet.

La détection d'un radar est limitée par la puissance des signaux qui se propagent dans l'air et par le bruit du dispositif (Darricau, 1996) ; s'il est plus fort que le signal à détecter, le radar est inefficace. Dans un circuit la principale source de bruit est celle d'une résistance R . On calcule la tension efficace de bruit dans une bande de fréquence Δf selon l'expression suivante :

$$V_b = \sqrt{4Rk_B T \Delta f} \quad (3)$$

Dans cette expression T est la température et k_B est la constante de Boltzmann. La puissance de bruit est le carré de la tension efficace de bruit divisée par $4R$, et la densité spectrale de puissance est la puissance que divise une bande de fréquence. Dans le langage radar on parle souvent de densité spectrale de puissance, et d'une manière générale on peut caractériser le bruit (thermique ou autre) par la température de bruit thermique qui n'est pas une température physique. Pour une puissance P dans une bande de fréquence Δf la température de bruit T_b a pour expression :

$$T_b = \frac{P}{k_B \Delta f} \quad (4)$$

La puissance s'exprime en Watt et la fréquence s'exprime en Hertz. 1 Hz est l'inverse d'une seconde s et les Joules J s'expriment en Watt par seconde. Ainsi la relation (4) s'exprime en unité de température Kelvin. C'est la raison pour laquelle on parle de température de bruit. La densité spectrale de puissance de bruit s'écrit

$$S_{bruit} = \frac{k_B T_b}{2} \quad (5)$$

Une antenne classique détecte le champ électrique, et se sert de résonnances pour améliorer le niveau de sensibilité. De cette manière la bande passante disponible est sacrifiée au profit de la sensibilité. D'autre part, comme nous l'indique la relation (2) la taille de l'antenne dépend de la longueur d'onde, de la directivité et de la précision qu'on souhaite obtenir. Ceci rajoute une contrainte supplémentaire dans le système qu'on souhaite concevoir.

Pour donner des exemples, 1 kHz correspond à 300 km de longueur d'onde et 1 GHz correspond à 30 cm. Si l'on souhaite une antenne très directive et avec un bon pouvoir séparateur, alors il faut que la longueur L soit très supérieure à la longueur d'onde λ . Les antennes destinées à la détection de signaux basse fréquences sont par conséquent de grande taille.

Dans la décomposition des bandes de fréquence, la bande Haute Fréquence (HF) se situe entre 3 et 30 MHz. Cette bande est utilisée pour les radars côtiers par exemple (Guiguet, 2003). Les antennes ont des tailles allant de 10 à 100 m. La compacité n'est pas une propriété que l'on peut retrouver avec une antenne classique. Plus la fréquence augmente plus la taille de l'antenne décroît. La bande Ultra High Frequency (UHF) s'étend de 300 MHz à 1 GHz, elle est utilisée par les radars longue portée comme ceux utilisés pour la détection de missiles balistiques.

En comparaison aux antennes classiques les SQIFs peuvent être des sérieux concurrents. Ils détectent la composante magnétique d'une onde et n'ont pas besoin de circuits résonnants pour avoir une bonne sensibilité. Leur limitation fréquentielle est celle des jonctions Josephson (de l'ordre quelques centaines de GHz pour des jonctions irradiées) ce qui permet d'en faire des détecteurs large bande, et qui est intéressant pour les radars ULB. Les SQIFs offrent la possibilité de combiner petite taille, sensibilité et large bande au même temps. Les systèmes cryogéniques étant de plus en plus compacts, ils permettent d'envisager ces détecteurs dans une large gamme d'applications. La Figure 1 illustre schématiquement le positionnement des antennes classiques en comparaison avec les SQIFs. Une antenne classique ne permet pas de combiner petite taille large bande et sensibilité à la fois. On peut avoir une antenne de petite taille uniquement pour des hautes fréquences et augmenter la sensibilité en réduisant la bande de fréquence de fonctionnement. Les SQIFs n'ont pas cette limitation, pour une puce de surface l'ordre du cm^2 on peut fonctionner sur une large bande de fréquence, du kHz au GHz par exemple. D'autre part la sensibilité des dispositifs à jonctions Josephson offre des perspectives intéressantes.

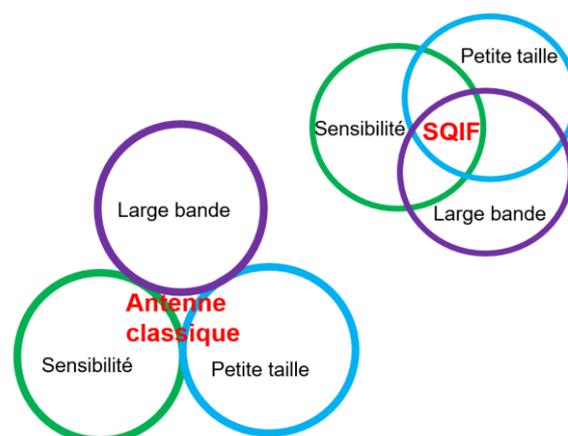


Figure 1 : Positionnement de la technologie SQIF dans la problématique des antennes.

Les SQUIDS sont les éléments de base d'un SQIF, ils ont des niveaux de bruit très bas. On trouve dans la littérature des SQUID avec des températures de bruit de l'ordre de 1 à 2 K (Mück, Welzel, & Clarke, 2003), (Georgy V. Prokopenko, Shitov, Lapitskaya, Koshelets, &

Mygind, 2003), et des SQIF (Shadrin, Constantinian, & Ovsyannikov, 2007) faits en oxyde supraconducteur (haute température critique) pour lesquels le bruit dominant est d'origine magnétique, et celui des jonctions Josephson est inférieur à 10 K. Avec des tels niveaux de bas bruit, les dispositifs à base de jonctions Josephson sont d'autant plus intéressants dans les technologies radar.

Pour donner une idée d'applications possibles dans la détection des signaux hyperfréquences, le Tableau 1 liste quelques exemples dans des domaines différents où l'utilisation des SQIF pourrait apporter un avantage. Par exemple en radio astronomie, des bandes de fréquence sont dédiées à l'observation d'étoiles par l'Union Internationale des Télécommunications (ITU en anglais). La bande entre 37.5 et 38.25 MHz est dédiée à l'observation de Jupiter, cela équivaut à une longueur d'onde d'environ 8 m. Le Réseau Décamétrique de Nançay (RDN) est un parc de 144 antennes de 9 mètres de haut et 5 m de diamètre réparties sur une surface de 7000 m² (<https://www.obs-nancay.fr>). Ce réseau permet de détecter des fréquences comprises entre 10 et 100 MHz. Bien que les SQIF en tant que détecteurs radiofréquence soient encore loin d'être une technologie mature, l'exemple de ce réseau décamétrique nous montre qu'un gain conséquent dans la taille et le coût des instruments pourrait être accompli.

Le projet qui vise à réaliser le plus grand télescope au monde, Square Kilometre Array (SKA <https://www.skatelescope.org>) pourrait bénéficier de la technologie SQIF. Il est prévu que l'instrument opère à des fréquences entre 0.3 et 30 GHz.

Dans le domaine de la Résonance Magnétique Nucléaire (RMN) un projet nommé Super-QIF dont les protagonistes sont le Centre de Résonance Magnétique de Systèmes Biologiques (CRMSB), Thales et le Laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN), vise à introduire des SQIFs pour faire des systèmes d'imagerie peu coûteux, et en environnement ouvert. Les systèmes d'imagerie RMN classiques sont coûteux à cause des aimants de très grande taille utilisés pour avoir la sensibilité nécessaire à l'imagerie. Ils sont aussi source d'inconfort pour les patients. La qualité de l'imagerie dépend de la capacité à détecter des faibles signaux radiofréquence émanant du patient. Les systèmes RMN utilisent des aimants produisant de forts champs magnétiques (1.5 à 3 T) pour atteindre la sensibilité requise. Le problème est que des tels aimants sont très coûteux à la fabrication et à l'entretien, ce qui rend ces systèmes médicaux peu accessibles. D'autre part la configuration des aimants fait que le patient doit être introduit dans un espace confiné. Ceci peut être source d'inconfort et même d'incompatibilité pour certains patients ne pouvant pas rentrer dans le dispositif. D'autre part des aimants d'une telle force interdisent l'utilisation de ces systèmes d'imagerie à tout patient ayant des implants métalliques. L'utilisation d'aimants moins imposants et restrictifs nécessite une alternative de détection avec une bonne sensibilité à laquelle les SQIFs peuvent répondre. De cette façon on peut envisager des systèmes d'imagerie RMN, plus accessibles en termes de coût et d'ergonomie.

Tableau 1 : Exemples de domaines d'application de détection hyperfréquence.

Fréquence	Application	Domaine
8 Hz-40 Hz	Ondes électromagnétiques du cerveau	Bio magnétisme
100 Hz- 10kHz	Exploration des sols par susceptibilité magnétique.	Géo magnétisme
37.5 kHz	Signal émis par une boite noire en avionique	Radio communication
37.5 MHz – 38.25 MHz	Bande dédiée à l'observation de Jupiter	Radio astronomie
42.57 MHz	Fréquence de Larmor de l'oxygène	RMN : Métrologie/ domaine médical
54.228 MHz	Fréquence de Larmor de l'hydrogène	RMN : Métrologie/ domaine médical
73 MHz – 74.6 MHz	Bande dédiée à l'observation du soleil	Radio astronomie
406 MHz 406.1 MHz	Signal émis par des Radiobalises de Localisation de Sinistres (RLS)	Radio communication
1 GHz	Radars longue portée	Militaire

La gamme d'applications possibles est très étendue. Pour chaque application, il est nécessaire de définir un cahier de charges selon les besoins, duquel dépendra le dimensionnement des détecteurs. Dans ce travail nous étudions les SQIF en tant que détecteurs compacts sensibles et large bande, qui peuvent répondre à plusieurs cahiers de charges au même temps, sans choisir un cas particulier.

Pendant cette thèse deux travaux ont été menés en parallèle, d'un côté la détection de signaux radiofréquences, et d'un autre l'optimisation de caractéristiques DC des SQIFs. Ce dernier point a permis de définir le profil de capteur qu'il faudrait concevoir pour obtenir des bonnes performances de détection. Comme c'est un résultat que nous avons obtenu à la fin de la thèse, les mesures radiofréquences ont été faites avec des circuits pas optimisés, mais qui ont permis de montrer les possibilités des SQIFs.

Ce manuscrit se divise en 4 chapitres. Au chapitre 2 nous détaillerons les éléments théoriques qui permettent de comprendre le fonctionnement d'un SQIF, depuis les bases de la supraconductivité et l'effet Josephson jusqu'au fonctionnement de circuits à base de jonctions Josephson. Il sera défini ici quels sont les paramètres d'importance dans les caractéristiques DC d'un SQIF, que nous utiliserons pour concevoir un masque de lithographie dédié à l'étude de l'optimisation des caractéristiques DC.

Nous nous focaliserons ensuite dans le chapitre 3 sur les techniques de fabrication de jonctions irradiées, et nous décrirons les techniques de mesures expérimentales utilisées. Un banc de mesure a spécialement été conçu pour ce travail, et a été optimisé pour faire une grande quantité de mesures dans un court laps de temps. Nous verrons dans ce chapitre plus en détail le contenu du masque de lithographie qui a servi à fabriquer des circuits, ainsi que les méthodes de conception du masque et des réalisations technologiques. Certaines réalisations ayant montré des problématiques liées au processus

de fabrication, nous nous sommes penchés sur le contrôle des géométries de circuit et avons estimé les limites de résolution.

Des résultats de mesures de détection de signaux radiofréquence seront présentés au chapitre 4, où nous avons exploré des fréquences allant de la centaine de kHz jusqu'à 5 GHz. Pour obtenir ces résultats nous avons utilisé un seul type de circuit ; un SQIF série. Une première séquence de mesures a été effectuée en début de thèse, qui a mené à une publication scientifique (Recoba Pawlowski et al., 2018). Des limitations expérimentales nous n'ont pas permis de détecter de signaux au-delà de la centaine de MHz. Nous avons repris les mesures avec un montage expérimental mieux adapté, et nous avons pu réaliser la détection de signaux à 5 GHz, et 10 GHz via la deuxième harmonique du signal incident. Ceci nous a permis de montrer qu'il est possible de détecter des signaux jusqu'à 1 GHz et au-delà, ce qui était l'objectif principal de ce travail et qui a mené à une deuxième publication (Couëdo, Recoba Pawlowski et al., 2019).

Le chapitre 5 est dédié aux mesures expérimentales des caractéristiques DC. Une étude bibliographique a permis de concevoir le masque de lithographie qui a été utilisé pour ces circuits. Trois fabrications technologiques ont été effectuées, mais seulement l'une d'elles a pu être exploitée, à cause de problèmes de fabrication rencontrés ainsi qu'à des pannes des équipements. Finalement, avec le temps imparti de la durée de la thèse, raccourci par les pannes et problèmes de fabrication, beaucoup de mesures ont été effectuées, bien que tous les circuits n'aient pas pu être mesurés. Les données expérimentales obtenues ont été suffisantes pour dessiner un portrait du type de SQIF qu'il faudrait utiliser pour faire une bonne détection radiofréquence.

2 DISPOSITIFS JOSEPHSON

Ce chapitre a pour objectif d'introduire les notions essentielles qui permettent d'aborder le sujet de cette thèse. Dans un premier temps seront abordées les bases de la supraconductivité. Nous décrirons ensuite la jonction Josephson puis divers dispositifs constitués de jonctions Josephson, parmi lesquels les SQUIDS et les réseaux de jonctions.

2.1 LA SUPRACONDUCTIVITÉ

La supraconductivité est un phénomène physique découvert en 1911 par le physicien Heike Kamerlingh Onnes et son équipe, découverte qui sera récompensée d'un prix Nobel en 1913. La supraconductivité se manifeste dans certains types de matériaux par la perte de résistance électrique lorsque ceux-ci sont refroidis en dessous d'une certaine température dite « critique » T_c . En conséquence, les courants qui circulent dans un matériau à l'état supraconducteur ne dissipent pas d'énergie tant que la densité de courant ne dépasse pas une certaine valeur critique J_c .

Dans tout matériau conducteur l'inductance est composée d'un terme géométrique et d'un terme cinétique. Le premier terme est dû au phénomène d'induction électromagnétique. Le deuxième est dû à l'inertie des porteurs de charge dans le transport de courant électrique. Pour un conducteur ordinaire, l'inductance cinétique est négligeable devant l'inductance géométrique, car les porteurs de charge sont rapidement freinés par les collisions qui sont à l'origine de l'effet Joule. Un supraconducteur ne dissipe pas d'énergie, et l'inductance cinétique n'est plus négligeable.

En 1933, Walther Meissner mit en évidence le phénomène portant son nom qui consiste en l'expulsion du champ magnétique du volume d'un matériau dans son état supraconducteur. Robert Ochsenfeld proposa une expérience permettant de vérifier ce comportement. Considérons un conducteur parfait qui possède une transition en température T_c , en dessous de laquelle il transite d'un état normal à un état de conduction parfaite. Supposons qu'on le refroidisse au-dessous de T_c , et qu'on lui applique un champ magnétique extérieur. La loi de Lenz stipule qu'il va s'opposer à la variation de flux correspondante, et générer des courants d'écrantage qui vont assurer que l'induction magnétique restera nulle dans le volume du matériau. Un supraconducteur, qui a une conductance infinie se comporte ainsi. Prenons le conducteur parfait, appliquons-lui un champ magnétique, et refroidissons-le ensuite en dessous de T_c . Le même argument que précédemment (pas de changement d'induction) conduira à une situation où le champ magnétique continuera de pénétrer le matériau, sans génération de courants induits. La situation est cependant différente pour un supraconducteur. Refroidi en champ magnétique sous T_c , il va générer des courants de façon à annuler l'induction dans le volume du matériau, et donc expulser les lignes de champ. Cette propriété ne découle pas de la conduction parfaite. Cela montre que l'effet Meissner n'est pas une conséquence de la propriété de conduction parfaite, mais une caractéristique supplémentaire de l'état supraconducteur.

En 1935 les frères London proposent une explication du comportement électromagnétique des supraconducteurs. Les solutions usuelles des équations de Maxwell ne permettent pas d'expliquer l'état de résistance nulle ni l'effet Meissner. Ils proposent alors deux équations, qui sont en fait des solutions particulières des équations de Maxwell. La première équation est celle qui relie la densité de courant des électrons supraconducteurs j_s au champ électrique E . En effet, selon le modèle à deux fluides proposé par Cornelis Gorter et Hendrik Casimir, tous les électrons sont dans l'état supraconducteur à température nulle, mais à température non nulle, certains électrons sont à l'état normal. La densité d'électrons dans un supraconducteur à température non nulle est :

$$n = n_s + n_n \quad (6)$$

Ici n_s est la densité d'électrons supraconducteurs et n_n celle d'électrons à l'état normal. La première équation de London, a pour expression :

$$\frac{\partial j}{\partial t} = \frac{n_s e^{*2}}{m^*} E \quad (7)$$

Dans cette équation e^* est la charge des électrons supraconducteurs (en fait $e^* = 2e$), et m^* leur masse ($m^* = 2m_e$). Cette équation est analogue à la formule de Drude $j = \sigma E$ d'un conducteur ordinaire, où σ est sa conductance.

La deuxième équation London est la suivante :

$$\text{rot } j = -\frac{n_s e^{*2}}{m^*} B \quad (8)$$

En la combinant avec les équations de Maxwell, on obtient

$$\Delta B - \mu_0 \frac{n_s e^{*2}}{m^*} B = 0 \quad (9)$$

où μ_0 est la perméabilité du vide. On peut réécrire cette équation en fonction du paramètre λ_L qui a les dimensions d'une longueur, et qui est l'analogue de la profondeur de peau :

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}} \quad (10)$$

La deuxième équation de London s'écrit alors :

$$\Delta B - \frac{1}{\lambda_L^2} B = 0 \quad (11)$$

A une dimension, la solution est $B = B_0 \exp(-x/\lambda_L)$ pour un champ extérieur homogène B_0 appliqué selon l'axe z d'un supraconducteur supposé infiniment long dans cette direction. λ_L apparaît donc comme la « longueur de pénétration » du champ magnétique, d'où son nom « longueur de pénétration de London ».

La densité de courant des électrons supraconducteurs j_s obéit à la même équation :

$$\Delta j - \frac{1}{\lambda_L^2} j = 0 \quad (12)$$

Cela montre que les courants circulent à la périphérie des supraconducteurs, sur une épaisseur typique de λ_L .

La dépendance en température de la longueur de London suit la loi expérimentale suivante :

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{\left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^\alpha\right]}} \quad (13)$$

Ici α est une constante qui dépend du matériau supraconducteur, pour l'YBCO $\alpha = 2$

On peut montrer que l'inductance cinétique d'un supraconducteur dépend de la longueur de London. Pour un film supraconducteur d'épaisseur t , de largeur w , et de longueur l , l'inductance cinétique a pour expression :

$$L_c = \frac{l\mu_0\lambda_L^2}{wt} \quad (14)$$

En électromagnétisme, pour résoudre des équations on utilise des jauges adaptées au problème. Pour un potentiel vecteur A , la jauge de London consiste à fixer $div A = 0$ et $n \cdot A = 0$. Avec n un vecteur normal à une surface. Alors A obéit à la même équation que B et j .

$$\Delta A - \frac{1}{\lambda_L^2} A = 0 \quad (15)$$

En 1957, les physiciens John Bardeen, Léon Cooper et Robert Schrieffer formulent la théorie microscopique BCS, basée sur la condensation quantique de paires d'électrons. Ils obtiennent le prix Nobel de Physique en 1972. Ces paires d'électrons seront nommées les paires de Cooper, leur masse et leur charge q^* sont deux fois la masse et la charge d'un électron. La vitesse v de cette nouvelle particule formée d'une paire d'électrons est prise au centre de gravité des deux électrons. On définit la longueur de cohérence ξ comme étant la distance qui sépare deux électrons dans une paire de Cooper.

La théorie BCS permet de décrire en détail les phénomènes physiques liés à la supraconductivité. Deux électrons d'une paire de Cooper sont couplés par les vibrations de réseau ; les phonons. On montre que le couplage est maximal lorsque les électrons ont des moments et spins opposés. De l'association de paires d'électrons de spins opposés on obtient des particules à un même état quantique correspondant à l'état de plus basse énergie. On parle alors de condensat et on peut le décrire par une unique fonction d'onde représentée par l'équation :

$$\Psi(r) = \rho e^{-i\varphi(r)} \quad (16)$$

Dans cette équation $\rho = \sqrt{\frac{n_s}{2}}$, φ est la phase commune aux électrons et r une variable de position.

En présence d'un potentiel A , l'impulsion d'une paire de Cooper est :

$$p = m^*v + q^*A \quad (17)$$

Une variation de phase $\delta\varphi$ est égale à la circulation du vecteur d'onde $k = \frac{p}{\hbar}$ et le courant superfluide peut se calculer à l'aide du courant de probabilité d'une particule en

mécanique quantique. On peut donc montrer que la phase, la densité de courant superfluide j_s et le potentiel vecteur A sont liés par la relation suivante :

$$j_s = \frac{q^*}{m^*} \Psi^2 (\hbar \delta \varphi - e^* A) \quad (18)$$

Si on intègre sur un contour fermé on obtient :

$$\frac{m_p}{n_p q_p^2} \oint j \cdot dl + \iint B \cdot dS = k \frac{h}{2e} \quad (19)$$

Si le contour pour calculer la circulation du vecteur d'onde est fermé, alors la phase est multiple de 2π . Pour un supraconducteur simplement connexe, le circuit fermé peut être ramené à un point. Dans ce cas la variation de phase est nulle et la phase est unique. Si le supraconducteur n'est pas simplement connexe, et si le contour fermé ne passe pas par une zone où le supercourant est nul, alors le premier terme de l'équation (19) est nul et la phase est quantifiée et multiple de $\phi_0 = \frac{h}{2e}$. On appelle cette dernière expression un quantum de flux. La quantification du flux, d'abord prédite par F. London en 1948 a été expérimentalement observée en 1961 par B.S Deaver et W.M Fairbank puis par R. Doll et M. Nabauer la même année.

Rapidement après la découverte de la supraconductivité, on a découvert qu'en présence d'un champ magnétique suffisamment intense, appelé champ critique B_c , le matériau supraconducteur retournait à l'état normal. Plus précisément, deux comportements différents ont été observés. Dans les supraconducteurs dits « de type I », l'état supraconducteur disparaît complètement au-delà de B_c . Dans les matériaux dits « de type II », un premier champ critique B_{c1} correspond à une pénétration partielle du champ magnétique dans le matériau, tandis qu'un second champ critique B_{c2} signe la transition complète vers l'état normal. Ginzburg a montré que la distinction entre « type I » et « type II » est reliée à un paramètre « dit de Ginzburg » :

$$\kappa = \frac{\lambda_L}{\xi} \quad (20)$$

Si $\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$ le matériau est de type I. Dans le cas contraire, il est de type II.

En 1957, au même temps que la théorie BCS était formulée, A.A Abrikosov propose la notion de vortex, qui permet d'expliquer ces phénomènes. Conjointement aux travaux d'Abrikosov, les travaux de V.Ginzburg sur les supraconducteurs de type II furent récompensés d'un prix Nobel en 2003.

Lorsque le supraconducteur est de type II, pour $B < B_{c1}$, le matériau est en régime Meissner : tout champ magnétique est expulsé du matériau par le biais des courants d'écrantage générés. Pour $B > B_{c2}$, le matériau passe de l'état supraconducteur à l'état normal. Pour $B_{c1} < B < B_{c2}$, le matériau reste à l'état supraconducteur, mais le champ magnétique peut localement pénétrer sous forme de filaments, les vortex : c'est la phase dite de Shubnikov.

La définition d'un vortex est un tube de flux magnétique de rayon la longueur de cohérence ξ , à l'intérieur duquel les porteurs de charge sont des électrons célibataires. Autour du tube circulent des courants d'écrantage empêchant le champ magnétique de pénétrer le reste du matériau sur la distance λ_L . Pour les matériaux de type I, B_c est atteint

avant que des vortex puissent pénétrer le matériau. Pour des matériaux de type II, des vortex pénètrent le matériau dans la phase de Shubnikov, et ils deviennent stables à partir du champ

$$B_{c1} = \frac{B_c}{\kappa} \quad (21)$$

Avec

$$B_c = \frac{\phi_0}{2\pi\sqrt{2}\mu_0\lambda_L\xi} \quad (22)$$

La valeur du champ magnétique au centre du vortex est donnée par la relation

$$B_{centre} = \frac{\phi_0}{2\pi\lambda_L^2} \quad (23)$$

Le centre du vortex étant normal, on peut appliquer la règle de quantification du flux décrite ci-dessus. On montre ainsi que chaque vortex porte un quantum de flux ϕ_0 . Ainsi, le champ pénètre dans le volume d'un supraconducteur par quanta.

Lorsqu'un supraconducteur de surface S est plongé dans un champ magnétique B , tel que $B_{c1} < B < B_{c2}$, des vortex pénètrent le matériau. Du fait de la répulsion entre vortex, ceux-ci vont se distribuer de la façon la plus uniforme possible et former un réseau.

Lorsqu'on fait passer un courant dans un supraconducteur dans la phase de Shubnikov, les électrons normaux au cœur des vortex subissent une force de Lorentz. Les vortex se mettent en mouvement sous l'effet de cette force. Ce mouvement induit un champ électrique qui sera à l'origine de dissipation : c'est le phénomène dit d'écoulement de vortex ou « flux flow ». Certains défauts métallurgiques peuvent piéger les vortex, et donc limiter la dissipation. Une métallurgie adaptée permet d'augmenter le courant critique correspondant au dépiégeage des vortex et à l'apparition de dissipation dans un matériau supraconducteur.

En 1962, Brian Josephson prédit que des paires de Cooper peuvent traverser par effet tunnel une mince couche d'isolant séparant deux réservoirs supraconducteurs. C'est le gradient de phase entre les deux supraconducteurs qui est à l'origine du courant, et non une différence de potentiel, comme dans les conducteurs ordinaires. Ce phénomène fut découvert expérimentalement l'année suivante par Rowell. Josephson reçut le prix Nobel en 1973 avec Ivar Giaever qui avait mesuré l'énergie de liaison des paires de Cooper grâce à la spectroscopie tunnel. L'effet Josephson est à l'origine du fonctionnement des SQUIDS (Superconducting Quantum Interference Devices), qui sont la base des dispositifs que nous avons étudiés.

Pendant longtemps, la supraconductivité des métaux purs ou des alliages fut cantonnée aux très basses températures. En effet, les températures de transition de ces matériaux étaient inférieures à une vingtaine de Kelvins, et des systèmes de réfrigération à base d'Helium liquide (4K) étaient nécessaires. En 1986 Alex Müller et Georg Bednorz élaborent un oxyde supraconducteur, le $Ba_xLa_{1-x}CuO_4$, dont la transition était aux alentours de 30 K. Ils seront aussi récompensés par un prix Nobel, en 1987. C'est la découverte d'une nouvelle famille de matériaux, nommés les cuprates, en référence aux plans CuO_2 de leur structure cristalline. En 1987 Paul Chu découvre le composé $YBa_2Cu_3O_7$ dont la température de transition est de 93 K., supérieure à la température de l'azote liquide (77 K).

D'autres cuprates ont des T_c encore plus élevées, jusqu'à 165 K sous pression. Depuis, de nombreuses autres familles de supraconducteurs ont été découvertes, avec des températures critiques très élevées. Des travaux plus récents montrent qu'il est possible de remonter la température critique de certains matériaux supraconducteurs (Wang et al., 2012). Des transitions à 100 K ont été publiées pour une monocouche de Sélénure de Fer, $FeSe$, (Ge et al., 2015). Les plus récents résultats sous très haute pression (200 GPa) s'approchent de la supraconductivité à température ambiante, avec une T_c de 203 K pour HS_3 et 253 K pour LaH_{10} . (Drozdov, Erements, Troyan, Ksenofontov, & Shylin, 2015), (Drozdov et al arXiv 2018).

Cette brève introduction nous donne un aperçu des phénomènes physiques liés à la supraconductivité. Les théories permettant de comprendre ces phénomènes étant très bien documentées, nous nous tiendrons à ce simple descriptif pour garder en mémoire les grandes lignes du sujet. Le lecteur désirant approfondir le sujet trouvera des informations plus complètes dans (M.Tinkham, 1996) et (Mangin & Kahn, 2013) par exemple.

2.2 JONCTIONS JOSEPHSON

2.2.1 EFFET JOSEPHSON AC ET DC

Une jonction Josephson est une fine barrière non supraconductrice séparant deux supraconducteurs. Les paires de Cooper traversent cette barrière par effet tunnel. La première expérimentation de l'effet tunnel supraconducteur a été réalisée avec une jonction faite d'un oxyde et entouré de plomb et d'étain (Anderson & Rowell, 1963). Dans la Figure 2 sont représentés deux supraconducteurs et leurs fonctions d'onde respectives, séparées par une barrière. Le comportement d'une jonction Josephson est essentiellement caractérisé par les équations Josephson AC et DC, (Josephson, 1962), (Josephson, 1965), (Feynman, 1963), (M.Tinkham, 1996).

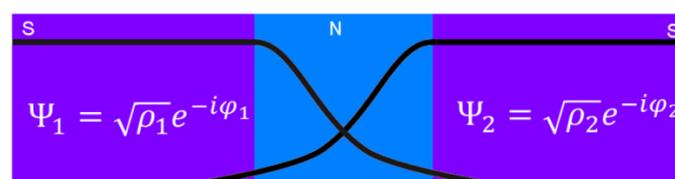


Figure 2 : Schéma d'une jonction Josephson ; deux supraconducteurs nommés S séparés par une barrière non supraconductrice N. Sont représentées en noir les deux fonctions d'onde de part et d'autre de la barrière non supraconductrice.

Considérons deux supraconducteurs (de même nature) séparés par une fine couche d'un matériau non supraconducteur, Ψ_1 et Ψ_2 sont les deux fonctions d'onde associées à chaque supraconducteur. Si la barrière séparant les matériaux supraconducteurs est assez fine, il y a recouvrement des fonctions d'onde par effet tunnel. Autrement dit la probabilité de trouver des paires de Cooper dans la barrière non supraconductrice est non nulle.

Ecrivons les équations de Schrödinger pour les deux fonctions d'onde :

$$\begin{cases} i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = U_1 \psi_1 + K \psi_2 \\ i\hbar \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = U_2 \psi_2 + K \psi_1 \end{cases} \quad (24)$$

K est la constante de couplage entre les deux états, c' est une caractéristique de la jonction. U est l'énergie du système. Si l'on applique un potentiel V aux bornes du système, $U_1 - U_2 = qV = 2eV$. En remplaçant ψ_1 et ψ_2 dans les équations par la relation (16) :

$$\psi_1 = \rho_1 e^{-i\varphi_1} \quad \psi_2 = \rho_2 e^{-i\varphi_2} \quad (25)$$

En séparant partie réelle et imaginaire, on obtient deux systèmes d'équations :
Soit $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$:

$$\begin{cases} \dot{\rho}_1 = \frac{2K}{\hbar} \sqrt{\rho_1 \rho_2} \sin \varphi \\ \dot{\rho}_2 = -\frac{2K}{\hbar} \sqrt{\rho_1 \rho_2} \sin \varphi \end{cases} \quad (26)$$

$$\begin{cases} \dot{\varphi}_1 = \frac{K}{\hbar} \sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}} \cos \varphi - \frac{eV}{\hbar} \\ \dot{\varphi}_2 = \frac{K}{\hbar} \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} \cos \varphi + \frac{eV}{\hbar} \end{cases} \quad (27)$$

Du système d'équations (26) nous pouvons établir la relation de densité de courant J qui circule à travers la jonction :

$$J = \dot{\rho}_1 = -\dot{\rho}_2 \quad (28)$$

$$J_C = \frac{2K}{\hbar} \sqrt{\rho_1 \rho_2} \quad (29)$$

$$J = J_C \sin \varphi \quad (30)$$

J_C est la densité de courant maximum pouvant circuler sans pertes. On en déduit le courant traversant la jonction, aussi nommé équation Josephson DC.

$$I = I_C \sin \varphi \quad (31)$$

On peut dire que : $\dot{\varphi} = \dot{\varphi}_2 - \dot{\varphi}_1$

Si l'on suppose que $\rho_1 \approx \rho_2$, alors on peut en déduire l'équation Josephson AC :

$$\dot{\varphi} = \frac{2eV}{\hbar} \quad (32)$$

Cette relation indique qu'une variation de tension aux bornes de la jonction induit une variation dans la différence de phase.

L'effet Josephson apparaît lorsqu'un courant traverse deux matériaux supraconducteurs séparés par une partie non supraconductrice. On désigne par lien faible ou « weak-link » une telle structure. Il existe différentes natures de jonction. On distingue les jonctions formées par deux matériaux supraconducteurs séparés d'un isolant, on les nomme SIS. Il

existe des jonctions dont l'isolant est remplacé par un matériau métallique à l'état normal, ce sont les jonctions SNS. Une autre version est la jonction supraconducteur/ferromagnétique/supraconducteur, SFS. Viennent enfin les jonctions formées par des constriction géométriques de taille inférieure à la longueur de cohérence, SCS, aussi connues sous le nom de ponts de Dayem.

2.2.2 MODÈLE RCSJ

On peut construire un modèle électronique de la jonction Josephson (McCumber, 1968), (Stewart, 1968), comprenant en parallèle la jonction Josephson, une résistance R_j et une capacité C_j comme le montre le schéma de la Figure 3. C'est le modèle RCSJ, (Resistively and Capacitively Shunted Junction). Lorsque que la jonction est à l'état dissipatif, ou dans un régime de tension finie, la résistance R_j rend compte du courant de quasi-particules (les électrons normaux) qui circule en parallèle des paires de Cooper traversant la jonction selon le modèle à deux fluides décrit avant.

Si le lien faible est un isolant, les deux parties de matériau supraconducteur de part et d'autre de la jonction forment une capacité C_j . Si la jonction est faite d'une constriction, à la place d'une capacité on aura une inductance en série avec la jonction. Partons d'une jonction non faite d'une constriction. Le schéma électrique RCSJ est le suivant :

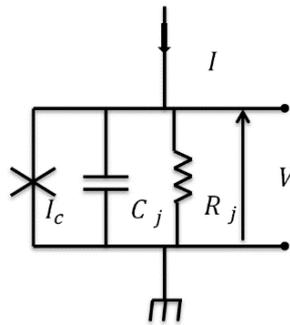


Figure 3 : Schéma électrique d'une jonction selon le modèle RCSJ. I_c est le courant critique de la jonction, I le courant de polarisation, R_j et C_j sont respectivement la résistance et la capacité de la jonction, et V est la tension à ses bornes.

En appliquant les lois de Kirchhoff sur un tel circuit, il vient la relation suivante :

$$I = I_c \sin \varphi + C_j \frac{dV}{dt} + \frac{V}{R_j} \quad (33)$$

En remplaçant dans l'expression (33) la tension V par la relation Josephson AC (32), on obtient la relation :

$$I = I_c \sin \varphi + \frac{\hbar}{2eR_j} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{C_j \hbar}{2e} \frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad (34)$$

En effectuant un changement de variable $d\tau \rightarrow \frac{2e}{\hbar} I_c R_j dt$ et $i \rightarrow \frac{I}{I_c}$

$$i = \sin \varphi + \frac{d\varphi}{d\tau} + \frac{2eI_c R_j^2 C_j}{\hbar} \frac{d\varphi^2}{d\tau^2} \quad (35)$$

On introduit alors le paramètre de Mc Cumber : $\beta_C = \frac{2eI_c R_j^2 C_j}{\hbar}$

Ce paramètre peut être assimilé à une admittance réduite, et permet de classer les jonctions dans deux catégories : les jonctions sous amorties et les jonctions sur amorties. Les jonctions sous amorties ont une capacité C non négligeable. Elles sont hystérétiques. Souvent dans les dispositifs utilisant ce type de jonction, on utilise des résistances de shunt en parallèle, pour supprimer l'effet hystérétique et les éventuelles résonances qui peuvent apparaître.

En introduisant la fréquence plasma de la jonction $\omega_p = \sqrt{\frac{2eI_c}{\hbar C_j}}$ on peut effectuer un autre changement de variable : $\tau \rightarrow \omega_p t$

L'équation (35) s'écrit alors

$$i = \sin \varphi + \frac{1}{Q} \frac{d\varphi}{d\tau} + \frac{d\varphi^2}{d\tau^2} \quad (36)$$

Q est le facteur de qualité de la jonction, $Q = \sqrt{\beta_C}$

Les jonctions sur amorties ont une capacité négligeable, et l'expression (36) peut se simplifier en l'expression suivante :

$$i = \sin \varphi + \frac{d\varphi}{d\tau} \quad (37)$$

Les jonctions que nous étudierons dans ce manuscrit seront de type sur amorties.

Analogie mécanique :

Le modèle RCSJ est analogue à un pendule oscillant de masse M et de longueur L, soumis à la force de pesanteur de constante de pesanteur g. Le tableau suivant donne les correspondances entre les paramètres physiques des deux systèmes :

L'équation du pendule s'écrit :

$$\Gamma_p = \Gamma_c \sin \theta + \eta \frac{d\theta}{dt} + J \frac{d^2\theta}{dt^2} \quad (38)$$

Dans cette équation Γ_p est un couple de forces s'exerçant sur le pendule, et η le coefficient de résistance.

Tableau 2 : Comparaison des caractéristiques d'une jonction Josephson avec l'analogie mécanique des caractéristiques du pendula oscillant.

Jonction Josephson	Pendule
Courant I	Couple Γ_p
Différence de phase φ	Position angulaire θ
Tension $V = \frac{\hbar}{2e} \dot{\varphi}$	Vitesse angulaire $\omega = \frac{d\theta}{dt} = \dot{\theta}$
Résistance réduite $\frac{\hbar}{2eR_j}$	Coefficient de résistance η
Capacité réduite $\frac{\hbar C_j}{2e}$	Moment d'inertie $J = ML^2$
Courant critique I_c	Couple critique $\Gamma_c = MgL$
Courant Josephson $I_c \sin(\varphi)$	Couple du pendule $\Gamma_c \sin(\theta)$

Fréquence plasma $\omega_p = \sqrt{\frac{2eI_c}{\hbar C_j}}$	Fréquence propre $\Omega = \sqrt{\frac{\Gamma_c}{J}} = \sqrt{\frac{g}{L}}$
Paramètre $\beta_c = \frac{2eI_c R_j^2 C_j}{\hbar}$	Coefficient d'amortissement réduit ou paramètre d'inertie $\mu_c = \frac{J}{\eta^2} \Gamma_c$
Facteur de qualité $Q = \sqrt{\beta_c}$	Facteur de qualité $\Omega \frac{J}{\eta}$
Energie Josephson $E_j = \frac{I_c \phi_0}{2\pi} (1 - \cos(\varphi))$	Energie potentielle $E_p = \Gamma_c (1 - \cos(\theta))$

2.2.3 CARACTÉRISTIQUES DC

Une jonction tunnel entre deux métaux est en première approximation ohmique. Quand les matériaux deviennent supraconducteurs, ($T < T_c$), l'apparition d'un supercourant modifie la caractéristique courant-tension I(V). Le modèle RCSJ nous permet de décrire cette caractéristique à partir des éléments du circuit.

Etant donné la nature de nos jonctions sur amorties, nous ne considérons que le cas des jonctions dont l'effet capacitif est négligeable, que l'on appellera le modèle RSJ. Dans ce cas d'étude la solution de l'expression (37) (Aslamazov, Larkin, & Ovchinnikov, 1969) est donnée pour deux régimes de fonctionnement :

Pour $I < I_c$ le système est décrit par l'effet Josephson DC.

Pour $I > I_c$ l'intégration de (37) permet d'obtenir la phase de la jonction :

$$\varphi = 2 \arctan \left[\sqrt{\frac{\left(\frac{I}{I_c}\right)^2 - 1}{\left(\frac{I}{I_c}\right)^2} \tan\left(\frac{\pi\tau}{T}\right) - \frac{I}{I_c}} \right] \quad (39)$$

Dans cette expression T est la période d'oscillation telle que :

$$T = \frac{2\pi\beta_j}{\sqrt{\left(\frac{I}{I_c}\right)^2 - 1}} \quad (40)$$

Avec $\beta_j = \frac{1}{\omega_p R_j C_j}$.

En utilisant la deuxième équation Josephson, on calcule le potentiel oscillant aux bornes de la jonction. Selon le courant de polarisation, le potentiel peut être sinusoïdal comme on le voit sur la Figure 4, pour une polarisation $I \gg I_c$, ou se présenter comme un train d'impulsions pour une polarisation proche du courant critique. La logique RSFQ (ou Rapid Single Flux Quantum) utilise ces trains d'impulsions pour coder l'information (Likharev & Semenov, 1991).

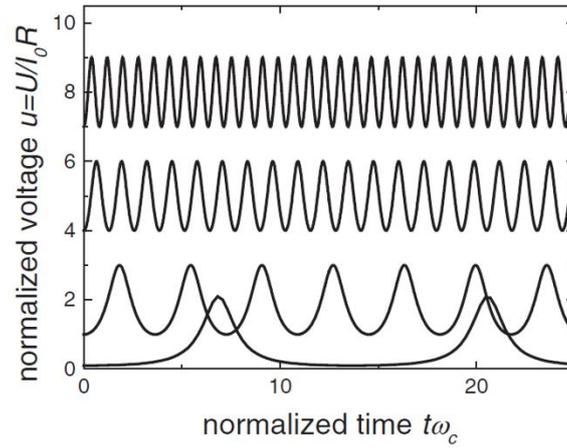


Figure 4 : Exemples de réponses temporelles d'une jonction Josephson, pour des courants de polarisation allant du bas vers le haut de $1.1I_c$, $2I_c$, $5I_c$, $8I_c$ avec I_c le courant critique de la jonction (Clarke & Braginski, 2005).

La tension qu'on mesure est la valeur moyenne de l'intégrale de la phase (39). L'expression de cette valeur moyenne est :

$$\langle V \rangle = I_c R_j \sqrt{\left(\frac{I}{I_c}\right)^2 - 1} \quad (41)$$

Dans nos dispositifs, les caractéristiques courant-tension (ou tension courant sur la Figure 5) tendent vers une caractéristique ohmique, lorsque le courant de polarisation est très supérieur au courant critique.

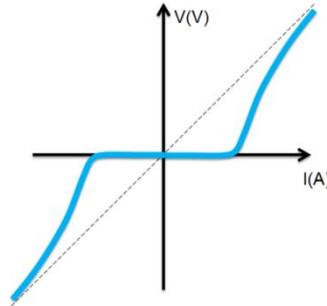


Figure 5 : Schéma d'une caractéristique courant-tension d'une jonction Josephson en bleu. En pointillés est représentée la loi d'Ohm.

Nous avons jusqu'ici négligé les effets de fluctuations thermiques sur les caractéristiques $I(V)$. Lorsque l'on rajoute un courant i_T , dû aux fluctuations thermiques, l'expression (37) devient :

$$i = \sin \varphi + \frac{d\varphi}{d\tau} + i_T \quad (42)$$

Avec

$$i_T = \frac{2ek_B T}{I_c \hbar} \quad (43)$$

L'ajout de ce terme de fluctuation thermique a pour effet un arrondissement des caractéristiques courant-tension (Figure 6), qui est d'autant plus prononcé que la température est élevée. La conséquence directe, est que lorsque les fluctuations thermiques sont importantes. Le courant critique à partir duquel une tension apparaît est plus faible que le courant critique nominal.

On caractérise l'importance des effets thermiques par le paramètre Γ qui est le rapport entre le courant du aux fluctuations thermiques et le courant critique.

$$\Gamma = \frac{i_T}{i_C} = \frac{2e k_B T}{\hbar I_C} = \frac{2\pi k_B T}{I_C \phi_0} \quad (44)$$

La Figure 6 (Clarke & Braginski, 2005) montre l'effet d'arrondissement des caractéristiques courant-tension selon plusieurs valeurs de Γ .

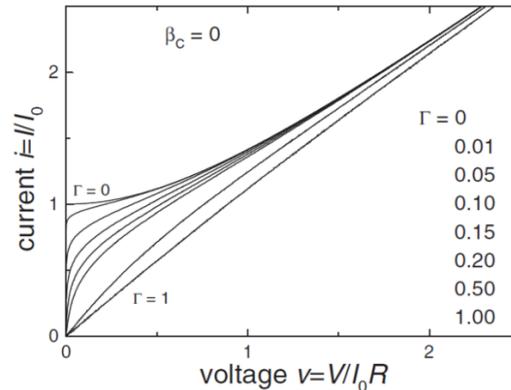


Figure 6 : Caractéristiques courant-tension normalisées, pour différentes valeurs de paramètre de bruit Γ . Plus le paramètre de bruit est important plus l'arrondissement des caractéristiques masque la valeur de courant critique (Clarke & Braginski, 2005).

D'après ce que nous avons vu, l'effet Josephson prédit qu'un courant AC peut circuler dans une jonction Josephson lorsqu'une différence de potentiel est appliquée. Lorsque l'on applique un signal externe radiofréquence, oscillant à la fréquence f_0 , le courant des paires de Cooper se synchronise à cette fréquence. On observe des marches de courant dans la caractéristique $I(V)$ équidistantes en tension, dont la valeur dépend de la fréquence du signal externe. On les appelle les marches de Shapiro, du nom du physicien qui les a observés pour la première fois (Shapiro, 1963). Le schéma suivant illustre les marches de Shapiro.

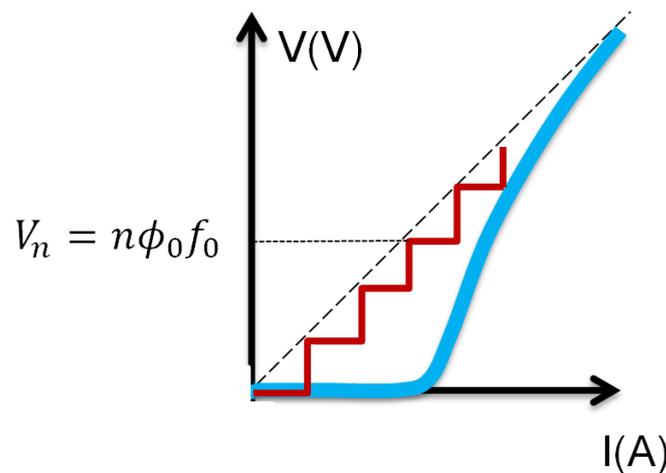


Figure 7 : Schéma des marches de Shapiro. En bleu la caractéristique courant-tension, en pointillés la loi d'Ohm et en rouge les marches qui apparaissent lorsque la jonction est irradiée avec un signal radiofréquence de fréquence f_0 .

La valeur en tension des marches est :

$$V_n = n\phi_0 f_0 \quad (45)$$

La valeur en courant est :

$$I_n = I_c J_n \left(\frac{v}{\phi_0 f_0} \right) \sin \left(\frac{2\pi\phi}{\phi_0} \right) \quad (46)$$

Dans cette dernière expression v est la tension résultante du signal RF appliqué et J_n est une fonction de Bessel d'ordre n . Les marches de Shapiro nous donnent un aperçu du potentiel des jonctions Josephson en tant que détecteur de signaux radiofréquence.

2.2.4 EFFET D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE

Si l'on applique un champ magnétique externe à une jonction Josephson, d'après l'expression de l'énergie cinétique dans le formalisme Ginzburg-Landau on modifie la différence de phase. Comme nous allons le voir, ceci entraîne une modulation périodique du courant Josephson.

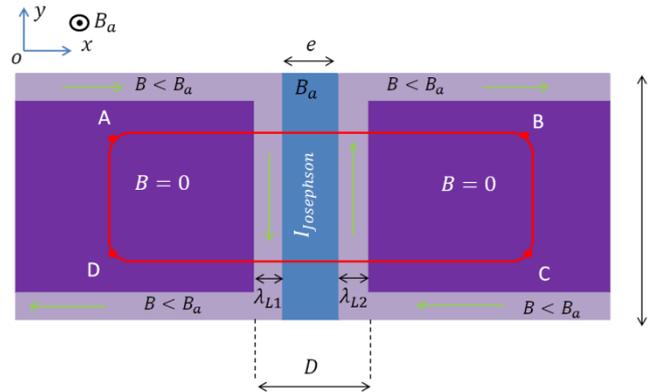


Figure 8 : Schéma d'une jonction Josephson courte de longueur l et d'épaisseur e . En bleu est représentée la jonction Josephson, sous un champ magnétique B_a . De part et d'autre deux supraconducteurs montrent les zones où le champ magnétique ne pénètre pas en couleur foncée, et en couleur plus claire les zones de London. D est la longueur de pénétration du champ magnétique au niveau de la jonction. Les lignes vertes symbolisent les courants d'écrantage.

A champ magnétique nul, le courant traversant la jonction est le courant qui obéit à la première équation Josephson. Lorsqu'un champ magnétique B_a est appliqué perpendiculairement à la jonction pour le calcul qui suit, la densité de courant à travers la jonction d'épaisseur e n'est pas uniforme. On montre que (Mangin & Kahn, 2013) la différence de phase le long du chemin ABCD de la Figure 8 est :

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{2\pi}{\phi_0} B_a D y \quad (47)$$

Dans cette expression D est la longueur sur laquelle le champ magnétique n'est pas nul, elle dépend des longueurs de London λ_{L1} et λ_{L2} des supraconducteurs de part et d'autre de la jonction.

$$D = e + \lambda_{L1} + \lambda_{L2} \quad (48)$$

Le flux de champ magnétique traversant la jonction est :

$$\phi_j = B_a D l \quad (49)$$

La densité de courant traversant la jonction dépend de la variation de phase et de la densité de courant critique J_c .

$$J = J_c \sin(\delta\varphi) \quad (50)$$

Par intégration, on calcule le courant maximum pouvant traverser la jonction :

$$I = I_c \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi\phi_j}{\phi_0}\right)}{\frac{\pi\phi_j}{\phi_0}} \right| \quad (51)$$

Le profil de ce courant est le même que celui du profil de Fraunhofer obtenu par diffraction de la lumière à travers une fente, et il a été observé pour la première fois par (Rowell, 1963). A champ magnétique non nul, le courant est nul pour des valeurs de flux égales à un nombre entier de quantum de flux.

On définit la longueur Josephson selon les dimensions de la jonction comme :

$$\lambda_j = \sqrt{\frac{\phi_0}{2\pi\mu_0 D J_c}} \quad (52)$$

Si la longueur l est supérieure à cette longueur, alors les courants d'écrantage de part et d'autre de la jonction se prolongent au niveau de la barrière et le champ magnétique est aussi écranté au centre de la jonction, comme on peut le voir sur la Figure 9. La distance sur laquelle les courants d'écrantage traversent la jonction est la longueur de Josephson. Sur cette distance la distribution de courant est la superposition du courant Josephson et des courants d'écrantage des supraconducteurs adjacents à la barrière.

On distingue les jonctions courtes des jonctions longues par le paramètre caractéristique qui est la longueur de Josephson λ_j . Dans le premier cas la longueur l de la jonction est inférieure à λ_j et le courant Josephson est petit devant le courant d'écrantage. Dans le cas où l est supérieure à λ_j , il n'est pas possible de distinguer les deux contributions au courant qui traverse la jonction. Le schéma suivant illustre le cas d'une jonction longue.

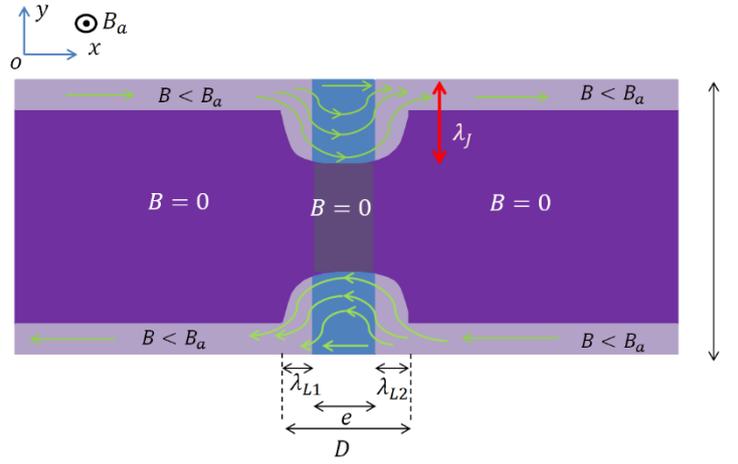


Figure 9 : Schéma d'une jonction Josephson longue de longueur l et d'épaisseur e . Les parties foncées représentent les zones où le champ magnétique B_a ne pénètre pas. Les lignes vertes représentent les courants d'écrantage qui traversent la jonction et qui se confondent avec les courants Josephson. La distance λ_j est la longueur Josephson.

Si l'on applique une dérivée spatiale en y à la différence de phase on arrive à l'équation Ferrell-Prange (Mangin & Kahn, 2013):

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = \frac{\sin \varphi}{\lambda_j^2} \quad (53)$$

Pour des faibles champs magnétiques, on peut faire l'approximation $\sin \varphi \approx \varphi$, on retrouve alors le système d'équations (11),(12) où λ_j remplace λ_L . La jonction longue se trouve en régime Meissner. Lorsque le champ appliqué dépasse la valeur de champ critique B_{cj} , alors le régime de vortex prend place.

$$B_{cj} = \frac{\phi_0}{\pi \lambda_j D} \quad (54)$$

Il est important de préciser que les vortex dont il est question ici ne sont pas les vortex d'Abrikosov décrits en première partie de ce chapitre, mais des vortex Josephson. A leur différence, les vortex Josephson ne possèdent pas de cœur normal.

2.2.5 INFLUENCE DES VORTEX DANS LES JONCTIONS JOSEPHSON

Les vortex d'Abrikosov peuvent perturber le profil de courant critique d'une jonction Josephson. Une étude montre par simulation (Kogan & Mints, 2014) que le profil Fraunhofer du courant critique peut être déformé lorsqu'un vortex d'Abrikosov est proche de la jonction. La Figure 10 montre des profils de courant critique pour lesquels un ou plusieurs vortex d'Abrikosov sont proches de la jonction. La partie de droite de la figure montre trois profils, du haut vers le bas, correspondant respectivement à 1, 3 puis 5 vortex placés au même endroit (coordonnées $r_0 = (x_0, y_0)$). Plus il y a des vortex à proximité de la jonction, plus le profil du courant critique est déformé. A droite est repris le cas de 5 vortex. Ce qui varie est la coordonnée d'espace x_0 . Plus les vortex sont éloignés de la jonction, moins le profil du courant critique est sensible à leur présence.

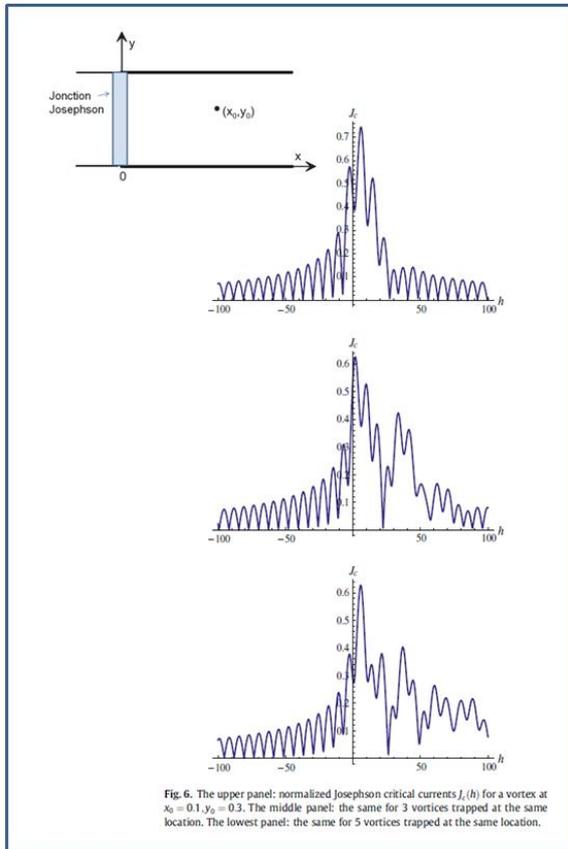


Fig. 6. The upper panel: normalized Josephson critical currents $J_c(h)$ for a vortex at $x_0 = 0.1, y_0 = 0.3$. The middle panel: the same for 3 vortices trapped at the same location. The lowest panel: the same for 5 vortices trapped at the same location.

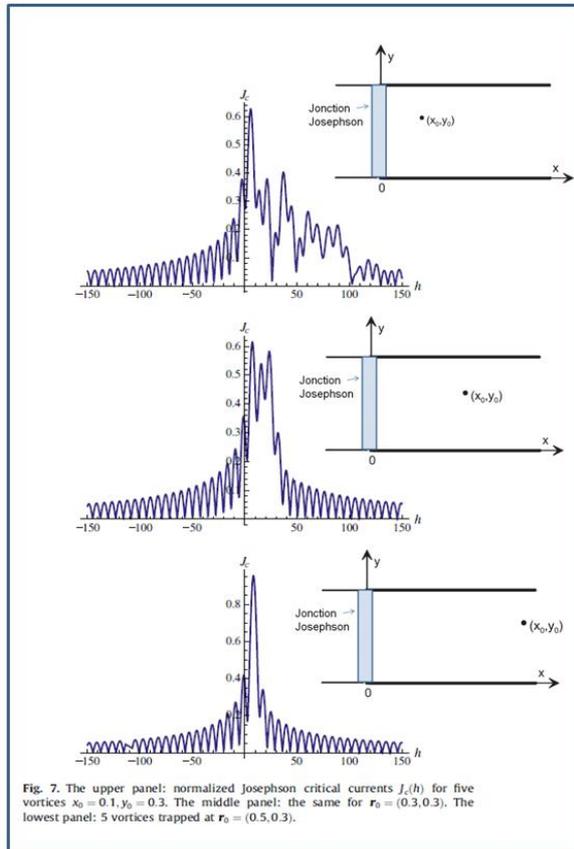


Fig. 7. The upper panel: normalized Josephson critical currents $J_c(h)$ for five vortices $x_0 = 0.1, y_0 = 0.3$. The middle panel: the same for $r_0 = (0.3, 0.3)$. The lowest panel: 5 vortices trapped at $r_0 = (0.5, 0.3)$.

Figure 10 : Profils du courant critique d'une jonction Josephson en présence de vortex d'Abrikosov (Kogan & Mints, 2014). A gauche un ou plusieurs vortex se trouvent à la position de coordonnées $r_0 = (x_0, y_0)$. Du haut vers le bas est simulée la présence de 1, 3 puis 5 vortex, plus il y a des vortex, plus le profil de courant critique est déformé. A droite c'est le cas de 5 vortex qui est repris, la variation est cette fois ci la coordonnée x_0 , du haut vers le bas cette coordonnée est de plus en plus éloignée de la jonction. Plus les vortex sont éloignés, moins ils ont d'influence sur le profil du courant critique.

Les vortex Josephson peuvent aussi perturber la forme du profil du courant critique. Pour une jonction courte, en l'absence de champ magnétique, la densité de courant est uniforme. Lorsqu'un champ magnétique est appliqué on retrouve le motif de Fraunhofer, donné par l'expression (51), et représenté sur la Figure 11 B (Matisoo, 1968). Pour une jonction longue, en l'absence de champ magnétique appliqué, la distribution de courant n'est pas uniforme. Le courant critique supporté par la jonction est (Mangin & Kahn, 2013) :

$$I_{cj} = 4c\lambda_j j_c \quad (55)$$

Lorsqu'un champ magnétique est appliqué, les champs sur les extrémités des jonctions sont asymétriques et différents. Le courant maximum pouvant être transporté est le courant pour lequel le champ critique est atteint à l'une des extrémités.

$$I_{max} = I_{cj} \left(1 - \frac{B_a}{B_{cj}} \right) \quad (56)$$

On définit le régime Meissner de la jonction longue comme le régime en champ avant d'atteindre I_{max} . Au-delà de ce courant, le régime de vortex prend place. Dans ce cas l'équation de Ferrell-Prange a plusieurs solutions, qui dépendent du nombre de fluxons qui traversent la jonction.

(Owen & Scalapino, 1967) ont étudié la distribution des courants dans une jonction Josephson et l'effet des vortex Josephson et (Goldman & Kreisman, 1967) ont observé pour la première fois expérimentalement le régime de vortex. La distribution de courant varie en fonction de la longueur l , et a tendance à se répartir aux extrémités de la jonction. La Figure 11 A tirée de (Owen & Scalapino, 1967) montre les profils des différentes distributions de courant en fonction de la longueur de la jonction, pour $l = 2\lambda_j$, le profil est presque uniforme (Figure 11 A a), pour $l = 15\lambda_j$, il n'y a pas de courant au centre de la jonction, tout se répartit aux extrémités (Figure 11 A c). Dans le cas extrême d'une jonction infinie, le courant est à l'extrémité (Figure 11 A d). En fonction du nombre n de vortex, le courant maximum pouvant être transporté par la jonction est défini dans un intervalle $[n, n + 1]$. L'intervalle $[0, 1]$ correspondant au régime Meissner. Comme on le voit sur la Figure 11 C, plus il y a de vortex dans la jonction, plus le courant critique maximum sera faible.

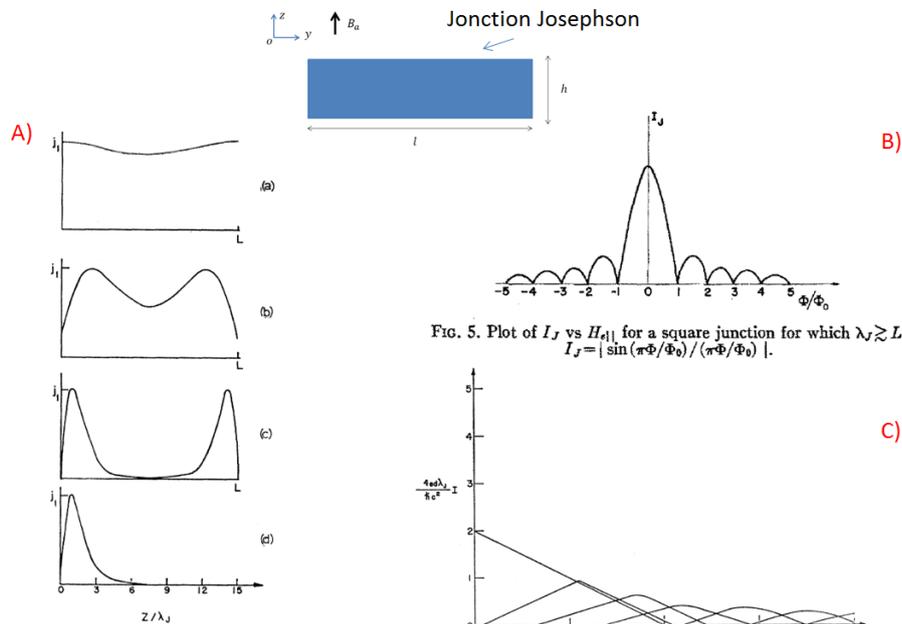


FIG. 2. Tunnel current density $j(z)$ in the junction when $I = I_{max}$ and $H_e = 0$ for: (a) $L = 2\lambda_j$, (b) $L = 5\lambda_j$, (c) $L = 15\lambda_j$, and (d) $L = \infty$.

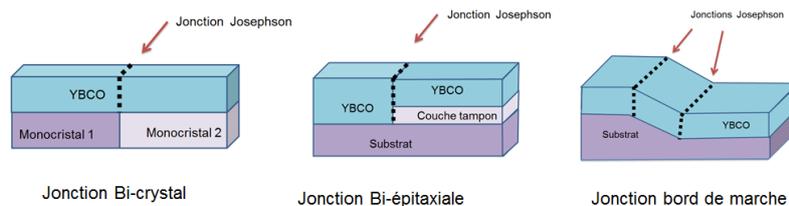
FIG. 5. Plot of I_J vs $H_e||$ for a square junction for which $\lambda_j \gg L$. $I_J = |\sin(\pi\Phi/\Phi_0) / (\pi\Phi/\Phi_0)|$.

Figure 11 : distributions de courant d'une jonction Josephson. En A, distributions de courant pour des jonctions de longueurs différentes (Owen & Scalapino, 1967). Du haut vers le bas : a) $2\lambda_j$, b) $5\lambda_j$, c) $15\lambda_j$, d) ∞ . Plus la jonction est longue, moins la distribution est homogène. En B profil du courant critique d'une jonction courte (Matisoo, 1968). En C profil du courant critique en présence de vortex Josephson, plusieurs profils sont possibles, en fonction du nombre n de vortex (Owen & Scalapino, 1967).

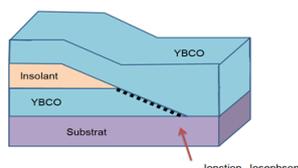
2.2.6 DIFFÉRENTES TECHNOLOGIES DE JONCTION

Pour les matériaux haute température critique, on distingue trois catégories de jonctions Josephson : les jonctions à base de joint de grain, les jonctions de type rampe et les jonctions irradiées. La Figure 12 illustre schématiquement les différents types de jonction.

Jonctions joint de grain



Jonction rampe



Jonction irradiée

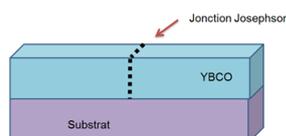


Figure 12 : Schéma de différents types de jonction Josephson. Dans la catégorie joint de grain sont représentées les jonctions Bi-cristal, Bi-épitaxiale et bord de marche. Sont aussi représentées les jonctions rampe et irradiées.

Les jonctions de type joint de grain s'obtiennent par modification de la structure cristalline du matériau supraconducteur, on en trouve 3 sous catégories :

- Les jonctions bord de marche (ou « step-edge ») : elles sont formées par la croissance du matériau supraconducteur sur un substrat où l'on aura formé une marche, ou un dénivellement (Figure 12). A cet endroit l'axe cristallin est modifié, ce qui constitue la jonction.
- Les jonctions bi-cristal : Lorsque le matériau est constitué de plusieurs monocristaux, le joint de grain est à la frontière entre deux monocristaux. Il se comporte comme une jonction Josephson (Figure 12). La fabrication de dispositifs Josephson est difficilement reproductible avec cette technologie car les joints de grain sont aléatoirement distribués dans le matériau. Des recuits adéquats permettent néanmoins d'obtenir de très bonnes caractéristiques Josephson, comme un produit $R_n I_c$ record de 8 mV (Divin, Poppe, Jia, Shadrin, & Urban, 2002).
- Les jonctions bi-épitaxiales : pour ces jonctions, la croissance du matériau supraconducteur se fait sur un substrat sur une partie duquel on aura déposé une couche tampon.

Les jonctions de type rampe sont fabriquées à partir d'un processus multicouche. Sur un substrat on dépose d'abord une couche de supraconducteur, puis un matériau isolant à l'endroit où seront les jonctions, et on recouvre par une autre couche de matériau supraconducteur. La capacité de fabriquer ce type de jonction est limitée par la possibilité de re-épitaxier le supraconducteur sur l'isolant avec une qualité cristalline suffisante, (Bouzehouane, 1996), (Mihet, 2000).

Enfin les jonctions irradiées, qui sont celles utilisées lors de ce travail, sont de type SNS, car la jonction est faite du même matériau que les parties supraconductrices, mais avec des propriétés physiques modifiées par le processus d'irradiation, à savoir une température critique plus basse que la température critique des autres parties du circuit. Le procédé de fabrication de ces jonctions sera décrit plus en détail dans un autre chapitre de ce manuscrit.

2.3 LE SQUID

2.3.1 LE SQUID RF

La première démonstration expérimentale de la quantification du flux magnétique à travers une surface supraconductrice fermée a été présentée par (Doll & Näbauer, 1961) puis (Deaver & Fairbank, 1961). Dans leurs expériences ils ont montré que lorsqu'un cylindre supraconducteur est refroidi sous sa température critique, et sous un champ magnétique, le flux piégé à l'intérieur est quantifié et multiple de ϕ_0 .

A la même époque, l'idée d'introduire deux jonctions Josephson en parallèle dans une boucle supraconductrice est apparue, ceci mettant en évidence un phénomène d'interférence de courants critiques des jonctions (abordé un peu plus loin). C'est dans le but de comprendre ces phénomènes que (Zimmerman & Silver, 1966) ont étudié le circuit constitué d'une boucle supraconductrice interrompue par un lien faible, connu sous le nom de SQUID RF. Plusieurs références documentent le sujet (Giffard, Webb, & Wheatley, 1972), (Kleiner, Koelle, Ludwig, & Clarke, 2004), (Ryhänen, Seppä, Ilmoniemi, & Knuutila, 1989), (Clarke & Braginski, 2005a).

Dans un tel dispositif il est possible de relier une tension à une variation de flux de champ magnétique, mais il est nécessaire d'utiliser des circuits électroniques annexes. En effet, la boucle supraconductrice contenant la jonction est couplée avec un circuit résonant externe. En plus de coupler ce circuit à une source de courant externe, le circuit résonant sert à amplifier des signaux qui seraient trop faibles pour être mesurés directement. On peut également ajouter une boucle d'entrée au système, pour récupérer le signal à mesurer (Ehnholm, 1977). Enfin étant donné que les mesures de SQUID RF se basent sur les changements d'état de la phase quantifiée, il n'est pas possible de faire des mesures absolues. En effet seules les variations peuvent être détectées, et étant donné le caractère périodique des caractéristiques on se sert de systèmes de boucle à verrouillage de flux pour relier une variation de flux à une tension.

Le schéma électrique suivant illustre un tel dispositif (sans boucle d'entrée du signal). La partie de gauche représente le SQUID RF, dont l'inductance de la boucle est L_S , et R_j est la résistance à l'état normal de la jonction Josephson. La capacité C_j est représentée en pointillés étant donné que selon la nature de la jonction elle sera ou non prise en compte. I_c est le courant critique de la jonction. Le SQUID est couplé à un circuit résonnant LC , dont les pertes sont représentées par R . La boucle est couplée au circuit résonnant via l'inductance mutuelle M . Dans ce qui suit nous considérons le cas C négligeable.

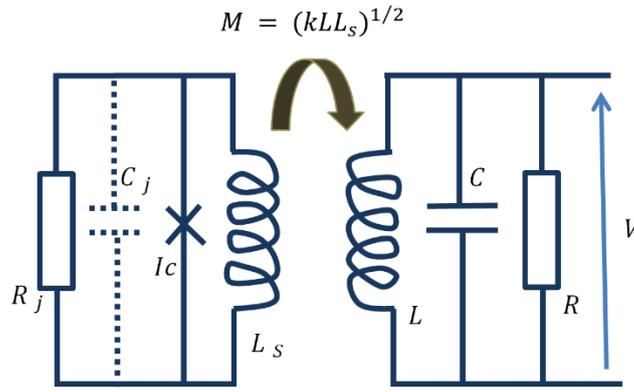


Figure 13 : Schéma électrique d'un SQUID RF. La partie de gauche représente boucle avec la jonction Josephson, de courant critique I_c , de résistance R_j , d'inductance L_s et de capacité C_j (en pointillés car pas toujours présente). La partie de droite est le circuit résonant réservoir, d'inductance L de capacité C et de résistance R . Ce circuit est couplé à la boucle supraconductrice avec la jonction via la mutuelle inductance M .

Le tableau suivant rassemble les principaux paramètres d'un tel circuit :

Tableau 3 : Caractéristiques du SQUID RF

Paramètre d'écrantage	$\beta_{rf} = \frac{2\pi L_s I_c}{\phi_0}$
Fréquence de la boucle SQUID	$\omega_s = \frac{R_j}{L_s}$
Fréquence Josephson	$\omega_j = \frac{2\pi R_j I_c}{\phi_0} = \beta_{rf} \omega_s$
Pulsation propre du circuit réservoir	ω_0
Facteur de qualité	$Q_{LC} = \omega_0 \frac{L}{R}$

Dans ce dispositif, un courant RF injecté dans la partie résonante génère un flux ϕ_{RF} dans la boucle SQUID. Soient ϕ_a le flux appliqué (celui que l'on veut mesurer) et ϕ_T le flux total dans la boucle. La différence de phase de la jonction s'écrit :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\phi_0} (\phi_{RF} + \phi_a + L_s I) = \frac{2\pi}{\phi_0} \phi_T \quad (57)$$

Le courant circulant sur la boucle SQUID est le suivant :

$$I = \frac{V}{R_j} + I_c \sin(\varphi) + I_N \quad (58)$$

Ici I_N représente le bruit dû aux fluctuations thermiques.

D'après l'expression (57), l'expression (32) et dans le cas de fluctuations thermiques négligeables on peut réécrire cette expression comme :

$$\varphi - \frac{1}{\omega_s} \frac{d\varphi}{dt} - \beta_{rf} \sin(\varphi) = \frac{2\pi}{\phi_0} (\phi_{RF} + \phi_a) \quad (59)$$

L'expression du flux total dans la boucle n'est pas linéaire en fonction du flux appliqué et dépend du paramètre d'écrantage. La Figure 14 issue de (Koelle, Kleiner, Ludwig,

Dantsker, & Clarke, 1999) met en évidence cette non linéarité. On observe une caractéristique présentant deux régimes de fonctionnement selon la valeur du paramètre d'écrantage.

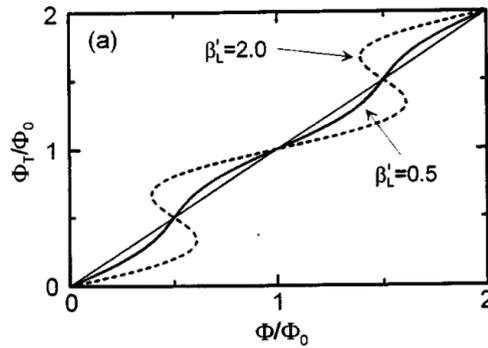


Figure 14 : Caractéristique flux total dans la boucle en fonction du flux appliqué (Clarke & Braginski, 2005) . En pointillés la caractéristique correspondant à un paramètre d'écrantage de 2. En traits pleins la caractéristique correspondant à un paramètre d'écrantage de 0.5.

Le flux total dans la boucle est relié au circuit réservoir via la relation de couplage

$$\phi_T = L_S I + M I_L \quad (60)$$

Il existe deux autres régimes de fonctionnement selon que la fréquence du courant RF injecté dans le circuit réservoir est inférieure à la fréquence caractéristique de la jonction et à la fréquence de la boucle, ou non. On parle de régime adiabatique ou non adiabatique.

2.3.1.1 FRÉQUENCE DE FONCTIONNEMENT

Pour le régime adiabatique $\omega_{rf} < \min(\omega_s, \omega_j)$ le flux induit varie très lentement et ne change pas la différence de phase. L'expression (59) devient :

$$\varphi - \beta_{rf} \sin(\varphi) = \frac{2\pi}{\phi_0} (\phi_{RF} + \phi_a) \quad (61)$$

Dans le régime non adiabatique, la fréquence du courant RF injecté étant très élevée, les changements d'état de la phase n'ont pas le temps d'avoir lieu, par conséquent il n'y a pas de dissipation d'énergie. Une deuxième conséquence est que c'est un mode de fonctionnement à bas bruit. Très peu de SQUIDS RF sont opérés dans ce régime, étant donné que l'électronique nécessaire pour le circuit résonant est très coûteuse. On peut citer néanmoins l'exemple (Chesca 2012), qui rajoute une deuxième jonction Josephson en parallèle dans la boucle, afin de diminuer la fréquence de coupure Josephson et permet d'atteindre ce régime.

Dans le régime adiabatique on distingue deux modes de fonctionnement : le régime dissipatif et le régime inductif. Selon la valeur du paramètre d'écrantage le mode de fonctionnement du SQUID RF sera basé sur le phénomène de dissipation d'énergie ou sur celui de la modulation de l'inductance du circuit réservoir.

2.3.1.2 RÉGIME DISSIPATIF

Ce mode de fonctionnement a lieu en régime adiabatique, lorsque le paramètre d'cranage est supérieur à 1. On l'appelle régime hystérétique étant donné que la variation du flux total dans la boucle en fonction du flux appliqué est hystérétique.

Dans ce régime, les transitions de la phase quantifiée s'accompagnent de dissipation d'énergie, qui sera à l'origine de la source principale de bruit dans le SQUID. La Figure 15 illustre ces sauts de phase pour la courbe en pointillés correspondante à un paramètre d'écranage de 2.

La tension lue via le circuit résonant est celle de la branche inductive du circuit réservoir. Elle est linéaire en fonction du courant RF appliqué tant qu'il n'y a pas de transition dans la phase, ou tant que le courant circulant sur la boucle n'excède pas le courant critique. Lorsque le courant critique est atteint, une transition a lieu, et la jonction devient résistive. Le courant dans la boucle décroît alors avec une constante de temps L/R jusqu'à ce que la jonction revienne à l'état normal. A ce stade un nouveau cycle peut commencer. Lorsque le SQUID est à l'état dissipatif, la tension lue par le circuit résonant est constante quand le courant RF augmente. La caractéristique de tension en fonction du courant RF appliqué a une allure d'escalier comme on le voit sur la Figure 15 extraite de (Koelle et al., 1999). L'état de tension constante décrit correspond à la partie AB par exemple. Les états linéaires avant transition correspondent aux portions de type BC.

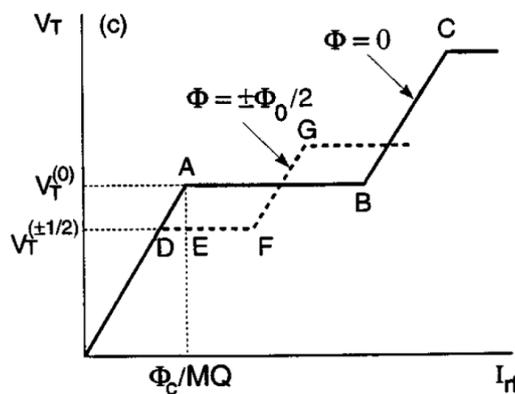


Figure 15 : Caractéristique montrant plusieurs régimes de fonctionnement du SQUID RF. En ordonnée V_T est la tension lue via le circuit réservoir, en fonction du courant RF injecté en abscisse. La zone de courant AB correspond à un état dissipatif. La zone en courant BC correspond à un état avant une transition (Koelle et al., 1999).

Soit I_L le courant circulant sur la branche inductive du schéma de la Figure 13. Lorsque l'on applique un courant I_{rf} , ce courant vaut

$$I_L = Q I_{rf} \quad (62)$$

Lorsque le flux appliqué est multiple de ϕ_0 , et que la valeur du courant critique a été atteinte dans la boucle, d'après l'expression (60), pour un flux critique $\phi_c = \phi_T$, la jonction devient résistive et la boucle est ouverte, I_L vaut alors :

$$I_L = \frac{(\phi_c - n\phi_0)}{M} \quad (63)$$

La tension V_n (n est le multiple de ϕ_0) lue a pour expression

$$V_n = L \frac{dI_L}{dt} = \omega_{rf} L Q I_{rf} = \omega_{rf} L \frac{(\phi_c - n\phi_0)}{M} \quad (64)$$

A $V_0 = \omega_{rf} L \frac{\phi_c}{M}$, et pour tous les V_n une transition de flux à lieu. Ceci correspond aux points A, B et C du graphique de la Figure 15

Lorsque le flux appliqué est multiple de $\frac{1}{2}\phi_0$, par le même raisonnement

$$V_{(n+\frac{1}{2})} = \omega_{rf} L \frac{(\phi_c - (n+\frac{1}{2})\phi_0)}{M} \quad (65)$$

Ceci correspond aux points F et G.

Lorsque le flux appliqué est tel que $0 < \phi < \frac{1}{2}\phi_0$ modulo n , alors la variation de tension lue est

$$\Delta V = V_n - V_{(n+\frac{1}{2})} = \omega_{rf} L \frac{\phi_0}{2M} \quad (66)$$

Et l'on peut déduire la fonction de transfert

$$V_\phi = \frac{\omega_{rf} L}{M} = \frac{\omega_{rf} L}{\sqrt{kLL_s}} \quad (67)$$

Pour avoir un dispositif sensible on peut augmenter l'inductance L de la boucle SQUID, ou bien diminuer le coefficient de couplage k , ce qui nuirait au couplage avec le circuit résonant.

Pour détecter toutes les variations de flux entre 0 et ϕ_0 il faut appliquer un courant RF compris entre $\frac{(\phi_c - n\phi_0)}{M}$ et $\frac{(\phi_c - (n+\frac{1}{2})\phi_0)}{M}$ (ce qui correspond à l'intervalle de courant entre le point A et le point F par exemple). Dans ce cas, pour un courant I_{rf} compris entre ces deux valeurs et constant, la tension en sortie est périodique en forme de triangle, de période ϕ_0 . La Figure 16 tirée de (Ryhänen et al., 1989) illustre l'allure de la tension de sortie en fonction du flux appliqué.

D'après les expressions (60) et (57) on peut dire que :

$$M = \frac{\phi_{rf} + \phi_a}{I_L} \quad (68)$$

L'expression (66) devient alors

$$\Delta V = \omega_{rf} L \frac{I_L \phi_0}{2(\phi_{rf} + \phi_a)} \quad (69)$$

A polarisation RF constante, l'amplitude de la tension lue à une allure de triangle, de période ϕ_0 .

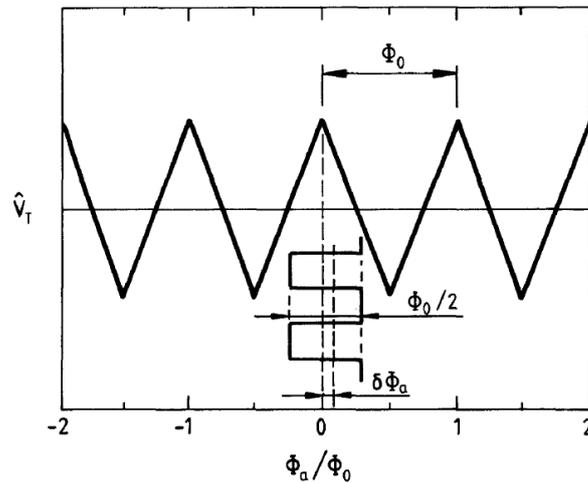


Figure 16 : Caractéristique de tension en fonction du champ appliqué pour un SQUID RF en régime dissipatif (Ryhänen et al., 1989).

2.3.1.3 RÉGIME INDUCTIF

Pour $\beta_{rf} < 1$ en régime adiabatique le mode de fonctionnement est non dissipatif, car il n'y a pas des transitions de phase. Le SQUID module l'inductance du circuit résonant et par ce biais, se comporte comme une inductance paramétrique.

L'expression (60) nous donne une nouvelle expression pour le courant dans la branche inductive du circuit résonant :

$$I_L = \frac{(\phi_T - L_S I)}{M} \quad (70)$$

En reprenant l'expression (64) la tension lue via le circuit résonant est

$$V = \omega_{rf} L \frac{(\phi_T - L_S I)}{M} \quad (71)$$

Ainsi une variation de flux résulte en une variation de l'inductance effective du circuit résonant et ainsi une variation de la fréquence de résonance. Pour cette raison les SQUIDs RF en mode inductif ne doivent pas être opérés à la fréquence de résonance du circuit réservoir, mais légèrement en dessous ou au-dessus. La Figure 17 tirée de (Koelle et al., 1999) illustre l'allure de la tension obtenue en fonction du courant appliqué, pour différentes fréquences de fonctionnement. Ici δ représente le paramètre de réglage tel que

$$\delta = 2Q \left(\frac{\omega_{rf} - \omega_0}{\omega_0} \right) \quad (72)$$

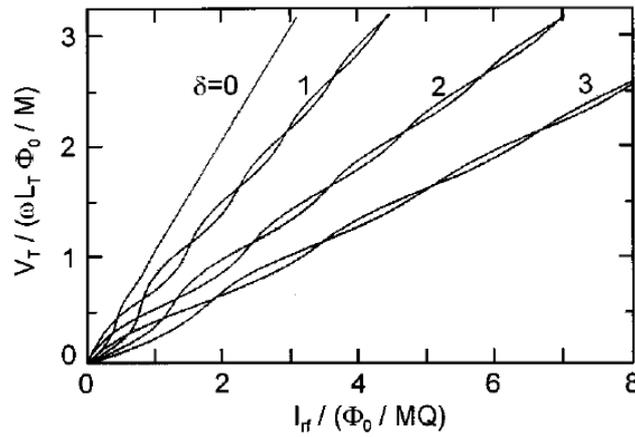


Figure 17 : Caractéristique de tension en fonction du courant RF appliqué pour un SQUID RF en régime inductif (Koelle et al., 1999).

La fonction de transfert dans ce mode de fonctionnement est donnée par

$$V_{\phi} = \frac{2}{\pi} k^2 Q \beta_{rf} \omega_{rf} \frac{L}{M} \quad (73)$$

2.3.2 LE SQUID DC

Les phénomènes d'interférences quantiques entre deux jonctions Josephson en parallèle, à l'intérieur d'une boucle supraconductrice ont été démontrés pour la première fois par (Jaklevic, Lambe, Silver, & Mercereau, 1964). Divers documents traitent le sujet en détail, (Clarke & Braginski, 2005), (Kleiner et al., 2004), (Koelle et al., 1999). Dans ce qui suit le SQUID DC est expliqué dans les grandes lignes, pour plus de détail le lecteur pourra se référer aux documents cités.

2.3.2.1 MODÈLE ÉLECTRIQUE

Un SQUID DC est une boucle supraconductrice interrompue par deux jonctions Josephson. La boucle possède des amenées de courant pour être reliée directement à une source de courant DC. C'est ce dernier point qui distingue le SQUID DC du SQUID RF, étant donné qu'il existe aussi des dispositifs RF à deux jonctions en parallèle (B. Chesca, 2012). Le dispositif est caractérisé par son inductance L , qui est la somme de l'inductance géométrique et de l'inductance cinétique. Dans ce manuscrit nous considérons le cas des jonctions sur amorties, étant donné les jonctions utilisées lors de ce travail.

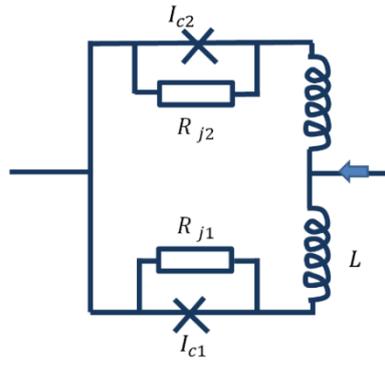


Figure 18 : Schéma électrique d'un SQUID DC, d'inductance L . Les jonctions sont sur amorties et ont des courants critiques I_{c1} et I_{c2} et des résistances R_{j1} et R_{j2} .

Si l'on considère une simple boucle supraconductrice de surface S et d'inductance L , lorsqu'un champ magnétique B_a est appliqué, des courants d'écrantage I_S se développent et le flux total dans la boucle est constitué du flux appliqué ϕ_a et du flux généré par les courants d'écrantage :

$$\phi_T = \phi_a + LI_S \quad (74)$$

La surface d'une boucle SQUID est non simplement connexe. Nous avons vu que dans ce cas, la variation de phase en présence d'un potentiel vecteur A est donnée par la relation (19). Nous avons également vu que dans ce cas, la phase est quantifiée et multiple de ϕ_0 . Ainsi le flux total dans une boucle SQUID est multiple de ϕ_0 . Pour montrer la quantification du flux de champ magnétique, il faut prendre un contour fermé qui ne passe pas par les zones de London, où le champ magnétique pénètre. D'autre part, la définition d'un flux de champ magnétique est le produit scalaire du vecteur champ magnétique et du vecteur d'une surface orientée S , à travers laquelle le champ se répartit. Ainsi on définit pour un SQUID la surface effective, S_{eff} , comme étant la surface où se concentre le champ magnétique.

$$S_{eff} = \frac{\phi_0}{B_a} \quad (75)$$

La surface du SQUID mesurée n'est pas celle définie par les frontières physiques du matériau supraconducteur, mais plutôt par la frontière de la zone de concentration du champ magnétique. On parle aussi de focalisation du flux. La période de champ magnétique de la réponse en tension qu'on mesure correspond à la surface effective. D'après (Clarke & Braginski, 2005), cette surface est deux à trois fois supérieure à la surface de la boucle SQUID. On trouve dans d'autres travaux des surfaces effectives cinq fois supérieures aux surfaces réelles (Zani, Luine, Simon, & Davidheiser, 1991), (Koch, al., 1987), (Saphia Ouanani, 2015)

La sensibilité d'un SQUID est sa capacité à détecter des faibles champs magnétiques. On la définit comme la dérivée de la tension en fonction du champ magnétique B . On parle aussi de fonction de transfert.

$$V_B = \frac{\partial V}{\partial B} \quad (76)$$

Revenons à la boucle supraconductrice interrompue par deux jonctions Josephson. Lorsqu'un courant de polarisation I est appliqué aux bornes du SQUID, il se partage entre les deux bras de la boucle. Sur chaque bras, le courant sera limité par le courant critique des jonctions I_{c1} et I_{c2} .

Les différences de phase à travers chaque jonction sont φ_1 et φ_2 . D'après la deuxième équation de London, le flux appliqué est aussi responsable d'une différence de phase, on montre que (Clarke & Braginski, 2005):

$$\varphi_2 - \varphi_1 = n + \frac{2\pi}{\phi_0} \phi_T \quad (77)$$

Ici n est un entier relatif. Le courant de polarisation se distribue dans les bras du SQUID d'après la loi de nœuds :

$$I = I_1 + I_2 \quad (78)$$

Les courants à travers les jonctions sont :

$$\begin{cases} I_{j1} = I_1 - I_s = I_{c1} \sin \varphi_1 \\ I_{j2} = I_2 + I_s = I_{c2} \sin \varphi_2 \end{cases} \quad (79)$$

Ainsi, le courant total dans la boucle s'écrit :

$$I = I_{c1} \sin \varphi_1 + I_{c2} \sin \varphi_2 \quad (80)$$

D'après l'expression (77) on peut aussi écrire cette équation en fonction du flux dans la boucle :

$$I = I_{c1} \sin \varphi_1 + I_{c2} \sin\left(\varphi_1 + \frac{2\pi}{\phi_0} \phi_T\right) \quad (81)$$

Pour des petits courants d'écrantage, on peut négliger le deuxième terme de l'expression (74). Dans ce cas le flux total dans la boucle est le flux appliqué. On remarque que le courant I dans la boucle est limité par le courant critique des Jonctions, I_{c1} et I_{c2} . Ainsi le SQUID a lui aussi un courant critique I_c tel que :

$$I_{csquid} = \sqrt{(I_{c1} - I_{c2})^2 + 4I_{c1}I_{c2}\cos^2\left(\frac{\pi}{\phi_0} \phi_a\right)} \quad (82)$$

Si les jonctions ont les mêmes courants critiques $I_{c1} = I_{c2} = I_{cj}$ alors :

$$I_{csquid} = 2I_{cj} \cos \left| \frac{\pi}{\phi_0} \phi_a \right| \quad (83)$$

Le courant maximal pouvant être transporté par la boucle est atteint pour $\cos \left| \frac{2\pi}{\phi_0} \phi_a \right| = 1$. Cette condition se traduit en termes de flux appliqué par un courant maximal, modulo n pour :

$$0 < \phi_a < \phi_0 \quad (84)$$

Par le même raisonnement le minimum modulo n de courant est atteint pour :

$$-\frac{1}{2}\phi_0 < \phi_a < \frac{1}{2}\phi_0 \quad (85)$$

Le courant qui traverse un SQUID DC est donc périodique en ϕ_0 et directement lié au flux appliqué. De cette façon ces dispositifs sont utilisés comme des détecteurs de flux de champ magnétique très sensibles. En pratique, pour mesurer les modulations du courant critique, on applique un courant de polarisation supérieur à $2I_c$ au SQUID puis on mesure la réponse en tension ΔV aux bornes du dispositif. L'amplitude maximale de tension dépend du paramètre de bruit Γ (44), qui est le rapport entre l'énergie thermique et l'énergie Josephson.

L'expression du courant critique du SQUID (83) est le cas idéal où il n'y a pas de courants d'écrantage et le flux dans la boucle est le flux appliqué. C'est le régime de fonctionnement où l'on peut obtenir un maximum de modulations du courant critique du SQUID. En réalité il faut tenir compte de la valeur d'inductance de la boucle supraconductrice. On définit le paramètre d'écrantage :

$$\beta_L = \frac{2LI_{cj}}{\phi_0} \quad (86)$$

Ce paramètre nous donne deux indications : La première est qu'à courant critique fixé, et pour des courants d'écrantage non négligeables, un maximum de modulation est obtenu pour des très faibles valeurs d'inductance (ce qui revient à réduire les courants d'écrantage). Inversement à inductance fixée, ce sont des faibles valeurs de courant critique qui donneront un maximum de modulation. Une optimisation de l'amplitude du signal SQUID sera donc une forte valeur de courant critique, pour que le SQUID puisse transporter un courant élevé, et une très faible valeur d'inductance pour que les courants d'écrantage puissent être négligés. La deuxième indication est que lorsque les courants d'écrantage sont négligeables, le flux dans la boucle étant le flux appliqué, alors le maximum de modulation est atteint pour $\phi_a = \phi_0$, ce qui revient à un paramètre d'écrantage optimal égal à 1. Cette valeur de paramètre d'écrantage est souvent prise comme optimale (Tesche & Clarke, 1977), (Jaycox & Ketchen, 1981), (Ludwig & al., 1995), (Zani & al., 1991), (K. Enpuku, Yoshida, & Kohjiro, 1986), (K. Enpuku & al., 1986) mais nous verrons dans la partie suivante qu'en réalité il faut aussi tenir en compte des effets thermiques. En effet, nous devons nous rappeler que l'inductance cinétique d'un supraconducteur n'est pas négligeable, et qu'elle dépend de la température. D'après les expressions (13) (14), lorsque la température augmente, l'inductance augmente également. L'arrondissement dû à des effets thermiques des caractéristiques I-V (cf le modèle RSJ ci-dessus) joue également un rôle important.

2.3.2.2 CARACTÉRISTIQUES D'UN SQUID DC

Lorsque l'on cherche à optimiser l'amplitude du signal SQUID DC, on cherche à maximiser l'amplitude de la modulation du courant critique. La Figure 19 montre la modulation du courant critique en fonction du flux appliqué. Comme nous l'avons vu, les

maximums correspondent à un nombre entier de quanta de flux, et les minimums à un demi-quantum de flux. De cette façon le maximum de modulation en courant critique qui peut être obtenu est donné par la formule suivante :

$$\Delta I_c = I_c(n\phi_0) - I_c\left(\left(n + \frac{1}{2}\right)\phi_0\right) \quad (87)$$

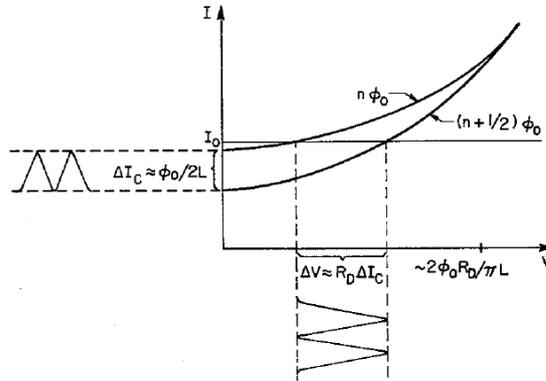


Figure 19 : Caractéristique courant-tension (Clarke, Goubau, & Ketchen, 1976) , pour un maximum et un minimum de quantum de flux. Entre ces deux valeurs sont représentées les modulations de courant critique possibles et l'équivalent en tension.

Il a été montré (Tesche & Clarke, 1977) que la modulation du courant critique, et par conséquent l'amplitude de la tension mesurée, peut être affectée par des effets d'asymétrie dans les branches du SQUID. Une asymétrie des courants critiques des jonctions correspond à des courants critiques I_{c1} et I_{c2} différents. Ceci arrive souvent lors des processus de fabrication car il est difficile de produire des jonctions physiquement identiques. On parle de dispersion dans les courants critiques.

Il a été analytiquement montré (Tesche & Clarke, 1977), que des asymétries dans les caractéristiques DC d'un SQUID pouvaient mener à une modification de l'amplitude des modulations et de la fonction de transfert dV/dB . Une asymétrie des courants critiques a pour conséquence une diminution de l'amplitude des modulations. Une asymétrie d'inductance induit un décalage en flux de la caractéristique tension-flux. Une asymétrie en résistance n'a pas d'effet sur les caractéristiques DC du SQUID, selon l'analyse (Tesche & Clarke, 1977). Dans cette analyse il est montré que les caractéristiques DC sont très fortement dégradées lorsque le paramètre d'écrantage augmente. La valeur optimale donnée est 1. Nous verrons que le choix de ce paramètre n'est pas évident, et qu'il dépend fortement du type de matériau et de la température de fonctionnement.

Les effets d'asymétrie ont été étudiés par la suite dans le but de comprendre l'écart entre les caractéristiques DC attendues théoriquement et les mesures expérimentales, constaté avec les supraconducteurs haute température critique. Il a été montré que (Greenberg, 2003), l'amplitude en tension diminue, lorsque les courants critiques sont asymétriques et le paramètre de bruit est important. A l'opposé, une asymétrie de courants critiques avec des faibles fluctuations thermiques tend à augmenter l'amplitude des modulations selon les simulations.

Ce qui est intéressant est que l'asymétrie de résistance tend à augmenter l'amplitude en

tension (et par conséquent la fonction de transfert). Ce dernier point a été confirmé par simulation et mesures expérimentales, (K. Enpuku, Sueoka, Yoshida, & Irie, 1985), (Greenberg & Novikov, 2006). D'abord par simulations, il a été montré que l'ajout d'une résistance d'amortissement pouvait shunter l'inductance de la boucle. Rajouter une résistance en série avec les jonctions en parallèle revient à créer une asymétrie. Des mesures expérimentales ont démontré que l'amplitude en tension des modulations pouvait être augmentée avec cette résistance d'amortissement, (K. Enpuku, Doi, Tokita, & Maruo, 1994). Les simulations montrent (K. Enpuku et al., 1986) que lorsqu'une résistance d'amortissement est ajoutée en série avec les deux jonctions en parallèle, alors les caractéristiques DC ne sont pas dégradées pour des grandes valeurs de paramètre d'écrantage (allant jusqu'à 10 dans les simulations). Le bruit en flux est même amélioré pour des grandes valeurs. Ceci a été vérifié, une nouvelle fois par simulation puis expérimentalement, (Testa, Pagano, Sarnelli, Calidonna, & Furnari, 2001), (Testa, Sarnelli, Pagano, Calidonna, & Mango Furnari, 2001), (Testa, Pagano, Sarnelli, Calidonna, Furnari, et al., 2001), (Testa et al., 2002)

Une autre proposition pour l'amélioration des caractéristiques DC est l'ajout d'une troisième jonction, en parallèle avec les deux autres (K. Enpuku, Doi, Tokita, & Mauro, 1995). Cette proposition sera testée expérimentalement (V. Schultze et al., 1997) et confirmera une amélioration d'amplitude et de la fonction de transfert. L'ajout d'une troisième jonction en parallèle (Keiji Enpuku & Doi, 1994) permet d'utiliser des grandes valeurs d'inductance sans dépendances des caractéristiques DC. En effet comme pour les résistances, l'inductance équivalente d'un circuit parallèle est la somme des inverses de chaque inductance. Ceci permet de réduire la valeur totale d'inductance du circuit.

Des mesures sur 20 SQUIDS (Novikov, Greenberg, Schultze, Ijsselsteijn, & Meyer, 2009), montrent que les caractéristiques DC sont modifiées, lorsque des asymétries en courant et résistance existent, seulement dans le cas de petites inductances. Dans le cas de grandes inductances, ni la fonction de transfert ni l'amplitude des modulations ne sont perturbés par les effets d'asymétrie.

La prédiction des caractéristiques DC de SQUIDS haute température critique n'est pas encore un sujet complètement maîtrisé. En effet, très souvent les théories prédisent des valeurs d'amplitude et fonction de transfert très supérieures à celles mesurées expérimentalement. En plus des effets d'asymétrie, (Greenberg, Novikov, Schultze, & Meyer, 2005) on attribue la dégradation des caractéristiques DC, à une deuxième harmonique dans la relation courant-phase des jonctions, (Lindström et al., 2003). Cependant les mesures expérimentales ne permettent pas de valider cette hypothèse et à l'heure actuelle il n'y a pas encore d'explication valable pour justifier cette dégradation des caractéristiques DC concernant les SQUIDS haute température critique (Braginski et al., 2000).

On caractérise le fonctionnement d'un SQUID DC par son bruit en tension, sa dynamique, son bruit en flux de champ magnétique et son bruit en champ magnétique. Le tableau suivant donne les paramètres DC permettant de caractériser un SQUID (Clarke & Braginski, 2005a).

Tableau 4 : Caractéristiques DC d'un SQUID DC.

Amplitude en tension	Sensibilité	Densité spectrale de bruit en tension	Densité spectrale de bruit magnétique	Densité spectrale de bruit en champ
ΔV	$V_B = \frac{\partial V}{\partial B}$	$S_V = 4k_B T R$	$S_\phi = \frac{S_V}{V_B^2}$	$S_B = \frac{S_\phi}{S_{eff}^2}$

Etant donné qu'il est difficile de prédire les caractéristiques DC d'un SQUID, le plus souvent on cherche à concevoir des dispositifs optimisés, afin d'obtenir les meilleures performances possibles. Le choix du matériau et de la technologie de fabrication est un paramètre d'optimisation, et la géométrie des boucles en est une autre. Comme on peut le voir, d'après l'expression (75), lorsque l'on veut augmenter la capacité de la boucle à capter du flux magnétique, la surface effective doit être augmentée. Certaines géométries de SQUID permettent d'augmenter la surface effective sans augmenter la valeur d'inductance, (Jaycox & Ketchen, 1981), (Ketchen & Jaycox, 1982). Une autre méthode consiste à coupler un SQUID de petite surface (Carelli & Foglietti, 1998) (et donc faible inductance) à un élément sensible au champ magnétique. Cet élément peut être une boucle, un gradiomètre ou un arrangement de plusieurs boucles (Ludwig et al., 1995).

Une étude a été réalisée (Maruyama et al., 1998), afin de déterminer quel type de géométrie peut améliorer la sensibilité d'un SQUID. La Figure 20 montre les différentes géométries étudiées. Dans cette expérience, le couplage en champ magnétique se fait via un courant qui traverse une partie du circuit, il simule un courant d'écrantage produit par un champ appliqué. Les lignes en pointillé symbolisent l'emplacement des jonctions, de type bi-cristal. Les parties hachurées sont celles traversées par le courant injecté. Dans les géométries proposées, le trou du SQUID est sous forme de fente, plus ou moins épaisse. Pour certaines boucles, la fente est parallèle aux jonctions, c'est le cas des structures a), b) et c). Les structures e) et d) ont une fente perpendiculaire aux jonctions. Les mesures ont montré que le couplage en champ est meilleur dans le cas des fentes parallèles aux jonctions et lorsqu'elles ne sont pas fines. Le meilleur couplage a été obtenu pour la structure c). La structure de type e) est utile pour réduire le bruit en flux magnétique (Dantsker, Tanaka, Nilsson, Kleiner, & Clarke, 1996). D'autre part, les géométries qui présentent des pistes d'injection de courant qui tournent de 90 degrés, comme c'est le cas des géométries a), b) et d), ont un moins bon couplage que les autres structures étant donné que la distribution de courant est très forte sur les coins.

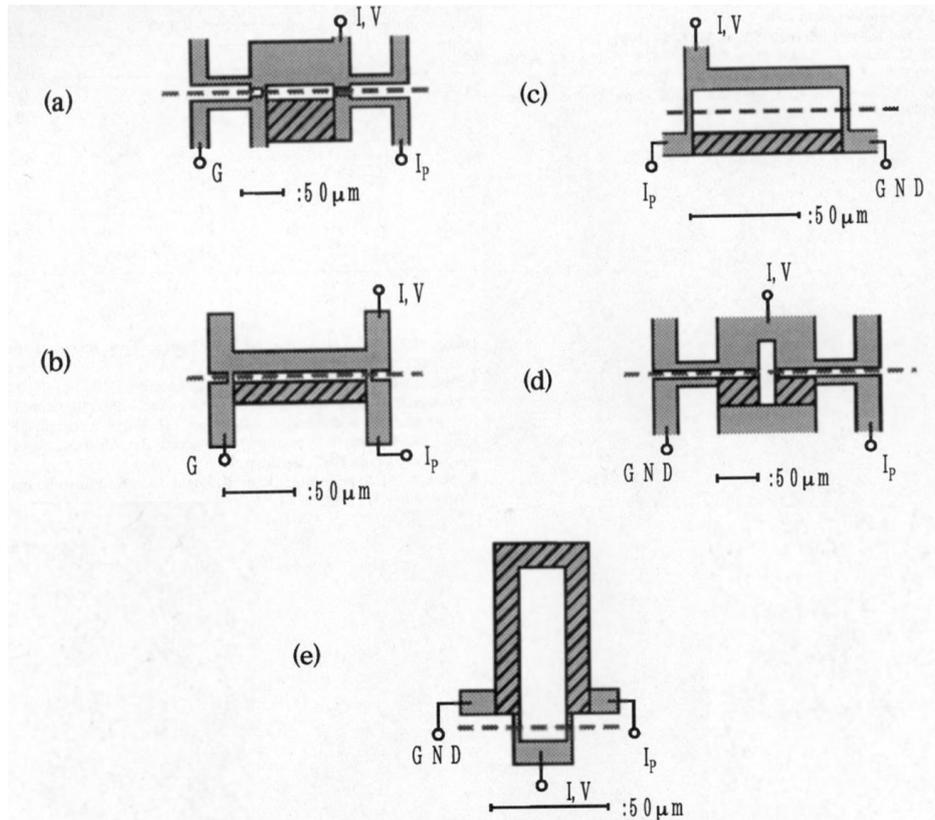


Figure 20 : Schéma de SQUIDS DC avec différentes géométries de boucle (Maruyama et al., 1998). Les parties hachurées correspondent aux zones traversées par le courant injecté I_p . Les lignes en pointillés symbolisent les jonctions Josephson.

Les SQUID DC sont des détecteurs très sensibles de flux magnétique, mais ils ne peuvent pas réaliser des mesures absolues. En effet le caractère périodique des caractéristiques introduit une ambiguïté concernant la traduction de la tension mesurée en flux. D'autre part, la relation tension-flux n'est linéaire que sur certains intervalles de la caractéristique sinusoïdale, pour cette raison il est nécessaire d'utiliser des boucles à verrouillage de flux pour rester sur une partie linéaire de la caractéristique.

L'optimisation des SQUIDS DC passe aussi par l'étude des différentes sources de bruit, les racines carrées des densités spectrales données dans le Tableau 4 nous donnent les expressions des bruits en tension, en flux et en champ magnétique. A cela il faut rajouter le bruit en $1/f$. On attribue le bruit en $1/f$ au mouvement de vortex piégés dans un supraconducteur (Clem, 1981), ou aux fluctuations de courant critique (Foglietti et al., 1986). Le choix de la géométrie de boucle peut permettre de diminuer ce bruit, (Dantsker et al., 1996) et on peut piéger des vortex à l'aide de trous dans le supraconducteur.

2.3.2.3 EFFET DES FLUCTUATIONS THERMIQUES ET PARAMÈTRE D'ÉCRANTAGE

Nous avons vu que la conversion de flux de champ magnétique en tension est le résultat d'une modulation du courant critique des jonctions. L'amplitude de cette modulation peut être fortement dégradée du fait des fluctuations thermiques, mais aussi à cause d'effets de dissymétrie dans les bras du SQUID. Un autre facteur très important est le paramètre d'écrantage. Lorsque celui est très petit, on peut considérer que le flux dans la boucle est le flux appliqué. Lorsqu'il devient important alors les courants d'écrantage génèrent un flux

opposé au flux appliqué. Si l'on souhaite maximiser l'amplitude des modulations du courant critique, il faut pouvoir prédire les caractéristiques DC d'un SQUID en fonction des paramètres qui le caractérisent. Deux approches sont utilisées pour prédire les caractéristiques DC de SQUIDs haute température critique. La première utilise le formalisme basé sur les équations de Langevin, que nous avons décrit comme le modèle RCSJ. La deuxième approche a été proposée par B.Chesca, (B Chesca, 1998a),(B Chesca, 1998b),(Boris Chesca, 1999),(B Chesca, 1999), elle consiste à décrire le comportement d'un SQUID à l'aide d'une équation Fokker-Planck à deux dimensions.

Deux paramètres définissent le régime de petites ou grandes fluctuations thermiques : Le paramètre de bruit Γ et l'inductance L .

Le régime des petites fluctuations thermiques est défini lorsque

$$\Gamma = \frac{2\pi k_B T}{I_c \phi_0} < 1 \quad (88)$$

$$L < L_F = \left(\frac{\phi_0}{2\pi}\right)^2 \frac{1}{k_B T} \quad (89)$$

Les dispositifs faits de matériaux basse température critique remplissent bien cette condition, c'est la raison pour laquelle ils sont considérés comme plus faciles à opérer et plus sensibles que ceux fonctionnant à des plus hautes températures, (ceci ne tenant pas compte des aspects cryogéniques). Pour donner un ordre de grandeur, à 77 K $L_F = 100 \text{ pH}$ et à 4 K $L_F = 4 \text{ nH}$ (B Chesca, 1998a)

Dans ce cas il a été analytiquement démontré que le paramètre d'écrantage optimum et proche de 1. (Tesche & Clarke, 1977) vont aussi dans ce sens, lorsqu'ils démontrent par simulation que l'amplitude des modulations du courant critique diminue lorsque le paramètre d'écrantage augmente.

Dans le cas des grandes fluctuations thermiques, qui est le cas fréquemment rencontré lorsque l'on travaille avec des matériaux haute température critique, alors l'optimisation du paramètre d'écrantage dépend du paramètre de bruit :

$$\Gamma < 1, \beta_{Lopt} > \frac{1}{\pi} \quad (90)$$

$$\Gamma \geq 1, \beta_{Lopt} = \frac{1}{\pi\Gamma} \quad (91)$$

A température et inductance fixe, l'amplitude des modulations ne peut augmenter que si le courant critique des jonctions augmente. Pour des jonctions joint de grain le courant critique peut difficilement être modifié. Pour les jonctions irradiées cette variation est envisageable car le courant critique des jonctions dépend de l'énergie et la dose d'irradiation.

A courant critique et température fixe, le dernier degré de liberté est l'inductance. D'un point de vue sensibilité, on voudrait capter un maximum de flux sans que les courants d'écrantage génèrent un flux opposé au flux appliqué, l'intuition est d'augmenter la valeur d'inductance. Le problème alors est que lorsque la condition (89) n'est plus respectée, les

effets thermiques dégradent fortement l'amplitude des modulations.

Le modèle proposé par B.Chesca est valable dans un domaine restreint, pour des petites valeurs d'inductance et des grandes valeurs de fluctuation thermique, ($\beta_L \ll 1, \Gamma > 1$). Dans une étude, (Barthel et al., 1999), deux valeurs d'inductance sont testées, et comparées aux deux formalismes (équations de Langevin et Fokker-Planck). Les valeurs d'inductance sont, 26pH et 80pH, pour une large gamme de valeurs de Γ . Pour la plus faible inductance, les deux formalismes sont en parfait accord avec les mesures expérimentales pour des valeurs $\Gamma > 1$. Pour la plus grande valeur d'inductance, les mesures expérimentales ne coïncident avec aucune des deux théories. Il sera aussi montré par la suite (Greenberg, 2002) que le formalisme de B.Chesca ne reflète pas une réalité physique lorsque $\Gamma < 1$. Des mesures expérimentales (Greenberg, Schultze, & Meyer, 2002) menées sur 70 SQUIDs montrent que cette théorie n'est pas suffisante pour prédire les caractéristiques DC des dispositifs. Il est alors proposé une autre solution aux équations Fokker-Planck de B.Chesca, (Greenberg, 2002), expérimentalement vérifié (Greenberg et al., 2002).

Selon une étude (Greenberg & Novikov, 2006), le courant critique dans les caractéristiques courant-tension est masqué, d'une part par le paramètre de bruit, comme nous avons vu un peu plus tôt dans le manuscrit, et d'autre part par le bruit en courant. Ainsi, le courant critique apparent est plus faible que le courant critique réel. Il est alors proposé de mesurer le courant critique en cherchant un courant de polarisation maximum I_{max} , qui donne une amplitude en tension ΔV maximum. L'expression qui permet de calculer le courant critique est :

$$I_C = \frac{I_{max}}{2} + \frac{k_B T}{\phi_0} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{I_{max} \phi_0}{k_B T}} \right) \quad (92)$$

Si l'on connaît le paramètre Γ , le courant critique peut aussi être approximé par la relation :

$$I_C = \frac{I_{max}}{2(1-\sqrt{\Gamma/\pi})} \quad (93)$$

2.3.3 LE BI-SQUID

Un bi-SQUID est un SQUID DC dont l'inductance est shuntée par une troisième jonction Josephson. On peut envisager ce système comme l'association d'un SQUID RF en série avec un SQUID DC (d'où le nom de bi-SQUID). Ce type de dispositif a été proposé pour la première fois par (V. K. Kornev, Soloviev, Klenov, & Mukhanov, 2009) et a pour effet de linéariser la fonction de transfert du SQUID DC comme on peut le voir sur la Figure 21.

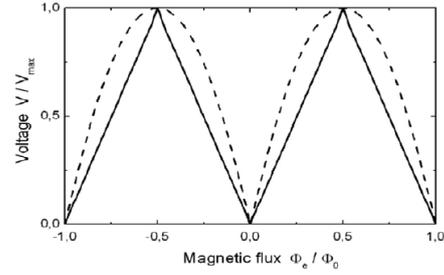
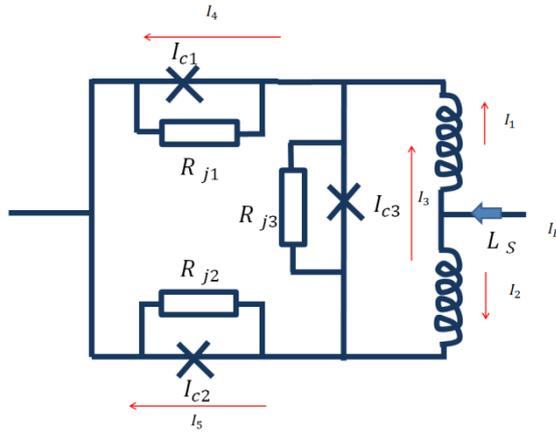


Figure 2. Voltage response of conventional dc SQUID (dashed line) and bi-SQUID (solid line) with normalized inductance $l = 1$ at bias current $I_b = 2I_c$ and $I_{c3} = 1.1I_c$.

Figure 21 : A gauche le schéma électrique d'un Bi-SQUID d'inductance L_S . Les jonctions sur amorties ont pour courants critiques I_{c1} , I_{c2} et I_{c3} , et pour résistances R_{j1} , R_{j2} , et R_{j3} . A droite est représentée la caractéristique normalisée de tension en fonction d'un champ appliqué (V. K. Kornev et al., 2009).

Des tels dispositifs sont compliqués à concevoir car les effets d'inductance et de couplage entre éléments non linéaires est complexe (Longhini et al., 2012). La linéarisation de la fonction de transfert s'obtient via le courant critique de la troisième jonction, selon la condition sur le paramètre d'écrantage di bi-SQUID (V. K. Kornev, Sharafiev, Soloviev, & Mukhanov, 2014),

$$\beta_{Bi-squid} I_{c3} = 1 \quad (94)$$

Comme pour le SQUID DC, lorsque l'inductance de la boucle devient grande les caractéristiques sont fortement dégradées. L'inductance de shunt de la boucle SQUID est celle de la troisième jonction, elle a pour expression

$$L_j = \frac{\Phi_0}{2\pi \sqrt{I_{c3}^2 - I_{shunt}^2}} \quad (95)$$

avec I_{shunt} étant le courant traversant la branche qui contient la 3^{ème} jonction. L'inductance équivalente d'un tel circuit est la mise en parallèle de l'inductance de boucle et l'inductance de la jonction Josephson.

$$L_{eq} = \frac{L_j L_{boucle}}{L_j + L_{boucle}} \quad (96)$$

D'après ce que nous avons vu concernant les valeurs d'inductance et la dégradation des caractéristiques DC, il semble plus compliqué d'optimiser les caractéristiques d'un Bi-SQUID que celles d'un simple SQUID DC étant donné qu'en plus de l'inductance de boucle, il faut maîtriser la valeur du courant critique de la jonction de shunt.

2.4 LES RÉSEAUX DE JONCTION

2.4.1 RÉSEAUX DE JONCTIONS ET RÉSEAUX DE SQUID IDENTIQUES

Nous avons vu dans le chapitre précédent l'intérêt des jonctions Josephson dans le domaine de détection des signaux radio fréquence. Rappelons qu'une jonction Josephson polarisée en tension voit apparaître un courant AC de fréquence $\frac{V}{\phi_0}$.

En pratique il est difficile de mesurer une jonction seule, à cause des faibles signaux qu'elle produit. L'adaptation d'impédance est aussi un problème, la plupart des appareils de mesure ayant une impédance de 50 Ohm et les jonctions une très faible impédance. Les réseaux de jonctions permettent de résoudre ce problème. La première expérimentation d'un réseau de jonctions a été proposée par (De Waele, Kraan, & De Bruyn Ouboter, 1968) et (T. D. Clark, 1968). Le défi d'un tel circuit est la synchronisation des phases des jonctions, nécessaire pour le bon fonctionnement du réseau.

Une jonction de courant critique I_c et de résistance R polarisée à une tension V telle que $V > RI_c$ est parcourue par un courant AC. Lorsque la jonction est adaptée à une charge $R_L = R$ alors la puissance maximale émise est (Darula, Doderer, & Beuven, 1999) :

$$P = \frac{I_c^2 R}{8} \quad (97)$$

Pour une série de N jonctions identiques synchronisées, la puissance maximale pouvant être émise dans une charge adaptée est (Benz & Burroughs, 1991)

$$P_N = N \cdot P = \frac{NI_c^2 R}{8} \quad (98)$$

Pour atteindre cette puissance maximale, il est nécessaire que les jonctions soient synchronisées. Pour donner des ordres de grandeur, une série de 40 jonctions (Wan et al., 1991) permet de mesurer une émission de $1\mu\text{W}$ à 350 GHz avec une charge de 60 Ohm. D'après (Benz & Burroughs, 1991) la puissance maximale attendue, selon la relation (98) était de $7\mu\text{W}$. La raison de cette perte de puissance est attribuée à une mauvaise synchronisation des jonctions.

Il existe deux mécanismes de synchronisation des jonctions Josephson (Jain, Likharev, Lukens, & Sauvageau, 1984). Le verrouillage externe consiste à synchroniser les jonctions avec un signal RF, les jonctions ne sont plus synchronisées lorsque le signal n'est plus présent. Le verrouillage interne observé par (Jillie, Lukens, Kao, & Dolan, 1976) apparaît lorsque deux jonctions sont assez proches.

Des caractéristiques de résistance dynamique en fonction du courant permettent d'observer le courant critique. A la valeur de courant critique une transition en résistance est observé comme le montre Figure 22. Cette figure est une observation expérimentale de la résistance dynamique de deux jonctions polarisées séparément puis en série. Lorsqu'elles sont individuellement polarisées les jonctions montrent des transitions à des

courants différents. Lorsque les jonctions sont en série une unique transition apparaît à courant plus faible que les transitions des jonctions individuellement polarisées. De plus la valeur de la résistance dynamique est beaucoup plus élevée lorsque les jonctions sont en série. Ces observations sont dues à un effet de synchronisation des jonctions lorsqu'elles sont proches (Palmer & Mercerau, 1975).

Une explication de ce phénomène (Jain et al., 1984) est que les oscillations de la phase d'une jonction produisent une injection de courant de quasiparticules dans les électrodes supraconductrices. Ce courant de quasiparticules oscille à la même fréquence que la phase de la jonction qui l'a produit. Si une deuxième jonction se trouve à proximité, elle sera affectée par ce courant de quasiparticules, et sa phase oscillera à la même fréquence. A son tour, un deuxième courant de quasiparticules sera produit. Ainsi, de proche en proche les jonctions d'un réseau peuvent se synchroniser sans l'influence d'un signal RF externe.

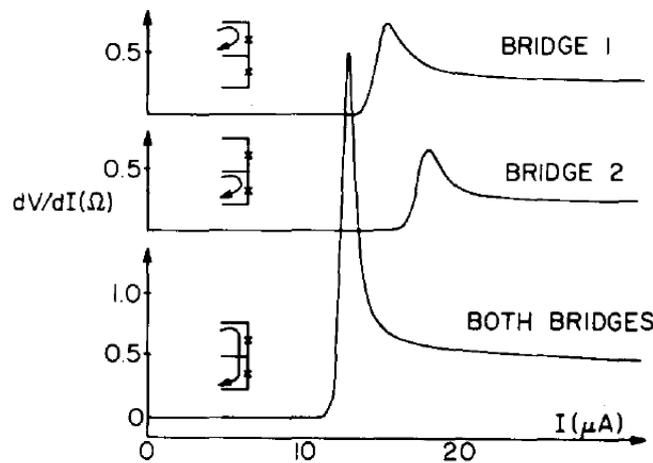


Figure 22 : Résistance dynamique de deux jonctions polarisées individuellement (bridge 1 et bridge 2) puis les deux jonctions polarisées en série (Jillie et al., 1976).

Les réseaux 2D permettent plus de flexibilité lorsqu'il s'agit d'adapter l'impédance à une charge. La Figure 23 montre des exemples de configurations de réseaux de jonctions. Dans ces schémas, N est le nombre de jonctions en série et M en parallèle, ainsi il est possible d'adapter l'impédance du réseau à une charge R_L de la façon suivante :

$$R_L = \frac{NR}{M} \quad (99)$$

La puissance maximale pouvant être émise est alors (Benz & Burroughs, 1991).

$$P_{NM} = N.M.P = M^2 \frac{I_c^2 R_L}{8} \quad (100)$$

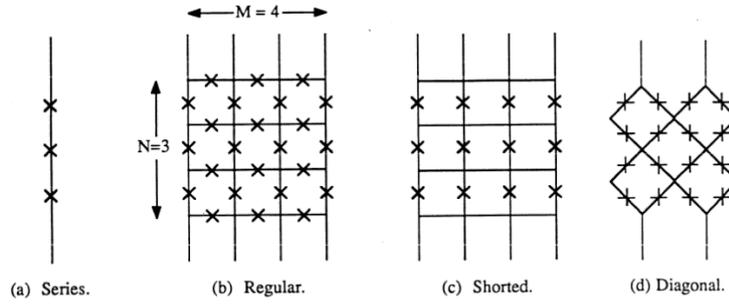


Figure 1. Array geometries. (a) Series array ($N = 3$). (b) Regular 2D array ($N = 3$ and $M = 4$). (c) Shorted 2D array with superconducting wires for horizontal bonds ($N = 3$, $M = 4$). (d) Diagonal 2D array ($N = 4$, $M = 4$).

Figure 23 : Différentes configurations de réseaux de jonctions (Benz & Burroughs, 1991).

Outre la possibilité de réaliser des émetteurs radio fréquence et micro-onde les réseaux de jonctions Josephson sont utilisés dans diverses applications. Par exemple pour définir le standard du Volt (Hamilton, Burroughs, & Benz, 1997). Plus récemment, la limitation de technologies à base de semi-conducteurs pour le calcul neuro-morphique a incité les spécialistes des réseaux de neurones à se tourner vers les Jonctions Josephson (Schneider, Donnelly, & Russek, 2018).

L'utilisation la plus récurrente des réseaux de jonctions est la détection de champ magnétique. Une étude, (Keiji Enpuku, Ohta, Nakahodo, & Minotani, 2000) propose un réseau série de 8 jonctions bi-cristal, en YBCO ayant une sensibilité de 63 V/T à 77 K. Des mesures de champs magnétiques à 130 MHz ont été réalisées. Dans une autre étude, (Du, Lazar, Lam, Mitchell, & Foley, 2014) il est proposé des réseaux série de 50 jonctions step-edge fonctionnant dans une bande de fréquence de 2 à 20 GHz.

Bien que l'utilisation d'une boucle à verrouillage de flux soit toujours nécessaire, si la tension en sortie du dispositif est suffisamment importante, il n'est plus nécessaire d'amplifier le signal pour le mesurer. De cette manière, la limite fréquentielle de fonctionnement peut être repoussée. (Welty & Martinis, 1991) proposent un amplificateur fait de 100 SQUID en série, dont l'amplitude de 25 mV est 100 fois celle d'un seul SQUID, avec une bande passante de 175 MHz pour une impédance de 50 Ohm. Bien que le signal soit amplifié par rapport au signal d'un seul SQUID, il est observé que la forme de la caractéristique en tension est légèrement déformée à cause du flux piégé dans la structure en réseau.

Le réseau de SQUID identiques présente un avantage vis-à-vis de la boucle à verrouillage de flux (ou Flux Locked Loop en anglais, FLL) nécessaire à la lecture des signaux périodiques. Il a été expérimentalement démontré (Foglietti, Stawiasz, Ketchen, & Koch, 1993) qu'il est possible d'utiliser une FLL avec une série de SQUIDs et que les performances se voient améliorées. Il est expliqué qu'avec un seul SQUID la phase est déverrouillée lorsque le flux dans la boucle excède la valeur $\frac{\phi_0}{4}$. Dans un réseau de N SQUID, ce déverrouillage arrive pour un flux N fois plus important. Ainsi la dynamique s'en voit améliorée d'un facteur \sqrt{N} .

Les réseaux de SQUIDs identiques ont un grand avantage par rapport aux SQUIDs individuels, en termes d'amplitude et de sensibilité, en termes de dynamique et aussi

quant à la diminution du bruit magnétique. Cependant le système nécessite toujours l'asservissement par une boucle à verrouillage de flux, et il n'est toujours pas possible de faire des mesures absolues de champ magnétique, étant donné que la caractéristique en tension est aussi sinusoïdale comme pour un SQUID unique.

2.4.2 SQIF : SUPERCONDUCTING QUANTUM INTERFERENCE FILTERS

2.4.2.1 RÉSEAU SÉRIE

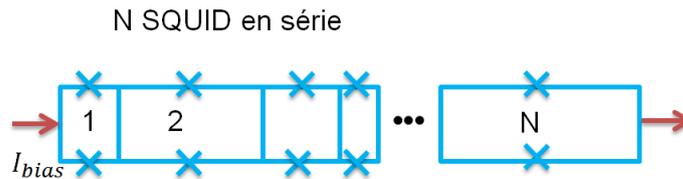


Figure 24 : Schéma d'un SQIF série de N SQUIDs

Le SQIF ou (Superconducting Quantum Interference Filter) est une variante du réseau de jonctions Josephson qui consiste à assembler des SQUIDs de surfaces différentes. Lorsqu'ils sont en série, les réponses en tension s'additionnent. Etant donné que la période de la réponse en tension dépend de la surface de boucle, une somme de réponses sinusoïdales de périodes différentes résulte en une réponse non périodique, présentant un anti-pic autour du champ magnétique nul. La Figure 25 illustre une telle caractéristique. Cet effet de « filtrage » de modulations autres que celle à champ nul est à l'origine du mot Filter dans l'acronyme SQIF.

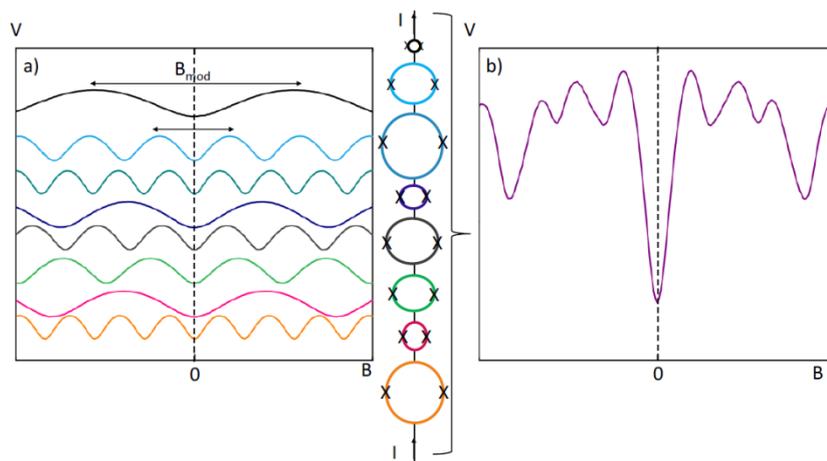


Figure 25 : Schéma de réponses en tension en fonction d'un champ magnétique appliqué pour des SQUIDs DC de différentes surfaces à gauche, et à droite réponse en tension de la somme des réponses de gauche (Saphia Ouanani, 2015).

En 1997, (Carelli, Castellano, Flacco, Leoni, & Torrioli, 1997) eurent l'idée d'assembler des SQUID de surfaces différentes au sein d'un réseau, afin d'obtenir un magnétomètre absolu. Il est proposé une série de SQUIDS de sensibilités différentes et de mêmes inductances et

courants critiques. Ces conditions assurent un point de fonctionnement optimal pour tous les SQUIDs. Pour garder des inductances égales et avoir des sensibilités différentes, l'astuce consiste à utiliser des boucles pour collecter le signal, propres à chaque SQUID. La taille et la forme de chaque boucle garantissent une certaine sensibilité au SQUID qui lui est associé. Par exemple une boucle sous forme de gradiomètre augmente la sensibilité d'une petite boucle, et une simple boucle suffit pour un SQUID de grande taille qui aura plus de sensibilité qu'un SQUID de petite taille.

Une série de SQUIDs de surfaces différentes a été proposée (Häussler, Oppenländer, & Schopohl, 2001), dont la tension moyenne totale est la somme des tensions de chaque SQUID.

$$V = \sum_{n=1}^N \langle V_n \rangle \quad (101)$$

Avec la tension individuelle de chaque SQUID étant

$$\langle V_n \rangle = I_c R \sqrt{\left(\frac{I_b}{2I_c}\right)^2 - \left|\cos\left(\pi \frac{\phi_a}{\phi_0}\right)\right|^2} \quad (102)$$

Ici I_c et R sont le courant critique et la résistance des jonctions, I_b est le courant de polarisation et ϕ_a est le flux appliqué.

Pour décrire la forme du pic SQIF, (J. Oppenländer, Häussler, & Schopohl, 2001), introduit le facteur de structure, $S(B)$. C'est une fonction qui rend compte de la sensibilité à un champ magnétique et dépend du choix des surfaces (elle sera détaillée dans une autre partie).

Comme pour les réseaux de SQUID identiques, l'amplitude du signal d'une telle structure est proportionnelle au nombre de SQUIDs en série. La fonction de transfert $V_B = \frac{\partial V}{\partial B}$ est proportionnelle à la surface totale du SQIF. En introduisant le facteur de structure Oppenländer inclus l'effet des surfaces des boucles SQUID dans la valeur moyenne de tension d'un SQUID :

$$\langle V_{n2} \rangle = I_c R \sqrt{(J_N)^2 - |S(B)|^2} \quad (103)$$

Avec $J_N = \frac{I_b}{2I_c}$. Cette nouvelle expression indique que la fonction de transfert dépend du choix des surfaces, non seulement de leur taille mais aussi de leur distribution. Par ailleurs il a été montré par simulation que des SQUIDs de surfaces identiques pouvaient montrer une réponse SQIF lorsqu'un champ magnétique est appliqué. Cet effet peut être obtenu lorsque le couplage entre les boucles (l'espacement) varie dans le réseau (Longhini, Berggren, Palacios, In, & De Escobar, 2011). L'emplacement des surfaces dans le réseau a aussi une importance (Longhini, De Escobar, Escobar, In, & Bulsara, 2009).

La densité spectrale de bruit en tension d'un SQIF série est donnée par la relation

$$S_V = \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{NI_c}{I_b}\right)^2\right] \frac{4k_B T R_D^2}{R} N \quad (104)$$

Avec $R_D = \left(\frac{1}{I_c}\right) \left(\frac{\partial V}{\partial J_N}\right)$ la résistance dynamique du SQIF au point de polarisation I_b . De l'expression (104) on remarque que le bruit en tension est proportionnel à \sqrt{N} . (V. Schultze et al., 2003), (Volkmar Schultze, Ijsselsteijn, & Meyer, 2006), montrent qu'on peut augmenter la sensibilité avec une boucle de concentration de flux.

La densité spectrale de flux S_ϕ est aussi proportionnelle à N et la densité spectrale en champ S_B à $1/N$.

$$S_\phi = \frac{S_V}{V_B^2} \quad (105)$$

$$S_B = \frac{S_\phi}{S_{eff}^2} \quad (106)$$

Un autre facteur permettant de décrire le comportement d'un SQIF est la dynamique. Elle est définie par le rapport

$$D = \frac{\Delta V_{DCmax}}{\sqrt{S_V}} \quad (107)$$

On caractérise souvent les SQIFs par leur amplitude de pic maximale, ΔV_{DC} et par leur sensibilité. Cette dernière est définie comme V_B .

Bien que possédant de propriétés très intéressantes, l'électronique à base de supraconducteurs a longtemps été freinée par les difficultés techniques à utiliser la cryogénie dans un environnement autre qu'un laboratoire. La démonstration de mesures SQIF faites à l'aide d'un cryo-réfrigérateur miniature (Joerg. Oppenländer et al., 2005) ouvre la possibilité à l'utilisation des SQIFs dans des applications sortant du cadre de la recherche expérimentale.

Le SQIF série est le plus simple à réaliser, mesurer et modéliser. Théoriquement on pourrait obtenir d'excellentes performances DC avec un simple SQIF série étant donné que la tension moyenne est la somme des tensions des SQUIDs du réseau. Pour citer un exemple de réalisation un SQIF de 2000 SQUIDs en série faits par la technique d'irradiation ionique permet d'obtenir 5 mV d'amplitude et 1000 V/T (S. Ouanani et al., 2016). En réalité il existe une limite technologique, car il n'est pas possible d'assembler des SQUIDs en série à l'infini, l'optimisation des caractéristiques DC d'un tel réseau se voit limitée par la longueur du réseau. D'autre part un tel système est fragile étant donné que le courant qui traverse les SQUIDs n'a qu'un seul chemin possible, un court-circuit ou un défaut peuvent endommager le réseau entier. Pour les mêmes raisons, les réseaux série sont très sensibles aux phénomènes de dispersion, dans une étude (Crete et al., 2018) il a été montré que pour opérer un SQIF avec de la dispersion de courants critiques il est nécessaire de polariser chaque SQUID individuellement, ce qui n'est pas raisonnable, voire possible lorsque l'on travaille avec un très grand nombre de SQUIDs. Si l'on envisage des mesures radiofréquence, le problème de l'adaptation d'impédance se pose. Ce type de réseau a l'avantage de la simplicité mais n'est pas le candidat idéal lorsque l'on souhaite optimiser les performances des SQIFs.

2.4.2.2 RÉSEAU PARALLÈLE

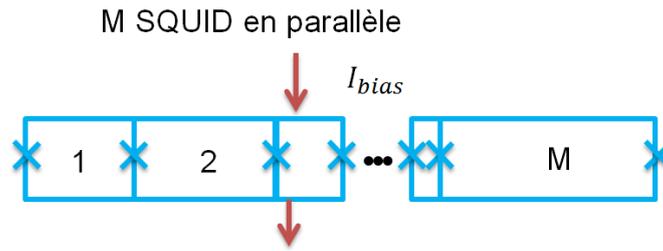


Figure 26 : Schéma d'un SQIF parallèle de M SQUIDs

Les jonctions Josephson en parallèle ont été étudiées longtemps avant l'apparition des SQIFs. Ce type de réseaux est plus difficile à modéliser, le couplage entre les jonctions Josephson étant plus complexe. Un exemple de Schéma est montré en Figure 26.

Il a été montré, (De Waele et al., 1968) que pour un réseau de M jonctions en parallèle, la figure d'interférence du courant critique en fonction du champ appliqué possède M-1 maxima, et qu'un de ces maxima est prédominant, comme pour des interférences entre fentes d'Young.

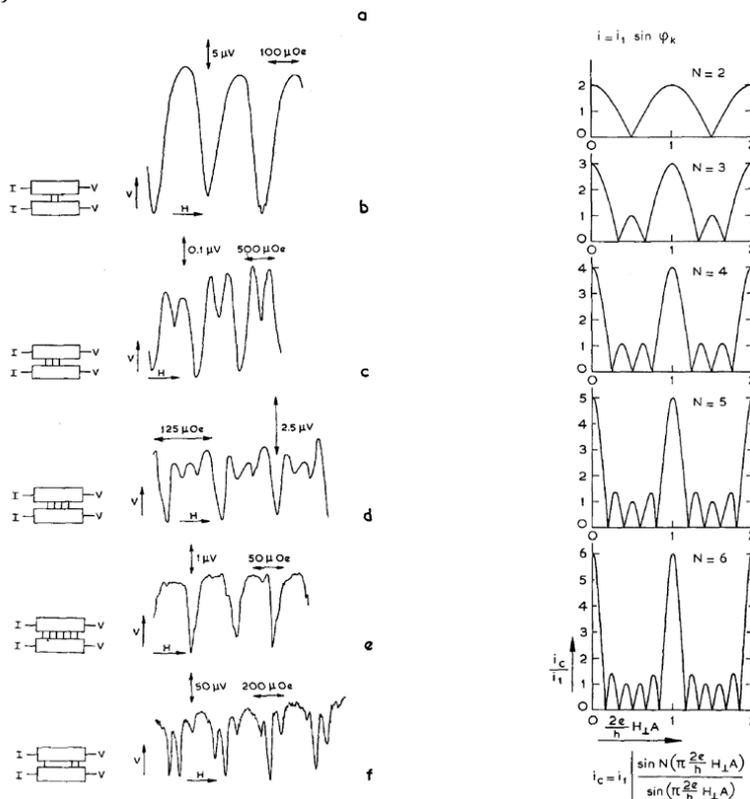


Figure 27 : Profils de courant critique en fonction du nombre de jonctions en parallèle. Mesures à gauche et simulations à droite (De Waele et al., 1968).

L'expérience réalisée consiste à relier deux blocs d'étain isolés par un film en mylar. Les deux parties sont connectés par l'intermédiaire de vis en niobium, la pointe de la vis sert de lien faible. Les vis permettent ainsi de choisir combien de liens faibles connecter en parallèle. Dans cette étude la forme des caractéristiques du courant critique en réponse à un champ appliqué a été simulée puis mesurée, la Figure 27 montre à gauche les mesures

et à droite des simulations. La tension mesurée est la transformée de Fourier du profil du courant critique.

Ce qui est observé est qu'en disposant jusqu'à 6 jonctions en parallèle, la réponse en tension suit le motif d'interférences analogue aux fentes d'Young. Au-delà les maximas secondaires disparaissent. Dans la Figure 27 à gauche les minimas en tension correspondent aux maximas de courant critique de la partie de droite de la figure. Une autre observation est que l'emplacement des jonctions dans le réseau à une importance. Comme on peut le voir sur la Figure 27, la réponse de 3 jonctions en parallèle est différente dans le cas c) et f) où seulement l'emplacement des jonctions varie. Bien que la ressemblance soit forte, les mesures expérimentales ne se superposent pas exactement aux calculs. La raison est que les effets d'auto-inductance et de mutuelle inductance n'ont pas été pris en compte dans les calculs. Les calculs prédisent une sensibilité améliorée lorsque le nombre de jonctions en parallèle augmente. Ceci revient à réduire la largeur à mi-hauteur du pic principal, ou augmenter sa pente. On a vu que la sensibilité d'un réseau série était définie comme la dérivée de la tension par rapport au champ magnétique. Avec les réseaux parallèles on peut trouver dans la littérature une définition de la sensibilité comme étant la dérivée du courant par rapport au champ magnétique (Jeng et al., 2007). Les deux expressions sont reliées par la résistance dynamique :

$$V_B = I_B R_d \quad (108)$$

Avec $I_B = \frac{\partial I}{\partial B}$.

Comme nous l'avons vu précédemment on introduit (J. Oppenländer et al., 2001) le facteur de structure caractéristique des SQIF. C'est une fonction qui rend compte de la sensibilité à un champ magnétique et dépend du choix des surfaces. La formule générale est valable pour M jonctions en parallèle. Formule générale :

$$S_M = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \frac{I_{c,m}}{I_c} \exp \left[\frac{2\pi i}{\phi_0} \sum_{n=0}^{m-1} \langle B, S_n \rangle \right] \quad (109)$$

Dans cette formule $\langle B, S_n \rangle$ est le produit scalaire entre le champ appliqué et une surface d'indice n. C'est le flux appliqué à cette surface qui tient compte de l'angle entre le champ appliqué et la surface. Ceci rend compte de l'importance de l'orientation de la surface. L'expression du flux de champ magnétique à travers la surface est :

$$\phi_a = |BS| \cos \alpha \quad (110)$$

Avec « S » la surface de boucle et α l'angle entre le champ appliqué et le vecteur normal à la surface.

La réponse d'un réseau parallèle de SQUID identiques est périodique et équivalente à celle d'un SQUID de surface équivalente à la surface totale du réseau parallèle. Pour que la réponse devienne non périodique, il faut que les surfaces du réseau soient différentes ou différemment orientées. Des surfaces différentes n'est pas une condition suffisante, il faut aussi que les tailles soient incommensurables, c'est-à-dire qu'il n'y ait pas de diviseur commun entre deux tailles de boucle. Autrement le filtrage des modulations n'est pas obtenu.

Comme nous l'avons vu plus tôt, le courant à travers une jonction est donné par la relation (37). Pour un réseau de M jonctions en parallèle, d'après les lois de Kirchhoff, le courant total traversant le réseau est :

$$I = \sum_{m=1}^M \left[I_{c,m} \sin \varphi_m + \frac{d\varphi_m}{d\tau} + I_{T,m} \right] \quad (111)$$

Dans cette expression $I_{T,m}$ est le courant de fluctuation thermique de la jonction m . La phase d'une jonction m dans le réseau est reliée à celle de sa jonction voisine par la relation

$$\varphi_{m+1} - \varphi_m = \frac{2\pi}{\phi_0} \phi_{a,m} \quad (112)$$

Ici $\phi_{a,m}$ est le flux appliqué à la surface d'indice m , interrompue par les jonctions d'indice m et $m + 1$.

La tension aux bornes d'une jonction est celle entre les bornes de polarisation. La tension aux bornes de la première jonction s'écrit

$$V_1 = \frac{\hbar}{2e} \dot{\varphi}_1 \quad (113)$$

Dans cette dernière expression $\dot{\varphi}_1$ est la dérivée temporelle de la phase de la jonction d'indice 1. D'après la loi des mailles et la relation (112) on peut déduire la relation entre les tensions de chaque jonction dans le réseau selon la relation

$$V_{m+1} - V_m = \dot{\phi}_{a,m} \quad (114)$$

Pour chaque boucle d'un réseau parallèle, la phase s'ajuste pour que la différence de potentiel soit la même que celle entre les bornes de polarisation.

Dans le cas de petites inductances, la contribution du flux dû aux courants d'écrantage peut être négligée. Dans ce cas, le flux dans les boucles est directement le flux appliqué. La relation (114) est alors la même pour toutes les jonctions et la phase peut se ramener à une expression unique valable pour toutes les jonctions. Alors le réseau se comporte comme une unique jonction dont le courant critique est la somme des courants critiques des jonctions et la résistance leur résistance équivalente.

Pour une polarisation inférieure aux courants critiques des $M+1$ jonctions, l'expression du courant critique global est

$$I_{c \text{ parallele}} = M I_c |S_M| \quad (115)$$

Pour une polarisation supérieure aux courants critiques des $M+1$ jonctions, la tension aux bornes du SQIF a pour expression

$$V_{\text{parallele}} = I_c R \sqrt{\left(\frac{I_b}{2I_c}\right)^2 - |S_M|^2} \quad (116)$$

Dans le cas où les inductances des boucles ne sont pas négligeables, il faut tenir compte du flux généré par les courants d'écrantage, et l'inductance mutuelle due aux jonctions adjacentes dans le réseau. Ce cas a été étudié, (Miller, Gunaratne, Huang, & Golding, 1991),

et on montre que la forme du courant critique dépend du paramètre d'écrantage des boucles. Plus il est important, plus le pic principal à flux $\phi_a = 0$ est réduit, mais il apparaît un nouveau maximum de plus faible amplitude à $\phi_a = 1/2$ et ses multiples.

Nous avons vu que l'amplitude des SQIFs série est proportionnelle au nombre de SQUIDs en série. Pour des réseaux parallèles ceci n'est plus vrai, l'amplitude du réseau équivaut à l'amplitude d'un seul SQUID. Dans l'optimisation des caractéristiques SQIF on ne gagnera pas d'amplitude de tension avec les réseaux parallèles. La sensibilité cependant est proportionnelle au nombre M de SQUIDs en parallèle. L'expression (104) de la densité de bruit en tension est aussi valable pour les réseaux parallèles, ainsi que les expressions de densité de bruit magnétique et en flux. La dynamique est plus faible que pour un réseau série car l'amplitude en tension est indépendante du nombre de SQUIDs dans le réseau. A priori les réseaux parallèles 1D ne sont pas plus avantageux que les réseaux série. L'avantage à utiliser ce type de réseau apparaît lorsque l'on souhaite construire des réseaux 2D.

2.4.2.3 RÉSEAUX 2D

Les réseaux 2D sont les plus prometteurs en termes d'optimisation des caractéristiques DC (J. Oppenländer et al., 2003). Ils sont plus robustes à la fabrication et moins sensibles à la dispersion des courants critiques, étant donné que les courants de polarisation ont plus de flexibilité pour se redistribuer. L'avantage majeur est la possibilité d'adapter l'impédance à un circuit de mesure. Avec ce type de circuit il est possible d'inclure un très grand nombre de jonctions dans le réseau. Des dispositifs de 20 000 jonctions step-edge ont été produits (Mitchell et al., 2016) avec une sensibilité de 1530 V/T. Il a été démontré qu'un réseau 2D de SQUIDs haute température critique à une densité de bruit magnétique inférieure à celle d'un SQUID individuel basse température critique (Boris Chesca, John, & Mellor, 2015).

Il existe plusieurs façons d'assembler des SQUIDs dans un réseau 2D. Il est possible de connecter des SQIF série en parallèle, comme on peut le voir sur la Figure 28, ou des SQIFs parallèle en série. Le désavantage de la première configuration est qu'en connectant les réseaux en parallèle il peut se former des boucles qui piègeront du flux de champ magnétique, ce qui risque d'annuler les modulations des SQUIDs du réseau. La deuxième proposition ne présente pas ce problème.

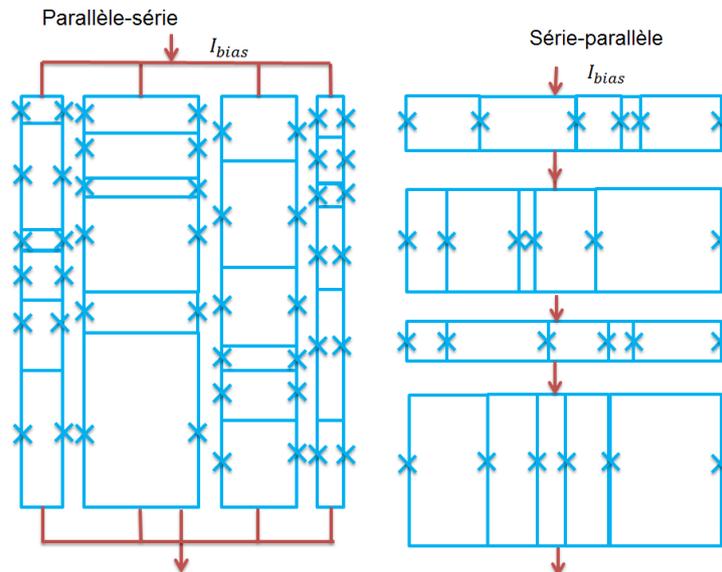


Figure 28 : Schémas de deux configurations de réseaux SQIF 2D. A gauche réseau parallèle-série, fait de SQIFs série, connectés en parallèle. A droite réseau série parallèle, fait de SQIFs parallèles connectés en série.

Une troisième configuration est le réseau compact comme représenté sur la Figure 29. Contrairement aux réseaux série-parallèle, les réseaux compacts n'ont pas d'espace qui sépare les SQIFs parallèles. Dans cette configuration les boucles parasites sont évitées. L'effet de focalisation pourrait être plus important pour une structure compacte que pour les autres types de réseaux 2D. L'inconvénient de cette configuration est que le couplage entre les SQUIDS risque d'être important. Des simulations (Dalichaouch, Cybart, & Dynes, 2014) montrent en effet, que lorsque l'on prend en compte la mutuelle inductance, l'amplitude des signaux est diminuée, ainsi que la sensibilité, d'autant plus que les paramètres d'écrantage des boucles sont supérieurs à 1. Des réalisations expérimentales, (Cybart et al., 2012) confirment cette analyse.

M SQUID en parallèle et N SQUID en série

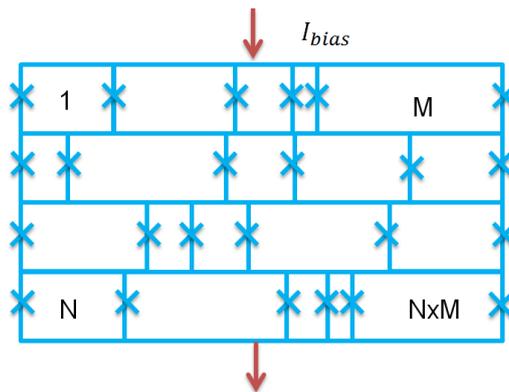


Figure 29 : Réseau SQIF 2D sous forme de structure compacte.

D'autres structures sont possibles dans une configuration 2D. Des simulations ont montré qu'une structure triangulaire était possible, (E. A. S. Berggren, Fagaly, & Leese De Escobar, 2015), et pourrait aboutir à un détecteur 3D sous forme de pyramide.

Dans le but d'augmenter la plage de linéarité de la caractéristique tension en fonction du champ appliqué, une configuration astucieuse (V. Kornev, Soloviev, Klenov, & Mukhanov,

2008) consiste à disposer des SQIFs série ou parallèle, de façon à ce que le champ appliqué soit opposé d'un réseau à l'autre. On appelle un tel réseau un SQIF différentiel. Un exemple de réalisation (Victor K Kornev, Soloviev, Klenov, & Mukhanov, 2009),(V. K. Kornev, Soloviev, Klenov, & Mukhanov, 2011), (V. Kornev et al., 2014) d'une telle structure est représenté sur la Figure 30. Par le biais d'une ligne de contrôle le flux appliqué est opposé dans les deux parties du réseau différentiel. La caractéristique de tension en fonction du champ appliqué ne présente plus un anti-pic à champ magnétique nul. La plage de linéarité est ainsi augmentée.

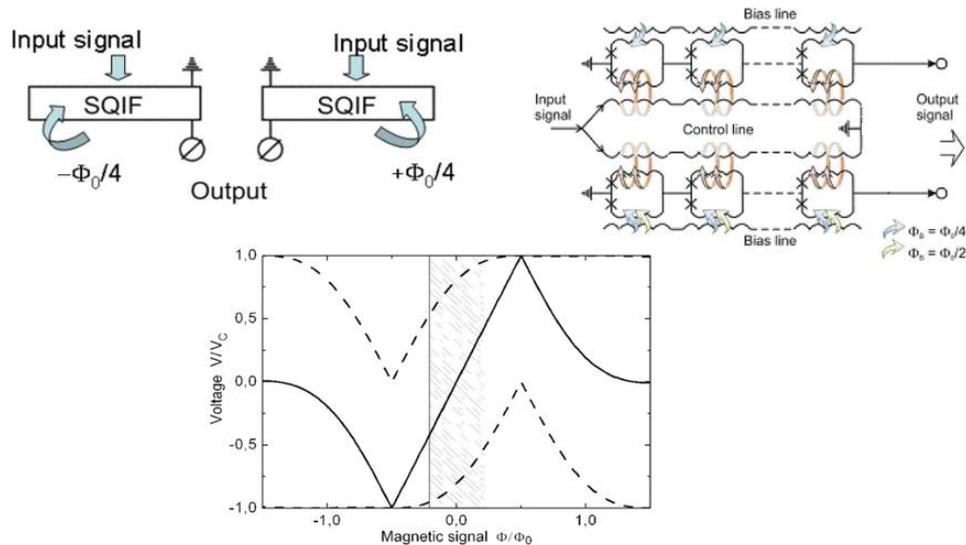


Figure 30 : Schéma et caractéristique normalisée de tension en fonction d'un champ magnétique appliqué pour un SQIF différentiel. En haut à gauche, deux réseaux SQIF sont connectés en configuration différentielle, de façon qu'ils voient un flux de champ magnétique opposé. En haut à droite, schéma d'une possibilité de réalisation avec mise en évidence du flux vu par chaque circuit. En bas caractéristique en tension, présentant une large plage de linéarité et pas d'anti pic SQIF (Victor K. Kornev, Soloviev, Klenov, & Mukhanov, 2009).

Les bi-SQUIDS sont également utilisées dans des réseaux 2D afin d'optimiser les caractéristiques tension en fonction du champ magnétique (Longhini et al., 2012), (S. Berggren et al., 2013). Le motif de base du réseau 2D est un assemblage de 2 bi-SQUIDS comme représentés sur la Figure 31. Bien que la réponse en tension du motif de base soit presque triangulaire, celle du réseau entier présente l'anti-pic caractéristique SQIF.

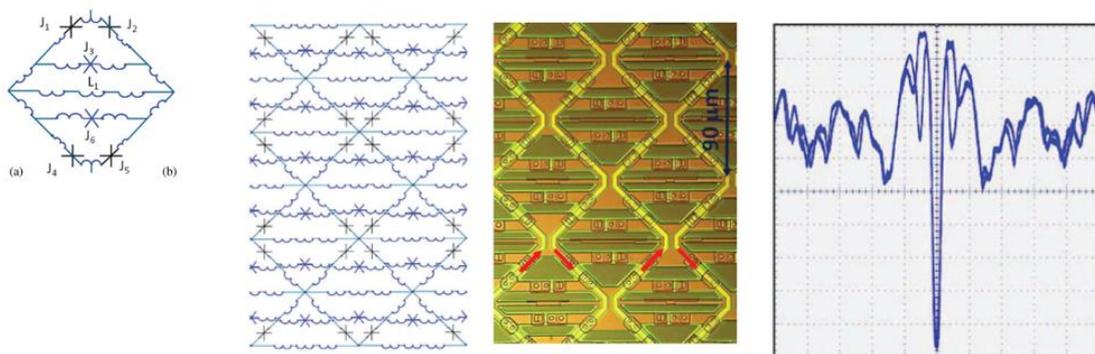


Figure 31 : Schéma et caractéristique tension en fonction du champ appliqué pour une structure de bi-SQUID sous forme de « diamant » (S. Berggren et al., 2013). Dans l'ordre, de gauche à droite : Le schéma d'un motif fait de deux Bi-SQUIDS, schéma d'un réseau de ces motifs, photographie optique d'une réalisation de réseau et mesure de la réponse en tension en fonction du champ appliqué.

Pour conclure la description théorique des réseaux de jonctions, le tableau suivant rappelle les caractéristiques DC des différents types de réseaux et les rapports de proportionnalité en fonction du nombre de SQUIDs.

Tableau 5 : Caractéristiques DC des réseaux SQIF.

Réseau	Amplitude ΔV_{DC}	Sensibilité ΔV_B	Impédance Z	Bruit en tension $\sqrt{S_v}$	Bruit magnétique $\sqrt{S_B}$	Dynamique D
N SQUID en série	$\propto N$	$\propto N$	$\propto N$	$\propto \sqrt{N}$	$\propto \frac{1}{\sqrt{N}}$	$\propto \sqrt{N}$
M SQUID en parallèle	$\propto \Delta V_{DC \text{ SQUID}}$	$\propto M$	$\propto \frac{1}{M}$	$\propto \sqrt{M}$	$\propto \frac{1}{\sqrt{M}}$	$\propto \frac{1}{\sqrt{M}}$
N SQUID en série et M SQUID en parallèle	$\propto N$	$\propto NM$	$\propto \frac{N}{M}$	$\propto \sqrt{NM}$	$\propto \frac{1}{\sqrt{NM}}$	$\propto \sqrt{\frac{N}{M}}$

3 FABRICATION ET CARACTÉRISATION DE JONCTIONS IRRADIÉES

Au chapitre précédent nous avons traité des notions générales permettant de comprendre le fonctionnement des dispositifs Josephson. Dans ce chapitre nous aborderons plus en détail la description des jonctions irradiées dans la partie 3.1.

Il est important de s'attarder sur les caractéristiques de ce type de jonction, car cela permettra de mieux comprendre les démarches expérimentales qui seront menées. C'est l'objectif de la partie 3.2. Nous verrons que pour trouver le point de fonctionnement d'une jonction irradiée, plusieurs mesures sont nécessaires. Le banc de mesure ayant servi aux travaux de cette thèse sera aussi décrit dans cette partie, ainsi que le protocole de mesure. En 3.3 sera décrite la méthode de conception de circuits que nous avons étudié. Un masque de lithographie a été conçu, pouvant permettre la fabrication de circuits sur un wafer deux pouces. Dans cet ensemble de circuits, il y a une puce qui permet d'étudier en détail l'inductance des boucles SQUID. Comme elle n'a pas pu être caractérisée, elle ne sera pas décrite dans le chapitre dédié aux mesures DC, et elle sera décrite ici.

Enfin en 3.4 seront décrites les différentes réalisations technologiques de circuits au cours de cette thèse ainsi que les problématiques rencontrées. Nous finirons par aborder les limites de résolution spatiale liée à la méthode de fabrication employée.

3.1 CIRCUITS JOSEPHSON À BASE D'IRRADIATION IONIQUE

3.1.1 L'IRRADIATION IONIQUE

La technologie utilisée pour fabriquer les jonctions Josephson et les circuits supraconducteurs étudiés lors de cette thèse est l'irradiation ionique. Cette technologie est largement utilisée dans plusieurs domaines, pour sonder la matière (Chu, Mayer, & Nicolet, 1978) ou pour en modifier ses caractéristiques physiques (Bernas, 2010).

Lorsqu'une particule arrive sur un matériau avec une certaine énergie et une certaine vitesse, des interactions ont lieu. Elles dépendront de la vitesse de la particule. Les particules ayant une grande vitesse (par rapport à la vitesse de Bohr) interagiront avec les électrons des atomes cibles. Lorsque la vitesse de la particule est inférieure à la vitesse de Bohr, l'interaction aura lieu avec le noyau. Ce dernier cas est celui qui entraîne une modification des propriétés physiques du matériau, on utilisera des particules lourdes comme projectile pour déplacer des atomes dans le matériau cible, créant ainsi des défauts. Les particules lourdes pénètrent peu le matériau, et leur profondeur de pénétration augmente avec l'énergie. Ainsi il est possible selon une épaisseur de matériau donnée, d'ajuster la profondeur de pénétration des projectiles.

L'effet d'irradiation de films d'YBCO avec des ions oxygène a été étudié par (G. J. Clark, Legoues, Marwick, Laibowitz, & Koch, 1987). Dans leurs expériences, des films ont été irradiés avec des faisceaux d'ions oxygène d'énergie comprise entre 0,25 et 2,3 MeV et des doses variables. Les observations expérimentales mirent en évidence une diminution de la température critique des films, ainsi qu'une augmentation de leur résistivité lorsque la dose d'irradiation augmentait. En effet à partir d'une dose de 10^{13} ions/cm² les caractéristiques étaient fortement modifiées, et à partir de 1.1×10^{14} ions/cm² toute trace de supraconductivité disparaissait. Des analyses de diffraction par rayons X montrèrent que le matériau cristallin devenait amorphe après irradiation.

La formule du matériau utilisé, est $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Cette structure est une succession de plans $CuO_{1-\delta}$, BaO , CuO_2 et un plan contenant l'atome d'Yttrium. Les plans CuO_2 sont responsables de la conduction du matériau. La teneur en oxygène des plans $CuO_{1-\delta}$ définissent les propriétés physiques du matériau. Lorsque $\delta = 1$, le matériau est isolant. La supraconductivité commence à apparaître pour $\delta \leq 0.65$ et le taux d'oxygène dans la structure définit la température critique. On comprend que lorsque la structure cristalline est bombardée avec des ions oxygène, la variation de δ entraîne des variations dans la température critique du matériau. L'irradiation produit d'une part du désordre cristallin et d'autre part accroît la teneur en oxygène du matériau.

L'irradiation aux ions oxygène à une certaine dose et énergie permet de choisir les propriétés physiques d'un film d'YBCO. Combinée à des méthodes de fabrication de circuit comme la lithographie optique et électronique, l'irradiation ionique permet la fabrication de circuits Josephson. En effet une forte dose d'irradiation permet de rendre isolant le matériau supraconducteur, de cette manière, en protégeant les zones que l'on veut garder supraconductrices, on fabrique les pistes des circuits. Une irradiation à plus faible dose permet d'abaisser la transition en température. On fabrique ainsi des jonctions Josephson. Par rapport à d'autres processus technologiques permettant de fabriquer d'autres types de jonctions (rampe, joint de grain), l'irradiation ionique permet de réaliser des structures planaires (par opposition aux processus multicouches). On bénéficie aussi d'une grande flexibilité dans la conception et fabrication de circuits complexes.

3.1.2 PROCÉDÉ DE FABRICATION

La fabrication de SQUID HTc avec des jonctions irradiées (Tinchev, 1993) est employée depuis très longtemps (Hollkott et al., 1997) (White et al., 1988) (Kahlmann et al., 1998) (Katz, Sun, Woods, & Dynes, 1998) (Katz, Woods, Dynes, & Sun, 1999) (Katz, Woods, & Dynes, 2000) (Platt, Katz, Dynes, & Berkowitz, 1999) (Kang et al., 2002), (Blamire et al., 2002).

Nous travaillons avec des ions oxygène (Chen, Cybart, & Dynes, 2004) (Bergeal et al., 2005) (Bergeal, Lesueur, Faini, Aprili, & Contour, 2006) (Lesueur et al., 2007) (Bergeal et al., 2007) mais d'autres ions peuvent être utilisés, comme par exemple l'Hélium (He) qui permet d'obtenir une meilleure résolution dans les dimensions de jonctions (C. H. Wu, Jhan, Chen, & Jeng, 2013) (Cybart et al., 2015). Cependant les équipements qui permettent d'utiliser les ions He sont peu accessibles.

Le procédé utilisé pour fabriquer nos circuits a été décrit en détail dans plusieurs manuscrits, (N. Bergeal, 2005), (T.Wolf, 2010), (S.Ouanani, 2015). Il se résume en trois étapes. Pendant ces étapes on définit les connexions électriques, les pistes supraconductrices des circuits et les jonctions Josephson. La Figure 32 montre un schéma des différentes étapes de fabrication (Saphia Ouanani, 2015).

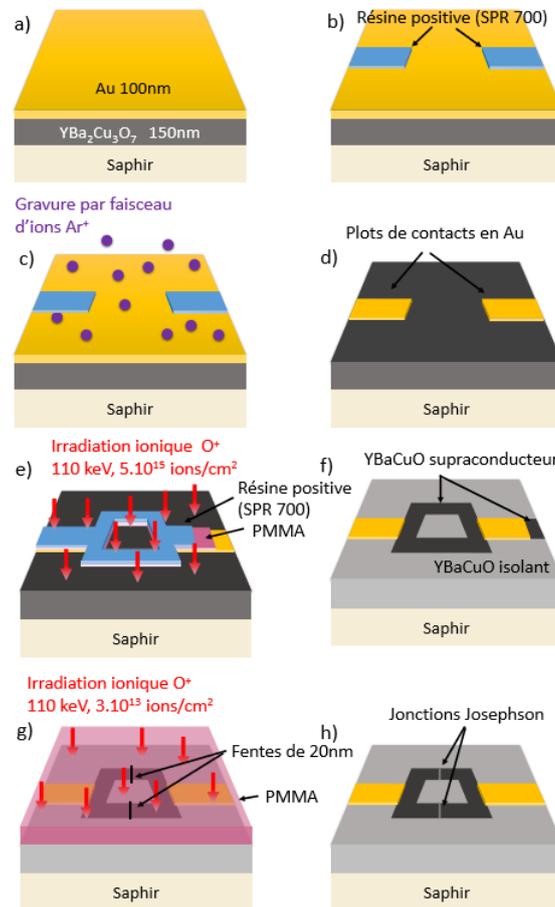


Figure 32 : Schéma montrant les différentes étapes de fabrication de nos circuits (Saphia Ouanani, 2015).

Les wafers utilisés sont des films minces commerciaux achetés à la société CERACO (<http://www.ceraco.de>). Ils sont composés d'un substrat en saphir, sur lequel on épitaxie une couche mince d'YBCO de 150 nm. L'YBCO est recouvert d'une couche de 100 nm d'Or. Un exemple est représenté à la Figure 32 a). En partant d'un film vierge, la première étape de fabrication des circuits consiste à réaliser une photolithographie pour protéger avec une résine, SPR 700, en b) ce qui seront par la suite les plots de connexions électriques. Une gravure par faisceau d'ions (IBE) Argon enlève l'or des parties non protégées par la résine. Ceci correspond aux étapes c) et d).

Une deuxième photolithographie permet de protéger les futures pistes supraconductrices, le wafer sera ensuite irradié avec des ions oxygène d'énergie 110 keV et une dose de $5 \cdot 10^{15}$ ions/cm². Dans le schéma ceci correspond aux figures e) et f). Cette étape peut être remplacée par une gravure IBE, avec des paramètres légèrement différents de celle réalisée pour graver les connexions en or. Les propriétés des dispositifs utilisés ne sont pas modifiées en remplaçant l'irradiation par la gravure. Nous avons réalisé des wafers avec les deux méthodes, dont nous discuterons plus loin.

La dernière étape consiste à réaliser les jonctions. On utilise une lithographie électronique, afin d'avoir la résolution nécessaire pour faire des jonctions de l'ordre de 40 nm. Cette fois ci le wafer entier est à nouveau recouvert d'une résine protectrice, et des ouvertures sont faites aux endroits destinés à être des jonctions comme on peut le voir en g). Une deuxième irradiation aux ions oxygène à plus faible dose 3.10^{13} ions/cm² et même énergie définit les jonctions et le circuit final est comme celui représenté en h).

La Figure 33 (Sirena et al., 2009) montre plus en détail la dernière étape de fabrication : celle des jonctions. La longueur d est l'épaisseur d'ouverture de la résine qui définit la jonction. A cet endroit des défauts seront créés par l'implantation des ions oxygène et ces défauts seront à l'origine d'une modification des caractéristiques électriques de l'YBCO non protégé par la résine. On voit sur la figure que le profil des défauts en noir n'a pas une forme rectangulaire comme l'ouverture de la résine protectrice, mais plutôt une forme arrondie et d'épaisseur supérieure à d .

Ce profil est typique de l'irradiation ionique. Après fabrication, on retrouve de la dispersion des caractéristiques des jonctions irradiées. Des défauts dans le film d'YBCO peuvent être à l'origine, ainsi que des défauts dus à la lithographie. En particulier des défauts de verticalité ou de rugosité du flanc de résine peuvent contribuer à la dispersion des caractéristiques, compte tenu des faibles dimensions mises en jeu.

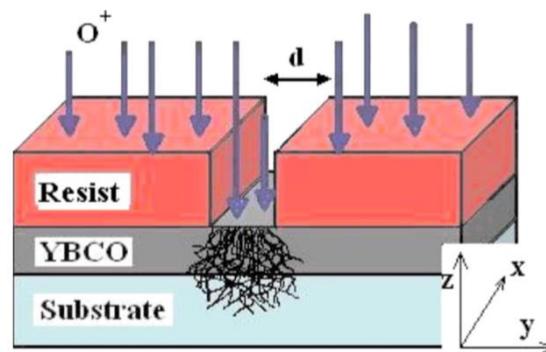


Figure 33 : Schéma de l'étape de fabrication d'une jonction irradiée aux ions oxygène (Sirena et al., 2009). Un fil mince d'YBCO est déposé sur un substrat et protégé par une résine. Une lithographie électronique permet de faire des ouvertures dans la résine. Une irradiation aux ions oxygène permet d'introduire des défauts à l'endroit où la résine ne protège pas le film d'YBCO, ce qui a pour résultat un abaissement de la température critique du film à cet endroit. De cette manière on fabrique des jonctions Josephson irradiées.

La dispersion des caractéristiques des jonctions dépend de la dose d'irradiation, mais aussi de la géométrie des jonctions. Lorsque l'on irradie une fente avec des ions oxygène, le nombre moyen d'atomes déplacés s'exprime selon la formule (Bergeal, 2005) :

$$dpa(x) = A \cdot 10^8 \frac{cD}{\zeta} e^{-\frac{x^2}{2d^2}} \quad (117)$$

A est un facteur géométrique de la jonction ($A \sim 0.8$), c correspond au taux de défauts, ζ est la densité d'YBCO, D la dose d'irradiation d l'épaisseur de la fente et x représente une variation spatiale. La résistivité de la jonction est donnée en fonction du nombre d'atomes déplacés dpa et de la résistivité avant irradiation ρ_0 :

$$\rho = \rho_0(1 + 100dpa + 4000dpa^2) \quad (118)$$

Des simulations de type Monte Carlo, réalisées à l'aide d'un logiciel, permettent de prévoir le profil de défauts créé par irradiation. L'outil SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) (Ziegler & Biersack, 2009), permet de connaître la distance d'arrêt, ainsi que les interactions d'un ion qui arrive sur un matériau donné, avec une certaine vitesse et énergie. La Figure 34 (M. Malnou, 2015) illustre des simulations SRIM. A gauche nous pouvons voir la projection sur un plan (correspondant au plan (z y) sur la Figure 33) des trajectoires des ions oxygène d'énergie 110 keV implantés dans un film d'YBCO de 70 nm d'épaisseur, déposé sur un substrat de Saphir. Comme on peut le voir, les ions implantés interagissent dans le film mince d'YBCO et le traversent. A droite de la figure, une autre simulation montre le profil de défauts, exprimé en nombre moyen d'atomes déplacés dpa. Les figures du dessus (a) et b)) montrent le profil d'une fente irradiée à gauche et d'un trou irradié à droite, vus du dessus selon le plan (x y) de la Figure 33. En bas de ces deux figures, nous pouvons voir les profils latéraux, correspondant au plan (z y) de la Figure 33. En pointillés est représenté la limite entre le film mince d'YBCO et le substrat en saphir.

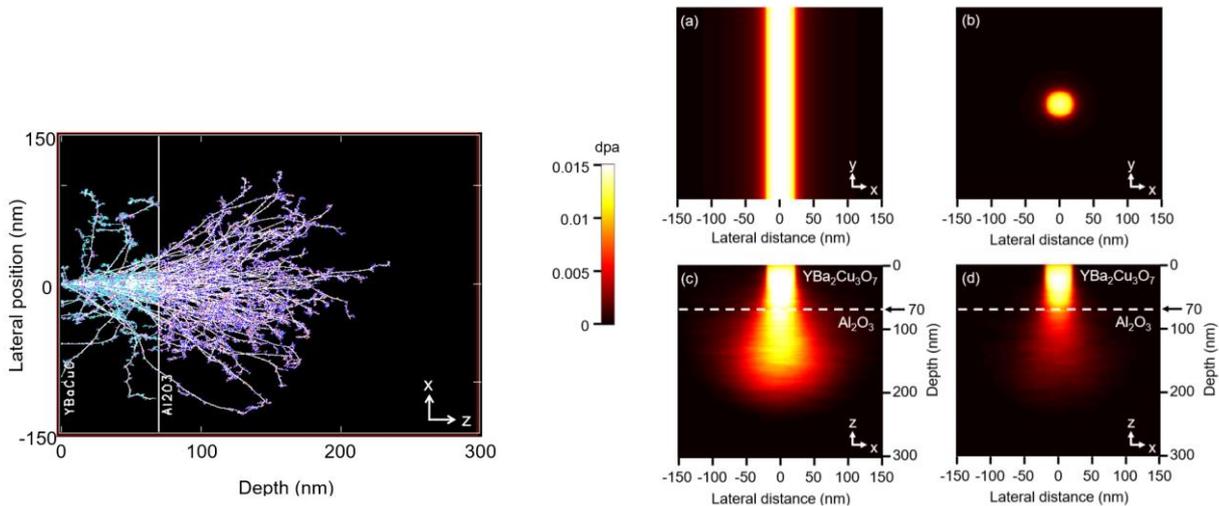


Figure 34 : Simulations SRIM (M.Malnou, 2015). A gauche est représenté le profil de défauts créé par l'implantation d'ions oxygène de 110 keV d'énergie sur un film d'YBCO de 70 nm d'épaisseur, déposé sur un substrat en saphir. A droite sont représentés les profils d'irradiation d'ions oxygène à 110 keV et une dose de $5 \cdot 10^{13}$ ions/cm² par une fente en a) et c) et par un trou en b) et d). En haut est représentée une vue de dessus, correspondant au plan (x,y) de la Figure 33. En bas nous voyons une vue latérale selon le plan (z,y) de la Figure 33.

3.1.3 CARACTÉRISTIQUES ÉLECTRONIQUES DES JONCTIONS IRRADIÉES

Les principales caractéristiques d'une jonction irradiée sont sa température de transition T_j , sa valeur de résistance normale R_n , et son courant critique I_c . La Figure 35 (S. Ouanani et al., 2016) montre une caractéristique de résistance en fonction de la température mesurée pour un SQUID, en bleu clair. La première transition T_c est celle des pistes supraconductrices et la deuxième, T_j , correspond au début du régime Josephson. Cette transition s'étend vers les basses températures jusqu'à T_c' , la transition en température des zones irradiées (Lesueur et al., 2007). Entre T_j et T_c' on définit R_{n0} comme étant la résistance normale selon le modèle RCSJ. Ailleurs la résistance normale est non linéaire

(Katz et al., 2000), (Bergeal et al., 2007) et dépend du courant de polarisation I selon la loi empirique :

$$R_n = R_{n0} + \chi I \quad (119)$$

Ici R_{n0} est la résistance normale à courant nul et χ est un paramètre d'ajustement (S. Ouanani et al., 2016). Sur la Figure 35 est aussi représenté le courant critique en bleu foncé, qui décroît lorsque la température augmente et devient nul à la température T_j . Le courant critique suit une dépendance quadratique en fonction de la température (Lesueur et al., 2007). La courbe rouge représente la tension caractéristique des jonctions, aussi appelée produit $R_n I_c$. L'allure du produit $R_n I_c$ en forme de cloche est caractéristique des jonctions irradiées et dépend fortement de la dose d'irradiation. A forte dose, le maximum de tension caractéristique se décale vers les basses températures. La tension caractéristique définit la fréquence Josephson, qui est estimée d'une manière générale à une centaine de GHz pour des jonctions irradiées et vaut $f_j = \frac{2eR_n I_c}{h}$.

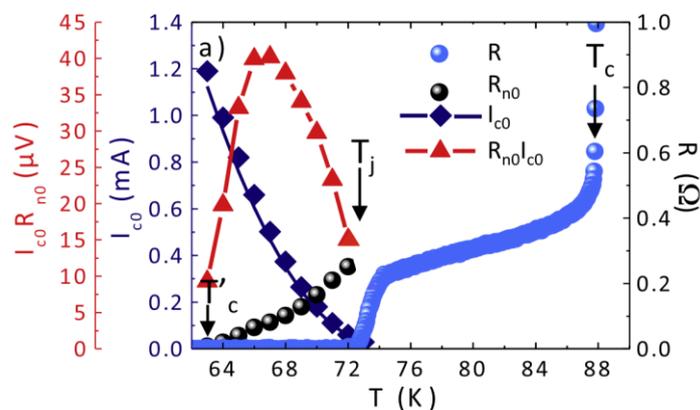


Figure 35 : Mesure de résistance en fonction de la température d'un SQUID irradié en bleu clair. Résistance normale à courant de polarisation nul en noir, courant critique en bleu foncé et produit $R_n I_c$ en rouge (S. Ouanani et al., 2016)

Les caractéristiques des jonctions décrites dépendent fortement de l'irradiation ionique. En théorie on peut choisir l'intervalle défini par T_c' et T_j avec la dose d'irradiation, ainsi que la valeur du courant critique et celle de la résistance normale. La température T_j diminue lorsque la dose d'irradiation augmente. La dispersion des caractéristiques des jonctions (T_j et I_c) est aussi liée à la dose d'irradiation et augmente avec celle-ci (Sirena, Bergeal, et al., 2007).

Puisque les caractéristiques physiques de l'YBCO irradié dépendent du taux de défauts introduits, il est possible de les améliorer en modifiant ce taux. Le recuit est un moyen de réaliser une telle amélioration. Il a été observé une modification des caractéristiques électriques après un recuit à des températures entre 323 et 431 K, (ou 50 et 158 C°) (Booij, Pauza, Tarte, Moore, & Blamire, 1997). Une réduction de la valeur de la résistance normale des jonctions ainsi qu'une augmentation du courant critique ont été observés.

Une autre étude (Sirena, Matzen, et al., 2007) (Sirena, Bergeal, et al., 2007) (Sirena et al., 2009) montre qu'un recuit à une température de 80 C° et pour un temps allant de 10 min à 3600 min permet de remonter la T_j des jonctions ainsi que le produit $R_n I_c$. Le temps de

recuit est un paramètre important car s'il est trop long, les défauts introduits par l'irradiation ionique peuvent s'estomper jusqu'à la destruction de la jonction. La dispersion des caractéristiques des jonctions est aussi réduite après un recuit. D'autres mesures expérimentales confirment ces effets pour des réseaux de jonctions irradiées (Cho, Kouperine, Zhuo, Dynes, & Cybart, 2016)

Le courant critique des jonctions est donné par la relation suivante (Wolf 2010) :

$$I_c = I_0 \left(1 - \frac{T}{T_j}\right)^2 \frac{\sigma/\xi}{\sinh(\sigma/\xi)} \quad (120)$$

Ici I_0 est une constante, T_j la température critique de la jonction, σ la dose d'irradiation et ξ la longueur de cohérence.

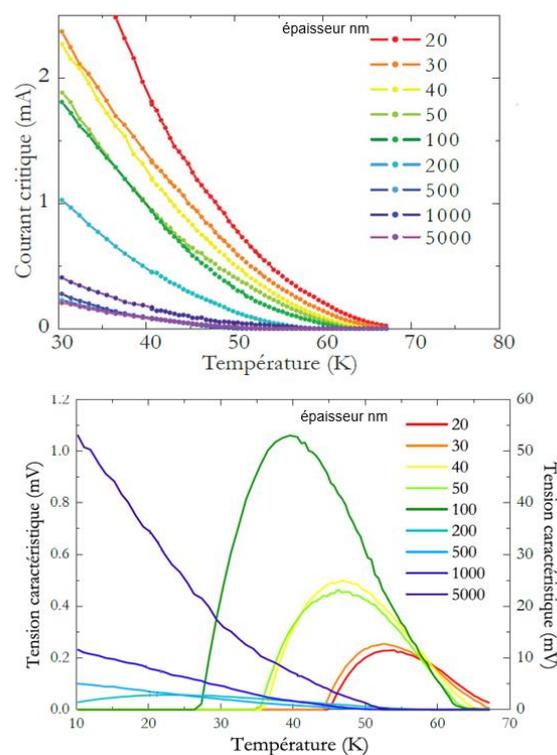


Figure 36 : Courant critique en fonction de l'épaisseur d'une jonction irradié en haut et produit RnI_c en fonction de l'épaisseur en bas (Wolf, 2010).

Les expressions (117), (118) et (120) nous permettent de comprendre que le courant critique de la jonction est directement lié à sa géométrie et à la dose d'irradiation. Des mesures montrent cette variation à la Figure 36 (Wolf, 2010). En haut de cette figure le courant critique varie en fonction de la température pour différentes épaisseurs de jonction en nm. Plus les jonctions sont fines plus leur courant critique est élevé. En bas sont représentés les tensions caractéristiques en fonction de la température et pour différentes épaisseurs. Plus la jonction est épaisse et plus le maximum de tension est élevé et se déplace vers les basses températures. Ces caractéristiques peuvent être un avantage majeur dans les réseaux de jonctions. Nous verrons cet aspect en détail dans le chapitre 5 consacré aux mesures DC, où on montrera comment il est possible de tirer avantage des jonctions irradiées pour l'optimisation des caractéristiques DC.

3.2 MÉTHODES DE MESURE

3.2.1 MESURE DES CARACTÉRISTIQUES DC

L'objectif des mesures DC effectuées avec des SQIF est de trouver le point de fonctionnement en température et courant de polarisation qui permet d'obtenir un maximum d'amplitude en tension et de sensibilité lorsque l'on applique un champ magnétique. C'est ce couple de valeurs température-courant que l'on appellera le point de fonctionnement optimal. Plusieurs étapes de mesure sont nécessaires pour déterminer ce point de fonctionnement.

3.2.1.1 RÉSISTANCE EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE

La première étape lors de la caractérisation DC d'un SQIF est une mesure de résistance en fonction de la température, que l'on nommera $R(T)$. Avec cette mesure on cherche à déterminer l'intervalle où se trouve le point de fonctionnement en température de la jonction ou du réseau de jonctions.

La température T_j nous indique le début du régime Josephson en allant vers les basses températures. Du fait de la dispersion des courants critiques dans un réseau de jonctions, la transition T_j mesurée ne correspond pas à une valeur moyenne. Lorsque les jonctions sont en série, la transition mesurée est celle de la ou les jonctions ayant la transition la plus basse. Tant qu'une jonction dans le réseau est résistive la résistance totale du réseau mesurée ne sera pas nulle. Dans ce cas de figure, la valeur T_j sera plus basse que celle correspondant au début du régime Josephson du réseau entier.

Lorsque le réseau est en parallèle, à l'inverse, T_j sera la transition la plus haute. Dès qu'une jonction passe à l'état supraconducteur, le courant traverse le réseau sans dissipation à cet endroit, masquant ainsi les autres jonctions. Pour un réseau 2D, la transition mesurée sera cette fois ci plus proche d'une moyenne globale, et aussi plus proche du début du régime Josephson du réseau.

Des caractéristiques $R(T)$ on peut également extraire la résistance normale des jonctions. La méthode expérimentale consiste à irradier le réseau avec un signal RF assez puissant pour annuler l'effet Josephson, et mesurer directement la résistance normale. Ceci a été fait (M. Malnou et al., 2014) avec une jonction irradié, dont la caractéristique $R(T)$ est représentée à la Figure 37 en noir. En bleu on voit la résistance mesurée lorsqu'un signal radiofréquence est appliqué. De cette façon R_{n0} et la température T_c' sont mesurés directement.

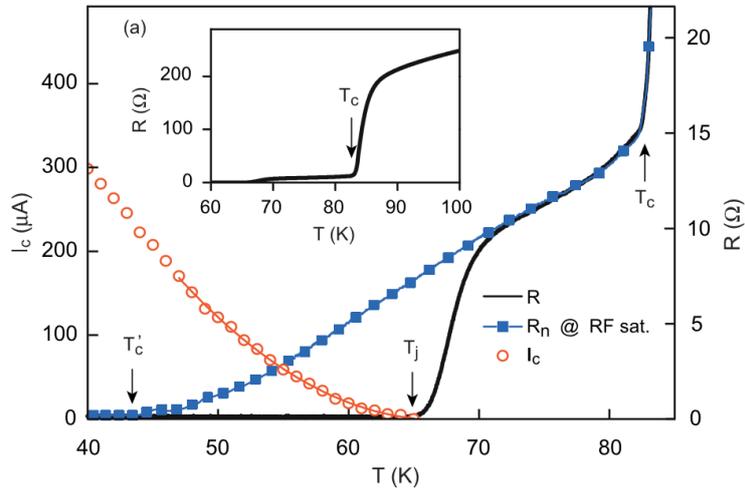


Figure 37 : Mesure $R(T)$ d'une jonction Josephson (M. Malnou et al., 2014). En noir mesure DC, En bleu mesure $R(T)$ en appliquant un signal radiofréquence. En rouge courant critique.

Une autre méthode consiste mesurer la résistance sans appliquer de signal radiofréquence et faire une régression linéaire entre les transitions T_c et T_j comme le montre la Figure 38. C'est cette dernière méthode que nous utiliserons lors de l'analyse des mesures expérimentales.

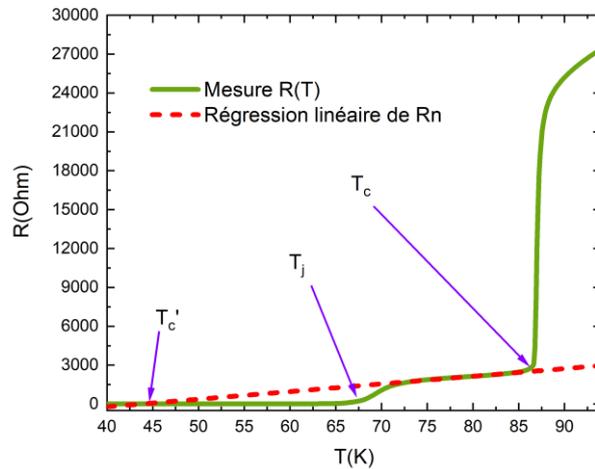


Figure 38 : Exemple de mesure de résistance en fonction de la température $R(T)$. T_c est la transition en température du film supraconducteur T_j celle du début du régime Josephson et T'_c est la transition des jonctions irradiées. La droite en pointillés montre l'extrapolation qui est faite sur les mesures afin d'extraire la résistance normale R_n

Des mesures $R(T)$ on extrait la résistance normale des jonctions et un intervalle de température réduit qui nous permettra d'affiner les mesures pour chercher le point de fonctionnement optimal.

3.2.1.2 TENSION EN FONCTION DU COURANT DE POLARISATION

Dans l'intervalle de température fixé par la mesure $R(T)$ on procède à des mesures courant-tension. Pour un SQUID, le maximum d'amplitude en tension en fonction d'un champ magnétique appliqué est obtenu pour une polarisation proche du courant critique. De la même manière on obtient un maximum de tension d'un SQIF en le polarisant avec un courant proche du courant critique global du réseau. Ce que nous voulons déterminer par les mesures courant-tension est une valeur de courant qui se rapproche le plus possible de la vraie valeur de courant critique. Ceci nous permettra de définir la borne basse de l'intervalle de courant dans lequel on effectuera les mesures $V(B)$.

Pour un réseau, comme pour les mesures $R(T)$, la dispersion fait qu'il est difficile de mesurer un courant critique global. De plus, l'arrondissement des caractéristiques courant-tension en fonction de la température complique la tâche. La méthode utilisée pour extraire le courant qui nous intéresse consiste à fixer un critère, qui sera une valeur de tension dépendant de la température.

Cette valeur de tension est fixée en assimilant le paramètre de bruit Γ à un rapport signal à bruit. En électronique lorsque l'on souhaite sortir un signal du bruit, il faut que ce rapport soit au moins égal à 1. Dans notre cas, le bruit est l'énergie thermique et le signal est l'énergie Josephson. Si l'on veut espérer observer un signal Josephson, il faut que l'énergie Josephson soit au moins égale à l'énergie thermique. Imposer $\Gamma = 1$ est une condition qui nous donne une valeur de courant critique I_{c0} . Par exemple à 66 K $I_{c0} = 2.8 \mu A$. En multipliant cette valeur par la résistance normale extraite des mesures $R(T)$ on définit ainsi un seuil en tension à appliquer aux caractéristiques courant-tension.

La Figure 39 montre le schéma d'une caractéristique courant-tension à laquelle on applique un seuil en tension comme celui décrit précédemment, en pointillés rouges. A l'intersection entre la droite de seuil et la caractéristique courant-tension en bleu on relève une valeur de courant, signalé par une flèche verte dans le schéma. Cette valeur de courant n'est pas le courant critique mais s'en rapproche et dépend de la température. Pour donner un exemple, pour un SQIF que nous avons mesuré dont le R_{n0} est de 200 Ohm à 66 K, on trouve selon la méthode une tension seuil de $0.7 \mu V$. Le courant déterminé avec ce seuil sera le point de départ dans la recherche du point de polarisation du réseau lors des mesures $V(B)$.

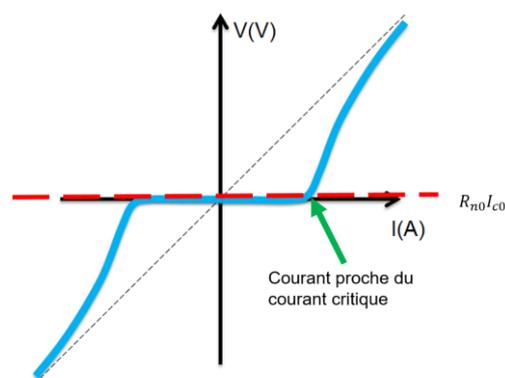


Figure 39 : Schéma d'une caractéristique de tension en fonction du courant de polarisation d'une jonction Josephson. En pointillés rouges est représenté le critère en tension qui permet d'extraire une valeur de courant proche du courant critique.

Les mesures de résistance en fonction de la température et courant-tension nous permettent de réduire les intervalles de température et courant de polarisation pour les mesures $V(B)$.

3.2.1.3 TENSION EN FONCTION DU CHAMP MAGNÉTIQUE APPLIQUÉ

Notre objectif de base est de faire de la détection radiofréquence. Nous verrons dans un autre chapitre qu'il est nécessaire d'avoir des caractéristiques DC optimales pour faire une bonne détection de signaux. Des caractéristiques DC optimales correspondent à un maximum d'amplitude en tension du pic SQIF et un maximum de sensibilité, que l'on appellera respectivement ΔV_{DC} et $V_B = \frac{\delta V}{\delta B}$. La Figure 40 montre un pic SQIF pour lequel on a mis en évidence l'amplitude en tension et la sensibilité.

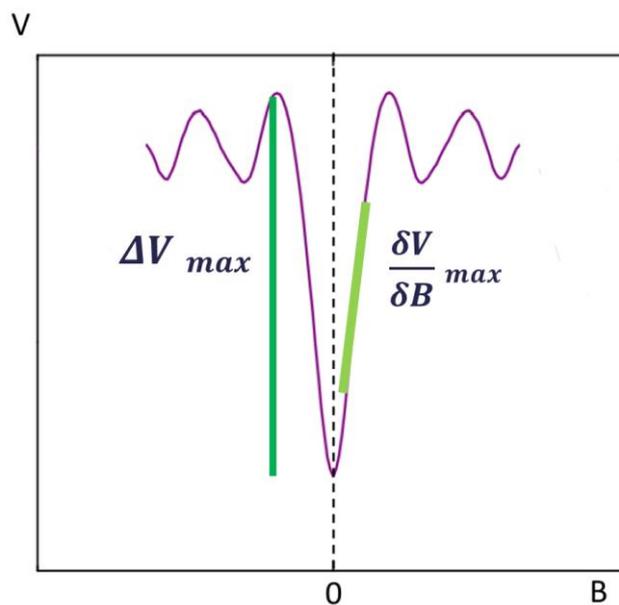


Figure 40 : Exemple de pic SQIF. Sont indiqués en vert foncé l'amplitude en tension et en vert clair la sensibilité.

En prenant en compte les paramètres issus des mesures précédentes, des caractéristiques tension en fonction du champ magnétique, nommées $V(B)$ sont effectuées. Pour chaque température et courant de polarisation, des balayages en champ magnétique DC permettent d'observer des caractéristiques SQIF comme celle de la Figure 40. On en déduit les valeurs d'amplitude maximale ΔV_{DCmax} et de sensibilité V_{Bmax} .

A la fin d'une caractérisation DC, des graphiques comme ceux de la Figure 41 a) et b) sont obtenus (S. Ouanani et al., 2016) qu'on retrouve aussi dans (S. Ouanani et al., 2014). Sur cette figure sont représentés les caractéristiques DC d'un SQIF de 2000 SQUID en série. On observe pour les figure a) et b) que ΔV_{DCmax} est atteint pour un couple courant-température, ainsi que V_{Bmax} . Ce sera le point de fonctionnement que l'on utilisera pour faire de la détection radiofréquence. Cette méthode de caractérisation est similaire à celle utilisée par un autre groupe de recherche (Taylor et al., 2016).

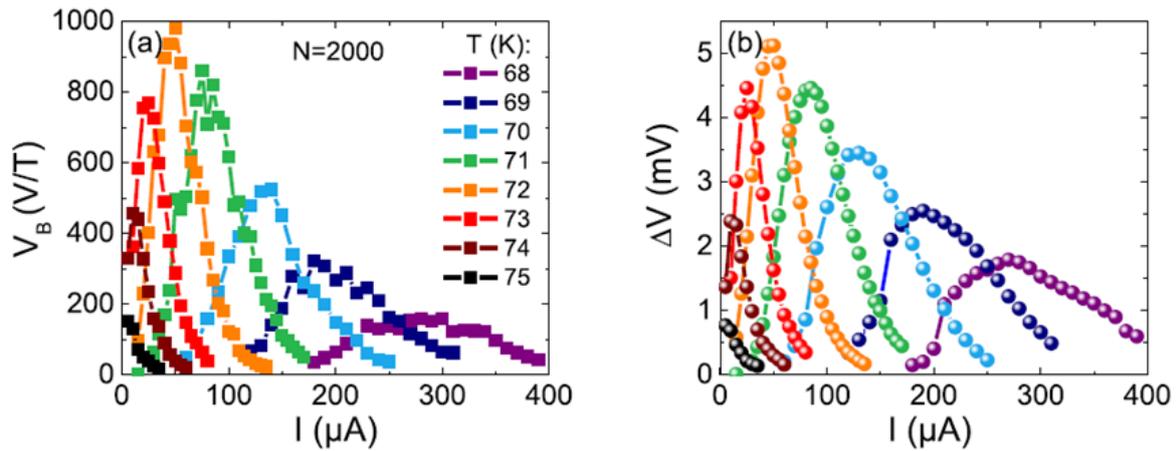


Figure 41 : Optimums en température et courant de polarisation d'un SQIF série (S. Ouanani et al., 2016). A gauche sensibilité en fonction du courant de polarisation, pour plusieurs températures allant de 68 K à 75 K. A droite même graphique pour l'amplitude en tension.

3.2.2 BANC EXPÉRIMENTAL DC

Le banc de mesure ayant servi aux caractérisations DC a été spécialement conçu pour l'étude des circuits SQIF. La descente en température se fait par un cycle de compression-détente d'hélium gazeux. On utilise un cryo-réfrigérateur Gifford McMahon. On travaille dans une gamme de température entre 40 et 70 K et la régulation de la température est assurée par un appareil de contrôle (LakeShore340) dont la précision des valeurs de température mesurées est donnée à la centaine de mK près. Une enceinte sous vide contient une tête froide sur laquelle est monté un support pour les échantillons à mesurer comme on peut le voir sur la Figure 42.

Sur la tête froide est fixé un bloc cylindrique en cuivre, qui sert de masse thermique. Fixés au bloc, deux pieds en cuivre maintiennent à la verticale une plaque en Nitrure d'Aluminium, (AlN) sur laquelle on colle l'échantillon de mesure. Ce matériau est intéressant pour les mesures effectuées car c'est un très bon conducteur thermique bien qu'isolant électrique. Ceci assure l'isolation du circuit avec le reste du système de mesure.

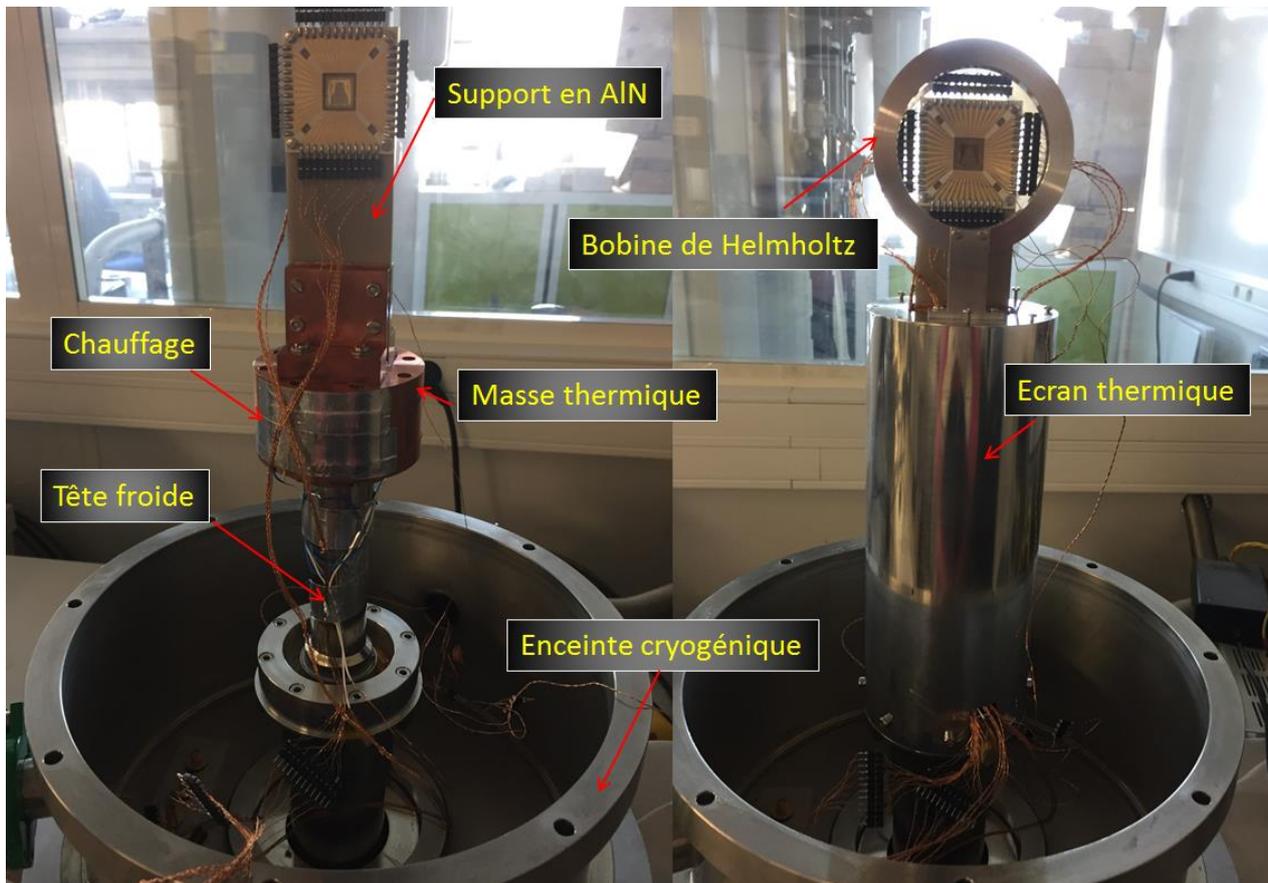


Figure 42 : Banc expérimental ayant servi aux mesures DC. A gauche une tête froide installée dans une enceinte cryogénique est reliée à un support contenant un montage ou sera installé la puce à mesurer. A droite la tête froide est protégée par un écran thermique. On visualise les bobines servant à réaliser la polarisation en flux.

Le collage du dispositif de mesure sur le support est une étape délicate. Puisqu'il est nécessaire de pouvoir décoller l'échantillon à la fin de la mesure, on utilise une substance adhésive que l'on pourra décoller, sans abimer la puce mesurée. Le meilleur candidat est le vernis « General Electric » (GE). Il s'enlève facilement à l'acétone et colle relativement rapidement. On peut également utiliser de la laque d'argent, moins facile à nettoyer sans détériorer les circuits, ou encore du Nonadécane de formule $C_{19}H_{40}$. L'inconvénient avec cette dernière substance est qu'elle maintient le collage à basse température seulement deux ou trois jours. Le film adhésif Kapton double ne convient pas au collage d'une puce sur le support car les vibrations dues au système cryogénique font bouger la puce tout en restant collée et ceci entraîne des erreurs de mesure.

Autour de l'échantillon de mesure s'insère un circuit PCB, visible à droite de la Figure 43, vissé à la plaque en AlN. Il contient des pistes pour les contacts électriques. Ce circuit possède 48 contacts qui permettront de câbler 12 échantillons avec 4 contacts chacun. Le lien entre le SQIF et le circuit en PCB se fait par microsoudure au fil d'or. Les 48 contacts sont reliés à un boîtier, à gauche de la figure, qui est relié à un multiplexeur. Les connexions se font à l'extérieur du cryostat. Tous les appareils de mesure sont pilotés via un ordinateur, et les séquences de mesure sont automatiques.

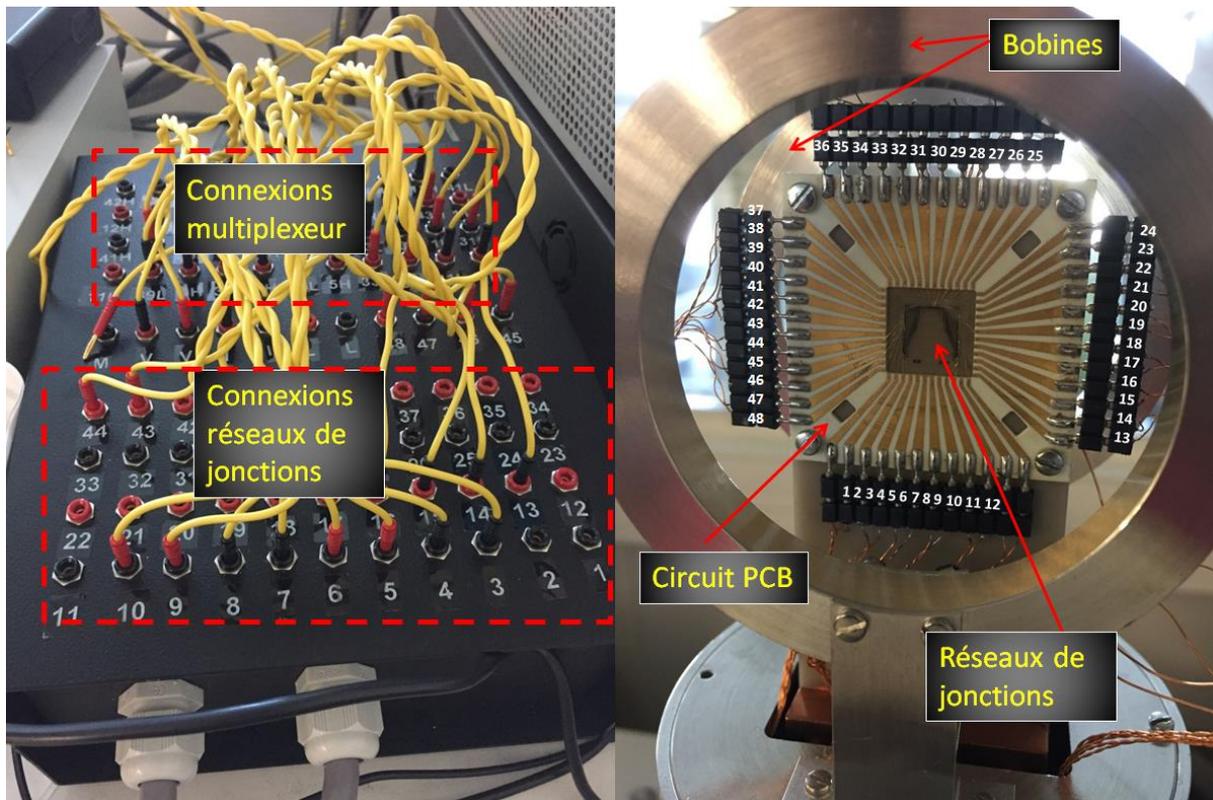


Figure 43 : Connexions électriques du banc de mesure. A gauche boîtier servant à réaliser des connexions à l'extérieur du cryostat. A droite une puce est installée sur le support en AlN, et des microsoudures relient les circuits de la puce au circuit imprimé l'entourant. Des connecteurs permettent de relier les pistes du circuit imprimé au boîtier extérieur de gauche.

Les bobines de Helmholtz et les circuits sont alimentés par des sources de courant Keysight B2961A et B2901 A. Les tensions DC sont mesurées avec un nano voltmètre Keithley 2182A. Un multiplexeur Keithley 3706A S permet de choisir les circuits à adresser lorsque plusieurs dispositifs sont soudés aux connexions du circuit PCB. Le schéma de la Figure 44 résume une séquence de mesure DC. A une température donnée, via le multiplexeur, un circuit est polarisé en courant. Lors d'un balayage en polarisation en flux de champ magnétique, la tension est mesurée par le nano voltmètre. Les bobines de Helmholtz sont alimentées par une source de courant. Pour convertir le courant en champ magnétique, les bobines ont été calibrées. Pour 120 spires de diamètre 5 cm, le facteur de conversion est de $13,8 \cdot 10^{-4} \text{T/A}$.

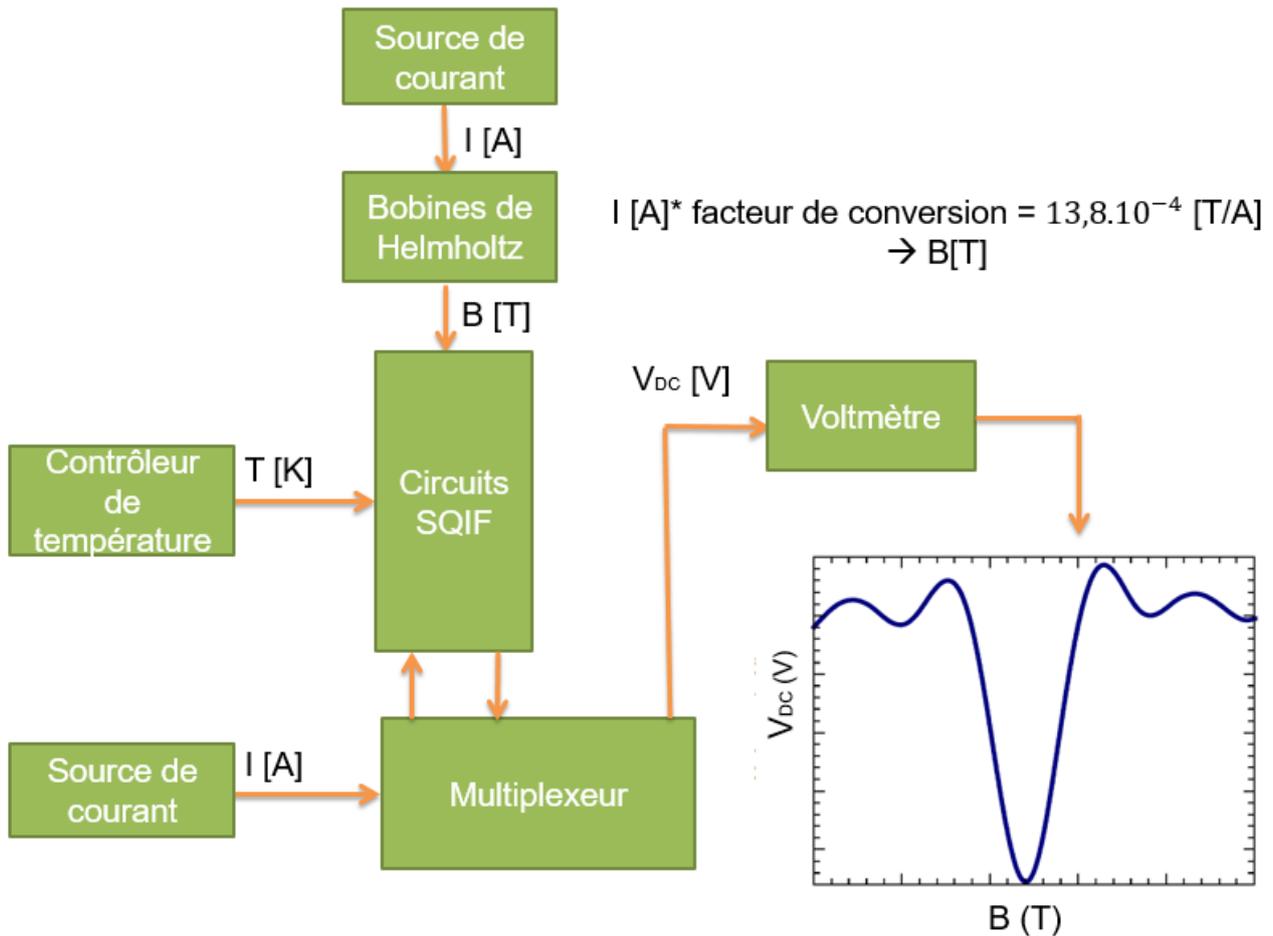


Figure 44 : Schéma expérimental des mesures DC. Une source de courant permet d'alimenter les circuits SQIF et un nano voltmètre est utilisé pour mesurer les tensions. Lorsqu'il y a plusieurs circuits, un multiplexeur permet d'adresser les connexions pour faire des séquences de mesures. Pour faire des mesures $V(B)$, les SQIFs sont également polarisés en flux par des bobines de Helmholtz, alimentées par une source de courant.

Puisque les films utilisés sont fabriqués de manière reproductible, la température T_c est une valeur de référence qui permet de vérifier des éventuels problèmes d'instrumentation, comme le positionnement de la sonde de température. Si la sonde est repositionnée entre deux mesures, pour une fixation mécanique, il faut reproduire les mêmes conditions de fixation (par exemple force appliquée pour serrer une vis, pression si la sonde est plaquée, tours de vis). Si la sonde est fixée différemment entre deux mesures, le contact thermique entre la sonde et la surface de fixation sera différent, et par conséquent la température lue sera différente.

Un problème similaire apparaît lorsque l'on colle la puce à mesurer à un support. Si le contact thermique est différent entre deux mesures, alors les valeurs de T_c lues seront différentes. Cette fois-ci ce n'est pas la sonde de température qui introduit une incertitude mais l'installation des circuits à mesurer. Par exemple si la substance qui sert à coller la puce introduit une résistance thermique entre le support et la puce, une quantité plus importante de substance induit une résistance thermique plus élevée. Si nous nous référons à la transition en température du film mince, ceci aura pour conséquence qu'il faudra refroidir le montage expérimental d'avantage afin d'atteindre la température T_c dans la puce. Ces problématiques sont à prendre en compte lorsque l'on souhaite se servir des mesures $R(T)$ pour évaluer le processus d'irradiation ou évaluer la dispersion dans les

caractéristiques des jonctions. En effet, la deuxième transition dépend de l'irradiation ionique. Lorsque l'on souhaite comparer des circuits, pour écarter les incertitudes on peut effectuer des corrections si on connaît l'erreur en température (en se basant de la référence T_c). On peut aussi utiliser la différence entre les deux températures de transitions $\Delta T = T_c - T_j$. Une variation de ΔT peut être attribué à une variation des caractéristiques des jonctions en écartant toute erreur instrumentale.

L'environnement magnétique ambiant est un paramètre important lors des mesures $V(B)$. En effet les circuits à base de jonctions Josephson sont très sensibles au champ magnétique. Lorsque l'on travaille en environnement non blindé l'amplitude en tension mesurée peut varier en fonction de l'activité de la salle de mesure (et même des salles voisines). Un téléphone portable ou la manipulation d'un élément magnétique, ainsi que le fonctionnement d'appareils électriques est détecté par un réseau SQIF.

La Figure 45 montre une mesure qui a été faite en semaine (en noir) puis en week-end (en rouge) à la même température. Le graphique de gauche montre la variation d'amplitude en tension en fonction du courant de polarisation, et à droite la variation de la sensibilité en fonction du courant de polarisation. En semaine l'activité de l'environnement de travail est plus intense, et de ce fait, le champ magnétique ambiant est affecté. On observe une diminution d'amplitude d'environ $20 \mu\text{V}$ par rapport à la mesure faite pendant le week-end, où l'activité est moins intense.

Il pourrait être envisageable de travailler dans un environnement blindé, mais étant donné que l'on souhaite utiliser les SQIF pour faire de la détection des signaux radiofréquence, on sera de toute manière amenés à travailler dans un environnement électromagnétiquement bruyant.

Des solutions cependant peuvent être envisagées, comme l'asservissement des bobines de polarisation en flux. Une sonde de Hall fixée au montage expérimental, à l'endroit où se trouve le réseau SQIF pourrait relever les valeurs de champ magnétique ambiant. Les bobines effectueraient ensuite une correction afin de ramener le champ ambiant à la valeur nulle.

Une autre solution consisterait en un boîtier permettant de blinder uniquement le SQIF (et non le cryostat entier), avec des filtres fréquentiels reliés en entrée du SQIF et en sortie du blindage. De cette façon on peut filtrer tout signal autre que celui d'intérêt mais cette solution implique que l'on connaisse les signaux que l'on veut détecter.

Sans ces solutions, il faut essayer de rendre les variations de tension dues à l'environnement magnétique négligeables. Par exemple, nous avons relevé $20 \mu\text{V}$ de variation d'amplitude à la Figure 45. Si la valeur ΔV_{max} du capteur est de l'ordre de la centaine de μV , alors les perturbations magnétiques ne sont pas négligeables. En revanche si ΔV_{max} est de l'ordre du mV la perturbation ne sera pas trop importante dans cet exemple.

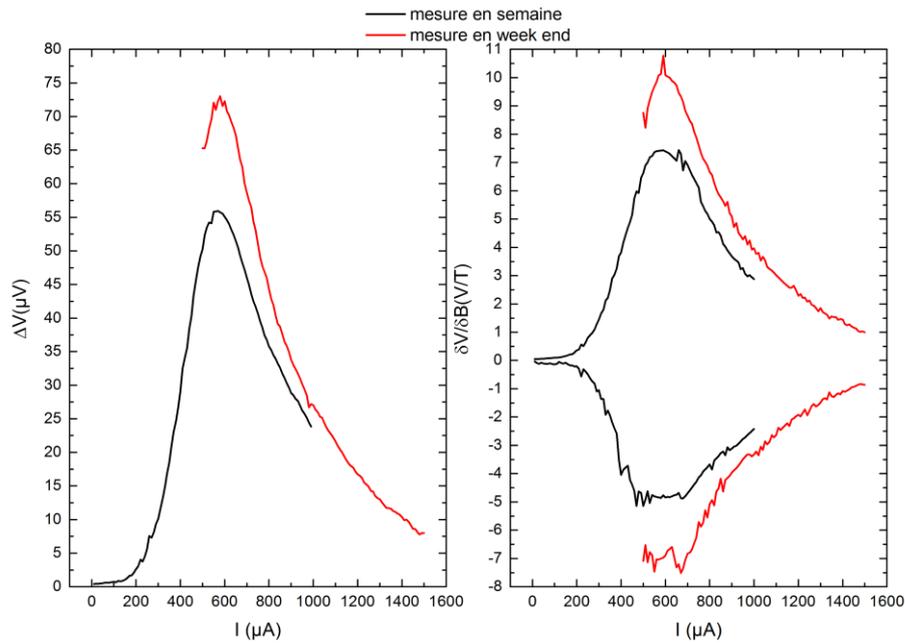


Figure 45 : Amplitude (à gauche) et sensibilité (à droite) d'un réseau SQIF en fonction du courant de polarisation. Deux mesures à la même température ont été faites en semaine, en noir puis en week-end en rouge.

3.2.3 PROTOCOLE DE MESURE

Le but des mesures est de déterminer le couple courant de polarisation et température permettant d'obtenir le maximum d'amplitude ΔV_{max} et de sensibilité dans les caractéristiques $V(B)$.

La première étape est l'installation de la puce à mesurer et le câblage par micro soudure. L'échantillon est dans un premier temps nettoyé à l'acétone et au propanol, puis collé au vernis GE sous hotte. Le temps de séchage est de 1 jour, afin de s'assurer qu'il n'y aura pas de dégazage lorsque l'échantillon collé sera mis sous vide. Avant d'installer le support dans l'enceinte cryogénique, les microsoudures entre la puce et le circuit PCB sont faites à l'aide d'une câbleuse Or Kulicke & Soffa.

Une fois l'ensemble installé dans le cryostat, celui-ci est fermé et mis sous vide. Lorsque la pression de l'enceinte à vide atteinte est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4}$ mbar le compresseur est allumé, est la température commence à diminuer. Les mesures $R(T)$ sont faites en premier.

Afin de rester très proche de la résistance normale R_{n0} donnée par l'expression (119), une valeur de courant très faible est appliquée au circuit mesuré ($I=10 \mu A$). La tension et la température sont ensuite mesurés. L'opération recommence pour la même valeur de courant mais de polarité opposée. Ceci nous permet d'extraire la valeur de résistance des jonctions en écartant les éventuelles résistances parasites dans le circuit ou des effets de gradients de température. La résistance enregistrée dans le fichier de données est :

$$R = \frac{V(I^+) - V(I^-)}{2|I|} \quad (121)$$

Lorsque plusieurs dispositifs sont mesurés en même temps, le multiplexeur est utilisé et

permet de mesurer jusqu'à 12 dispositifs en simultané. Les points de mesure sont pris successivement, et la descente en température est ralentie afin d'avoir assez de points de mesure pour chaque circuit.

Une analyse automatique des caractéristiques permet de déterminer l'intervalle de température sur lequel auront lieu les mesures courant-tension. Pour chaque température des balayages en courant de polarisation sont effectués pour chaque dispositif. Cette étape pourrait être remplacée par des mesures à l'oscilloscope. En effet, la finalité de ces mesures étant de trouver le courant de polarisation optimal pour les caractéristiques $V(B)$. Il est possible de visualiser directement ces dernières caractéristiques en mode XY d'un oscilloscope. Il est alors plus facile de trouver le courant optimal en visualisant directement à l'oscilloscope la variation d'amplitude ΔV_{DC} .

Lorsque l'on fait des mesures courant-tension, un algorithme applique le critère de tension que nous avons décrit en 3.2.1.2, et permet de définir l'intervalle de courant de polarisation pour les mesures $V(B)$. Dans cet intervalle et dans l'intervalle de température défini avant, on réalise des mesures $V(B)$. Un nouvel algorithme permet de déterminer ΔV_{max} et V_{Bmax} . A ce stade la caractérisation DC est terminée, et le dispositif est prêt pour d'éventuelles mesures radiofréquence.

Pour désinstaller la puce mesurée, une fois le cryostat à température ambiante, on met l'enceinte à pression atmosphérique. Par mesure de protection, on introduit progressivement un gaz noble, du diazote dans notre cas, pour éviter que du dioxygène ou d'autres molécules se déposent sur les circuits.

Pour décoller la puce on la plonge avec la tête de mesure dans de l'acétone jusqu'à ce que le vernis se dissolve. Enfin on effectue un dernier nettoyage de la puce au propanol, on la sèche avec un pistolet à azote et on la range dans une atmosphère propre, une boîte sous diazote dans notre cas. Ceci permet de protéger les circuits stockés.

3.3 CONCEPTION DES DISPOSITIFS

Pour cette thèse un grand nombre de dispositifs a été conçu, en vue de tester divers paramètres permettant de comprendre comment optimiser les caractéristiques DC des SQIF. Le dessin des masques de lithographie a été réalisé avec le logiciel en libre-service LASI. Des méthodes ont été développées pour faciliter et surtout accélérer le dessin des dispositifs.

3.3.1 MÉTHODES DE DESSIN

Le logiciel de dessin de circuits intégrés LASI (LAYout System for Individuals) permet de dessiner des structures de micro circuits complexes avec des résolutions nanométriques. Comme la plupart des logiciels de dessin de circuits, ce logiciel permet de hiérarchiser des structures. Ainsi un circuit est fait d'un assemblage de cellules, qui contiennent des objets. Ces objets peuvent être constitués de sous objets, nommés boîtes, elles-mêmes faites avec

des polygones, qui à leur tour sont constitués de points (ou vertex dans le langage LASI). Cette distinction entre divers objets est importante car elle permet d'identifier les parties d'un dessin à partir du fichier généré en sortie.

Les dessins réalisés à partir de LASI sont contenus dans un fichier dont l'extension est .tlc. Lorsqu'il est lu sous format texte, ce fichier se présente sous forme de lignes de coordonnées. Un exemple de fichier de dessin de circuit est donné à gauche de la Figure 46. A droite les différentes parties qui nous intéressent sont explicitées.

En premières lignes on trouve un entête avec le nom de couches présentes dans le dessin, ainsi que le chiffre qui leur est attribué. Suivent des informations sur le fichier. Ce sont les lignes en vert. Tout le reste est une succession de coordonnées d'espace indiquant l'emplacement des divers objets. Les lignes en rouge donnent les informations générales du dessin, comme par exemple le nombre d'objets qu'il contient ainsi que les coordonnées de début et de fin. Les lignes en jaune correspondent au dessin d'un polygone, et celles en bleu à celles d'une boîte. La suite du fichier est une succession de boîtes et polygones qui définissent le dessin entier.

<pre> <?xml version="1.0"?> <TLC> <L> 7 AMOR 1 GOLD 2 WIND 3 MET2 4 OUT2 5 MET3 6 SERIGRAP 7 </L> <H> Design_Scilab 7.0.70 7.0.70 1000 um 17/05/2016 14:33:26 1 0 0 5000 4862190 402 201 2613 0 <P> 1 0 13 0 0 5000 0 5000 1500 3500 1500 3500 3690 5000 3690 5000 5189 0 5189 0 3690 1500 3690 1500 1500 0 1500 0 0 </P> 3 500 2574 4500 2614 </pre>	<pre> *****entête***** <?xml version="1.0"?> <TLC> <L> 7 Nombre de couches AMOR 1 Nom et numéro d'une couche GOLD 2 WIND 3 MET2 4 OUT2 5 MET3 6 SERIGRAP 7 </L> <H> Dessin_Scilab Nom de fichier 7.0.70 7.0.70 1000 Unité de dessin um 17/05/2016 14:33:26 1 0 0 5000 4862190 Coordonnées de début et fin du dessin sur la couche 1 402 boîtes 201 Polygones 2613 vertex 0 cellules *****Polygone***** <P> 1 numéro de couche 0 épaisseur du polygone (200 pour 0.2 µm)13 vertex 0 0 coordonnée du centre 5000 0 premier point 5000 1500 deuxième 3500 1500 3500 3690 5000 3690 5000 5189 0 5189 0 3690 1500 3690 1500 1500 0 1500 0 0 fermeture du polygone </P> Maximum 5 coordonnées par ligne ***** Boite ***** 3 numéro de couche 500 2574 coordonnées premier élément 4500 2614 deuxième </pre>
--	--

Figure 46 : Dessin de circuits SQIF à partir du logiciel LASI. A gauche un fichier de données issu d'un dessin, à droite mise en évidence des différentes structures permettant de produire des fichiers de dessin à partir d'un éditeur de texte.

En comprenant comment ces fichiers sont organisés, il est possible de les générer indépendamment du logiciel. C'est ce qui a été fait à l'aide de Scilab, un autre logiciel, orienté calcul vectoriel. Scilab permet de générer des fichiers texte avec des lignes et des colonnes de caractères. Ce logiciel donne également la possibilité de faire des calculs et de construire des interfaces graphiques basiques. De cette façon, un outil de dessin a été construit, permettant de générer des dessins de structures complexes qui n'auraient pas

pu être dessinées à la main dans un court intervalle de temps. L'algorithme permet, en fonction d'un certain nombre de paramètres choisis via une interface graphique, de produire des fichiers comme ceux de la Figure 46. Ces fichiers correspondent à des SQIF série, parallèle ou 2D. La majorité des dispositifs étudiés lors de cette thèse (résumés dans le Tableau 6) ont été conçus avec cet algorithme.

Pour leur simplicité de dessin et d'assemblage dans des structures complexes, les géométries des SQUIDs ont été choisies de forme rectangulaire. Cette géométrie est idéale pour des structures de réseaux 2D compacts comme celui de la Figure 47 d) De cette façon, on évite d'introduire des boucles qui ne sont pas des SQUID et qui piègent du flux de champ magnétique.

Dans cette figure on voit les types des structures qui seront étudiés. En a) est représenté un SQUID, avec les paramètres de variation dont on parlera plus loin. En b) est représenté un SQIF parallèle, en c) un SQIF série et en d) un SQIF 2D compact.

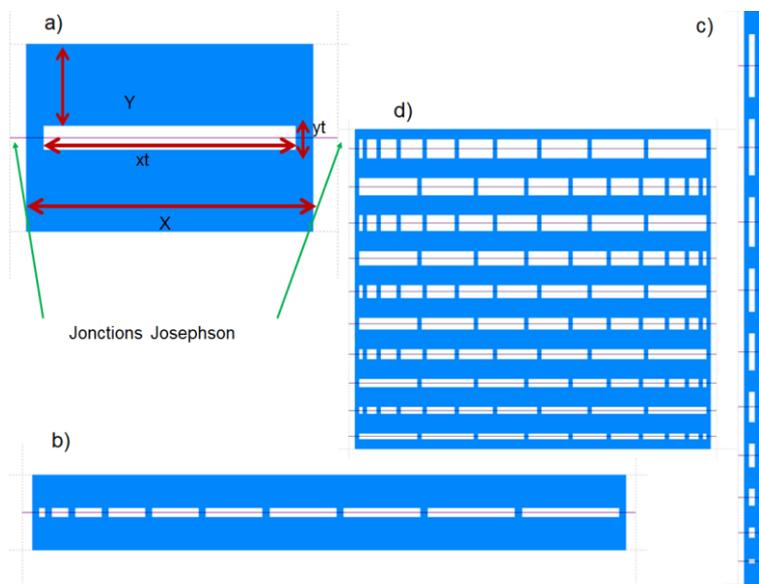


Figure 47 : Géométrie des boucles SQUID utilisées dans la conception des circuits. En a) un SQUID avec les paramètres de variation des dimensions des surfaces. En b) un réseau parallèle, en c) un réseau série et en d) un réseau 2D compact.

Le masque de lithographie a été fait pour être utilisé avec un wafer de deux pouces entier, ou bien avec des puces de 1cmx1cm. Ainsi il est décomposé en 12 cellules. Une de ces cellules est un carré plein qui occulte une zone de 8mm x 8mm. Elle est utilisée pour la fabrication individuelle des puces. Lorsque l'on dépose une résine sur un échantillon, et que l'on fait tourner l'ensemble dans une tournette, de la résine s'accumule sur les bords. Pour des puces de petite taille cette accumulation de résine est proche des circuits et peut être problématique lorsqu'il faudra aligner le masque de lithographie qui permet de réaliser les pistes des circuits avec les contacts en or réalisés auparavant par gravure ionique. Afin d'enlever cette résine accumulée on utilise le carré plein pour occulter les circuits. Une insolation aux rayons UV nous permet alors d'enlever les bords de résine non occultés par le carré plein. Les 11 puces restantes dans le masque contiennent des circuits avec des jonctions Josephson. Les puces sont nommées P_n , n allant de 1 à 12. Le Tableau 6 résume le contenu des puces et leur fonction.

Tableau 6 : Liste de circuits conçus

Puce	Principal paramètre d'étude	Type de circuit	Nombre de circuits	Nombre de jonctions
P1	Inductance Couplage entre SQUID	SQUID à injection directe	60	132
P2	Circuits en parallèle	Réseaux parallèles	20	2120
P3	Circuits parallèles, effet de focalisation Mise en 2D Place des surfaces dans le réseau	Réseaux parallèles et réseaux 2D	31	5865
P4	Couplage entre réseaux parallèles Position des surfaces dans le réseau	Réseaux parallèles et 2D	12	11628
P5	Circuits en série	Réseaux série	20	2120
P6	Couplage entre SQUID effet de focalisation	Réseaux série	26	1300
P7	Position des surfaces dans le réseau Couplage entre SQUID Mise en 2D Contrôle de courant de polarisation	Réseaux parallèles et 2D	26	8150
P8	Mise en série de réseaux 2D	Réseaux 2D	9	22950
P9	Contrôle du courant de polarisation Structure compacte	Réseaux 2D	2	45900
P10	Nombre minimal de SQUID pour obtenir une réponse SQIF Contrôle du courant de polarisation	Réseaux 2D	12	17074
P11	Limite de fabrication	Réseaux 2D	2	94231
P12	Utilisé pour la fabrication	Pas de circuit	0	0

Le masque de lithographie permet de fabriquer 220 circuits avec 211470 jonctions.

Dans ce chapitre seule la puce P1 sera décrite car elle n'a pas pu être caractérisée expérimentalement, et qu'elle possède des circuits particuliers par rapport aux circuits étudiés lors de cette thèse. Les autres puces seront décrites au fur et à mesure que les résultats seront présentés dans les chapitres suivants.

3.3.2 ETUDE D'INDUCTANCES DE BOUCLE

La puce P1 a été dessinée avec l'idée de mesurer par injection directe (Wolf et al., 2013) les inductances de divers SQUID. P1 est divisée en 6 sous puces, chacune faisant l'objet d'un paramètre de variation. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, l'inductance des boucles est un facteur déterminant dans le fonctionnement des dispositifs à base de SQUID. Des logiciels de simulation comme 3D MLSI ou Inductex permettent de calculer l'inductance d'un circuit supraconducteur. Cependant il n'est pas possible de rajouter des jonctions Josephson dans ces simulations. Pour cette raison, et afin de comparer la théorie à des mesures expérimentales, une série de SQUID à injection directe a été dessinée dans le but de mesurer des inductances de boucle et de vérifier comment l'inductance varie lorsque l'on fait varier une dimension de la boucle. Le but final est de pouvoir prédire l'inductance d'un circuit dessiné.

La Figure 48 montre les paramètres de variation de chaque cellule dans cette puce. En se référant aux paramètres de variation introduits à la Figure 47 a), le paramètre de variation de la puce 1 et 2 est Y . Celui de la puce 3 est x_t , en 4 c'est y_t qui varie, en 5 c'est la position des jonctions et en 6 le nombre de SQUID en parallèle. Un descriptif plus détaillé sera donné un peu plus loin.

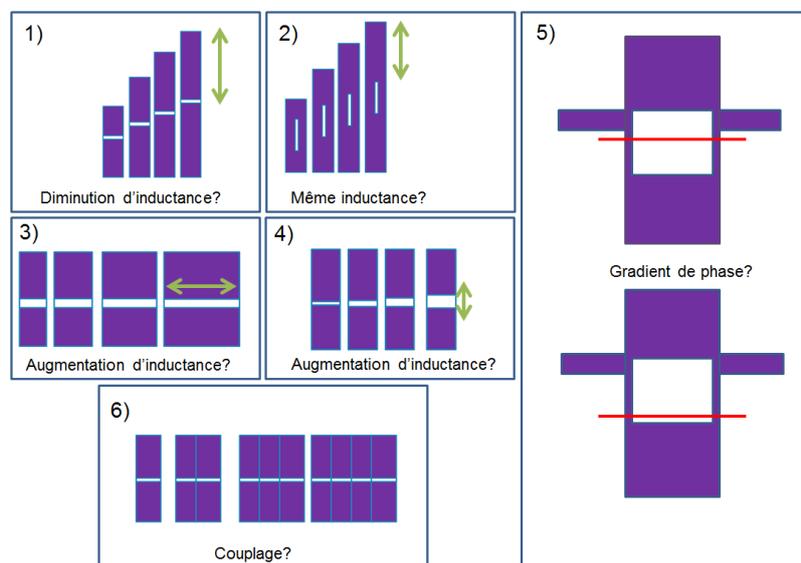


Figure 48 : Schéma montrant différents paramètres de variation d'une boucle SQUID. Chaque ensemble de SQUID vise l'étude d'un paramètre relié à la variation d'inductance.

Une étude montre (Jaycox & Ketchen, 1981) que l'inductance d'une boucle carrée devient constante lorsque les dimensions des bords sont plus importantes que celles du trou de la boucle. La Figure 49 illustre cet effet.

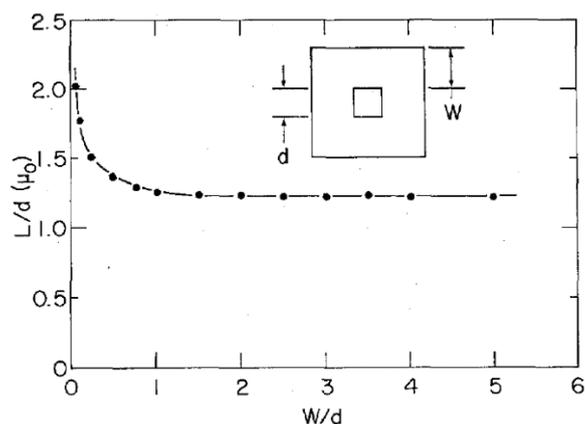


Figure 49 : Variation d'inductance en fonction d'une géométrie de boucle carrée (Jaycox & Ketchen, 1981).

Dans le but de vérifier si cette variation d'inductance est toujours valable pour une géométrie rectangulaire, des simulations ont été faites avec le logiciel de calcul d'inductance 3D MLSI. Le haut de la Figure 50 montre un exemple de simulation. La boucle de départ a un trou de dimensions $30\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$, une longueur X de $36\mu\text{m}$ et une largeur Y qui varie. Les courants sont représentés en code de couleur orange, aux bords internes de la boucle les courants sont plus forts qu'aux bords externes, ce sont les courants d'écrantage. En bas de la figure, pour simplifier la compréhension un schéma montre la variation des géométries simulées. Les valeurs d'inductance sont celles extraites par simulation. Pour Y augmentant jusqu'à $20\mu\text{m}$ l'inductance de la boucle diminue, comme on le voit sur la Figure 50, au-delà elle reste constante. Le graphique à droite de cette figure permet de constater que les géométries rectangulaires ont le même comportement que les géométries carrées (Figure 49).

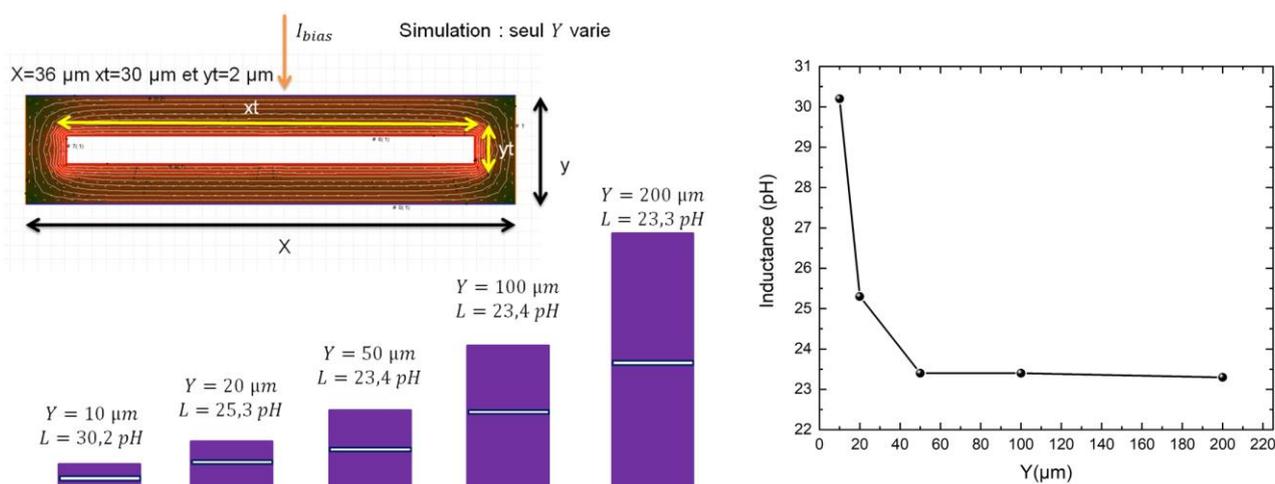


Figure 50 : Modélisation 3D MLSI qui montre la variation d'inductance en fonction de paramètre Y

Si on réalise la même simulation en gardant Y constant et en faisant varier X cette fois, comme on peut le voir sur la Figure 51, la valeur d'inductance reste constante, ce que confirme le graphique dans cette figure.

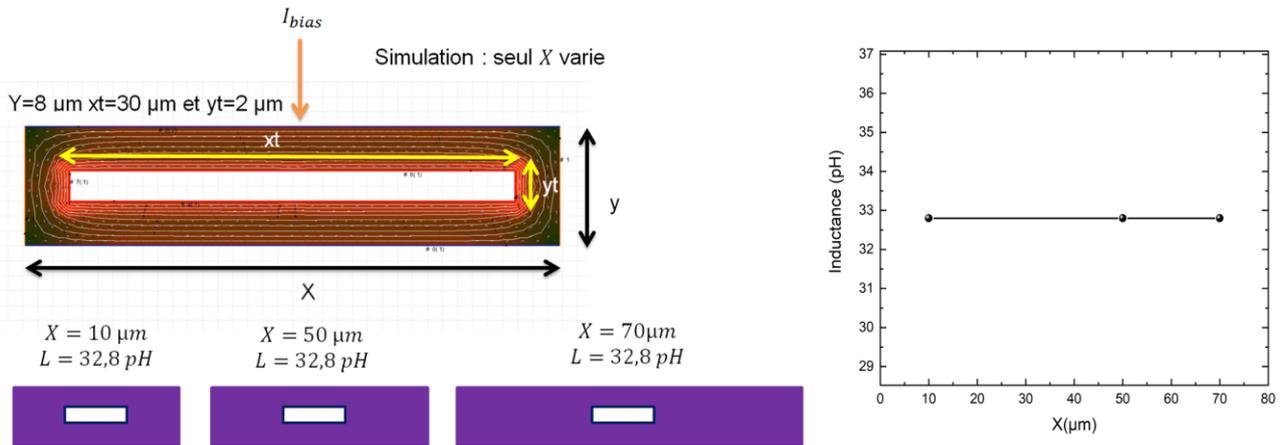


Figure 51 : Modélisation 3D MLSI qui montre la variation d'inductance en fonction de paramètre X

Les puces 1 et 2, nommées P1-1 et P1-2 représentées sur la Figure 48 1) et 2) ont pour objectif la validation de ces simulations. La Figure 52 montre un exemple de dessin de circuit effectué. Les différentes boucles à mesurer sont toutes reliées par une ligne qui servira à l'injection d'un courant. C'est le courant d'injection directe qui permettra des mesures d'inductance. Chaque boucle possède 4 connections, deux pour la polarisation et deux pour la mesure de tension. L'agrandissement d'un des motifs montre les dimensions caractéristiques qui seront étudiées. X et Y sont les dimensions extérieures et xt et yt celles du trou de la boucle.

L'injection directe est commune à tous les SQUID par souci de gain de place dans la puce. La piste fait 2 μm d'épaisseur pour éviter de perturber l'environnement magnétique des boucles. Pour les mêmes raisons les boucles sont espacées de 50 μm. Aux bornes du SQUID l'arrivée de courant fait 2 μm de large et s'étend sous forme « d'entonnoir » comme représenté sur la Figure 52. Cette solution a été choisie car 2μm est une valeur de dimension critique pour le processus technologique de fabrication. On évite de cette façon de fabriquer des pistes de 2μm très longues, qui augmentent la probabilité de défauts possibles.

L'injection directe se fait au milieu des boucles. Les jonctions sont placées 0.5 μm en dessous. On suppose que de cette façon l'inductance mesurée par injection directe correspondra à la moitié de la valeur d'inductance de la boucle entière. En procédant de cette manière il est possible que des gradients de phase apparaissent, car la jonction est très proche de la ligne d'injection de courant. Pour vérifier l'influence de cette ligne de courant, la puce P1-5 est la réplique de P1-4, avec pour seule différence l'emplacement des jonctions. Dans P1-4 les jonctions sont au milieu de la boucle et sous la ligne d'injection de courant. Cette configuration est valable pour tous les autres dispositifs de P1. Dans P1-5, les jonctions sont le plus éloignées possible de cette ligne, comme on peut le voir sur la Figure 48 5).

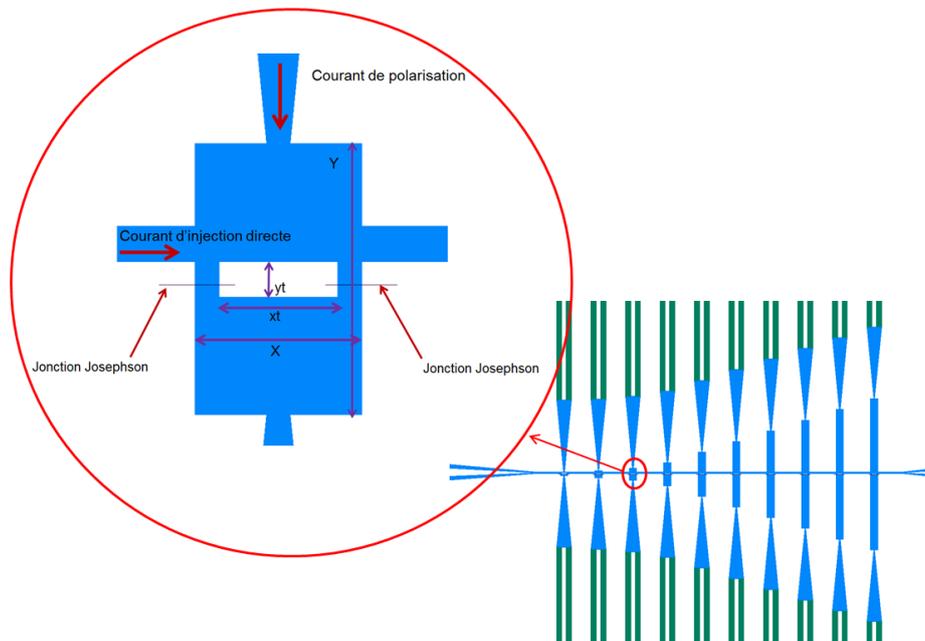


Figure 52 : Dessin de lithographie montrant des SQUID à injection directe. En agrandissement le détail d'un SQUID montre le sens du courant de polarisation ainsi que celui du courant d'injection directe.

P1-1 :

Dans cette puce le trou des boucles SQUID garde toujours les mêmes dimensions, et c'est la dimension Y qui varie. Ce qui est attendu, d'après les simulations est une diminution d'inductance lorsque Y augmente comme le montre la Figure 50. Le trou a pour dimensions $10\ \mu\text{m} \times 3\ \mu\text{m}$. Cette taille a été choisie car elle a été identifiée comme taille de boucle donnant une bonne réponse SQUID d'après les mesures expérimentales. Le paramètre Y varie avec un pas de $5\ \mu\text{m}$ d'abord, jusqu'à $20\ \mu\text{m}$ car ce sera pour des petites dimensions que l'on s'attend à voir varier l'inductance. Ensuite le pas est de $20\ \mu\text{m}$, pour des Y allant jusqu'à $140\ \mu\text{m}$ car on s'attend à avoir une inductance constante pour les grandes dimensions. P1-1 permet de mesurer l'inductance de 10 SQUIDs.

P1-2 :

Le but de cette puce est de vérifier la deuxième simulation (Figure 51). Pour ce faire les boucles de P1-1 sont reproduites, mais le trou est tourné de 90° , comme on peut le voir sur la Figure 48 2). De cette façon une comparaison directe peut être faite avec les boucles de P1-1.

P1-3 :

Dans cette puce, le paramètre qui varie est x_t , et par conséquent X. Y est gardé constant. L'augmentation de la longueur du trou devrait avoir pour effet une augmentation de la valeur d'inductance. Une variation du trou de la boucle représente une variation de surface effective. Dans P1-1 et P1-2 la surface effective varie peu ou pas du tout. La plus petite surface de trou est $2\ \mu\text{m} \times 3\ \mu\text{m}$. La valeur Y est constante et égale à $10\ \mu\text{m}$, x_t varie de $2\ \mu\text{m}$ à $45\ \mu\text{m}$ avec un pas de $5\ \mu\text{m}$.

P1-4 :

Cette fois ci la variation est celle de y_t . Ici aussi on s'attend à ce que l'inductance augmente lorsque y_t augmente, car la surface effective est augmentée comme pour P1-3. $Y = 20\ \mu\text{m}$,

xt reste constant et yt varie de 3 μm à 39 μm par pas de 4 μm . Les dimensions et le pas de variation ont été choisis de sorte à avoir des cas de figure limites dans chaque étude d'inductance, et de façon à avoir au moins un élément de comparaison entre deux puces différentes.

P1-5 :

Comme décrit auparavant, cette puce a pour but l'étude d'éventuels gradients de phase lorsque les jonctions sont très proches de la ligne d'injection du courant. Les boucles sont celles de P1-4 car la variation de yt est la plus adaptée pour éloigner les jonctions de la ligne de courant.

P1-6 :

Les SQUID étudiés ici ne sont pas prévus pour faire des mesures d'injection directe. Le but de cette cellule est l'étude du couplage entre SQUID lorsque ceux-ci sont disposés en parallèle. Des boucles des autres puces ont été reprises et disposées en parallèle par nombre de 2, 3 et 4. D'après (E. A. S. Berggren, 2012), le flux total dans une boucle entourée d'autres boucles en parallèle est

$$\phi_k = B_a S_{eff,k} + L_k I_k + M I_{k+1} + M I_{k-1} \quad (122)$$

Avec M le coefficient de couplage entre les SQUID. P1-6 vise l'étude de M.

La mesure des puces décrites dans cette dernière partie nous aurait permis d'une part de vérifier les lois de variation de l'inductance en fonction de paramètres géométriques des boucles. D'autre part les géométries des boucles étant celles utilisées dans le reste des circuits du masque de lithographie, nous aurions pu utiliser les informations obtenues pour comprendre le comportement de circuits plus complexes. Diverses pannes des équipements utilisés pour les mesures et l'échéance de la fin de la durée de la thèse n'ont pas pu permettre la caractérisation de cette puce.

3.4 RÉALISATION TECHNOLOGIQUE DE CIRCUITS

3.4.1 CONTRÔLE DE LA GÉOMÉTRIE DES MOTIFS APRÈS PROCESSUS TECHNOLOGIQUE.

Trois wafers ont été produits. Concernant le premier wafer, pour des raisons pas très bien comprises, les dimensions observées des circuits après première irradiation étaient réduites par rapport aux dimensions du masque de lithographie. Une hypothèse possible est un échauffement de l'échantillon sous irradiation conduisant à du fluage de résine et une distorsion des motifs. La Figure 53 montre un SQUID à injection directe de la puce P1-1. En bas de cette figure le dessin du masque de lithographie montre les dimensions attendues. En haut de la figure une image obtenue avec un microscope optique montre le dispositif après première irradiation. Dans cette image on aperçoit la résine déformée après irradiation et les dimensions très inférieures à celles attendues. Nous n'avons donc pas poursuivi le processus de fabrication jusqu'au bout pour ce wafer.

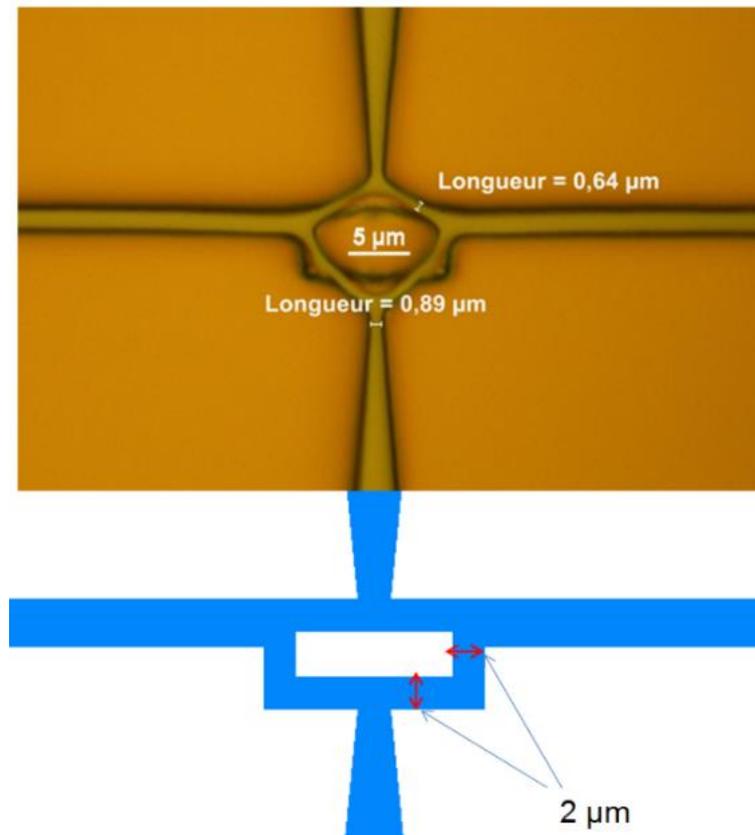


Figure 53 : Image prise au microscope optique en haut et dessin du masque de lithographie en bas du SQUID de plus petite dimension du masque de lithographie.

Un deuxième wafer a été produit. Cette fois ci des photos ont été prises entre chaque étape de fabrication. La Figure 54 montre le même motif de la puce P1-1 que celui de la Figure 53. En haut à gauche avant irradiation, on voit la résine après photolithographie. Les dimensions sont fidèles au masque de lithographie. En haut à droite on voit la résine après irradiation. Bien que moins déformé que les motifs du wafer précédent, les dimensions sont réduites après irradiation. L'image du bas est le motif après irradiation et sans résine. La mesure des dimensions est encore plus précise et nous montre qu'au lieu d'avoir des pistes de $2\mu\text{m}$, après irradiation nous obtenons des pistes entre 1.26 et $1.43\mu\text{m}$. Lors de cette fabrication le courant du faisceau d'irradiation a été soigneusement contrôlé. Les motifs ne sont pas aussi déformés que lors de la fabrication du premier wafer, mais les dimensions sont toujours plus petites que celles attendues par rapport au masque de lithographie.

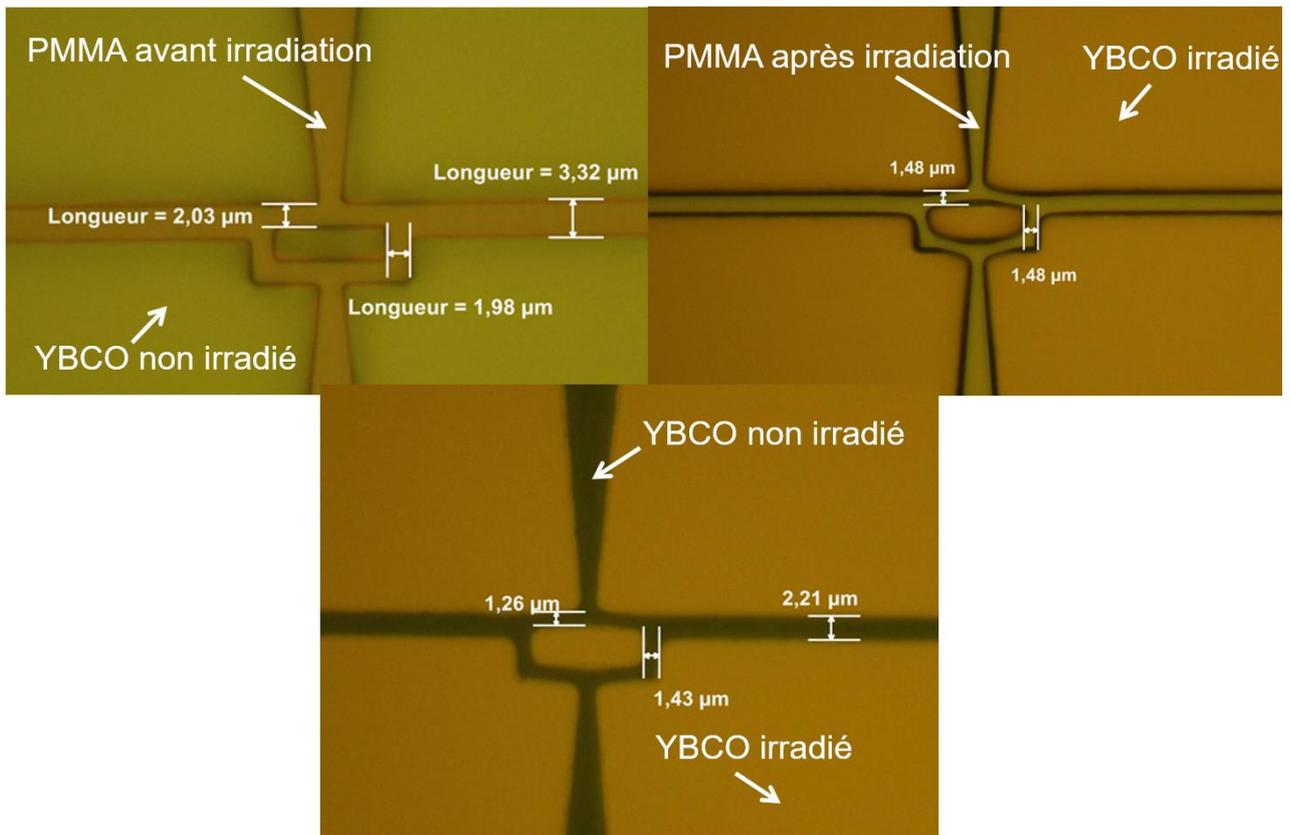


Figure 54 : Comparaison des dimensions d'un SQUID avant et après irradiation. Images prises au microscope optique. En haut à gauche avant irradiation et avec résine. En haut à droite après irradiation et avec résine. En bas après irradiation et sans résine.

Dans certaines parties du circuit, des craquelures sur la résine ont rendu certains circuits inopérants. La Figure 55 montre des exemples de circuits affectés par ces craquelures, on peut voir encerclé en rouge, des défauts du circuit. Les raisons restent encore inconnues. Les hypothèses possibles sont la qualité de la résine utilisée, un problème souvenu lors de l'irradiation ou encore l'hygrométrie de la salle blanche dans laquelle a été effectuée la photolithographie, qui aurait pu affecter l'état de la résine. La première hypothèse peut être écartée, étant donné que d'autres circuits ont pu être fabriqués avec la même résine et n'ont pas présenté les craquelures observées. Les deux autres hypothèses n'ont pas pu être vérifiées.

Malgré des dimensions différentes à celles attendues d'après le masque de lithographie, et des circuits abimés à cause des craquelures, ce wafer sera celui sur lequel on se basera pour les mesures expérimentales. La quasi-totalité des mesures qui seront présentées au chapitre 5 auront été effectuées avec des circuits de ce wafer.

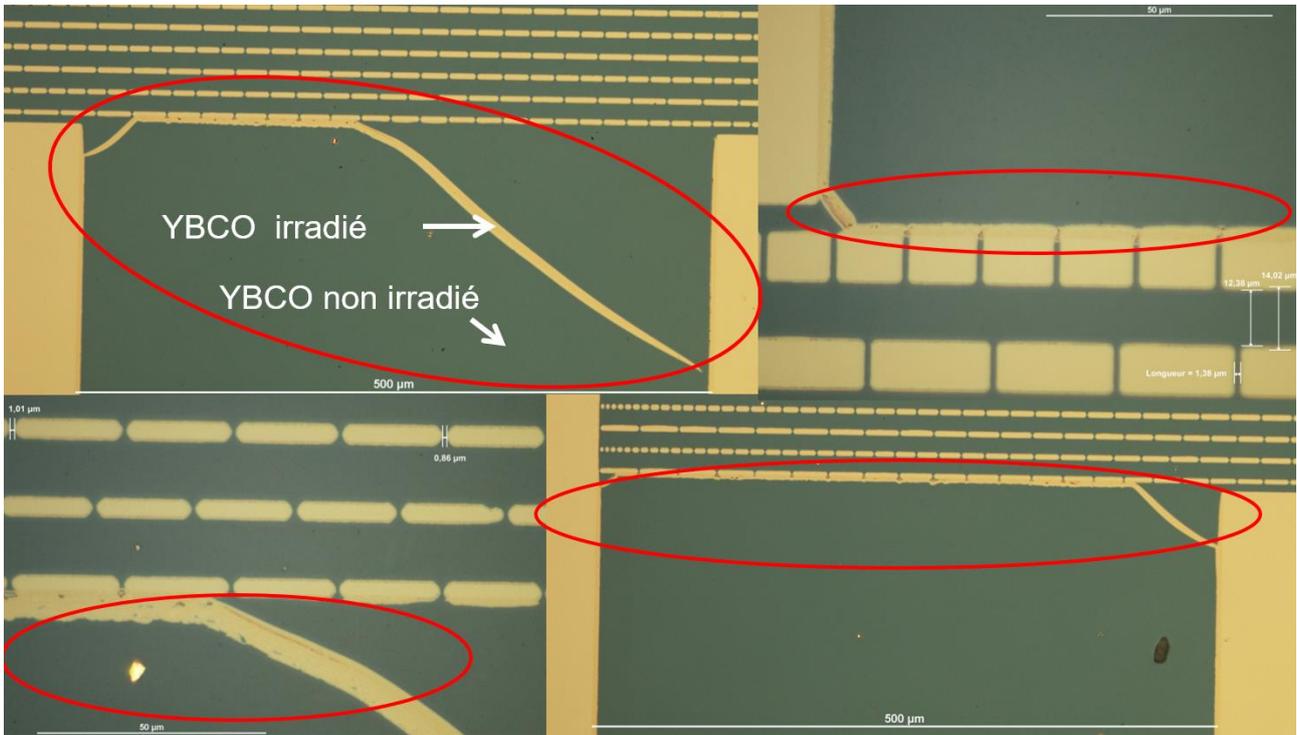


Figure 55 : Image prise au microscope optique de plusieurs zones affectées par des défauts après processus d'irradiation.

Dans le but de comprendre la cause de la réduction des dimensions, des mesures de dimension ont été faites au microscope optique, sur des circuits faits dans ce laboratoire avant et pendant cette thèse. La Figure 56 montre 6 parties de circuits différents, des SQIF série en a), b), c), d) et e), et un SQIF parallèle en f). Les mesures sont effectuées sur les bras de certains SQUID. On s'attend dans tous les cas à mesurer une distance de $2\mu\text{m}$ d'après le masque de lithographie. La limite de résolution du microscope optique est de l'ordre de $0.1\mu\text{m}$, et il est difficile d'obtenir des bons contrastes qui définissent bien les frontières des circuits. Cependant ce qu'on observe est que dans la plupart des cas les bras des SQUID ont des longueurs comprises entre 1.3 et $1.4\mu\text{m}$. Pour les circuits en b) et e) les dimensions sont plutôt entre 1.5 et $1.6\mu\text{m}$. Dans tous les cas nous n'avons pas des jonctions longues de $2\mu\text{m}$. Ceci veut dire que le problème des dimensions est récurrent.

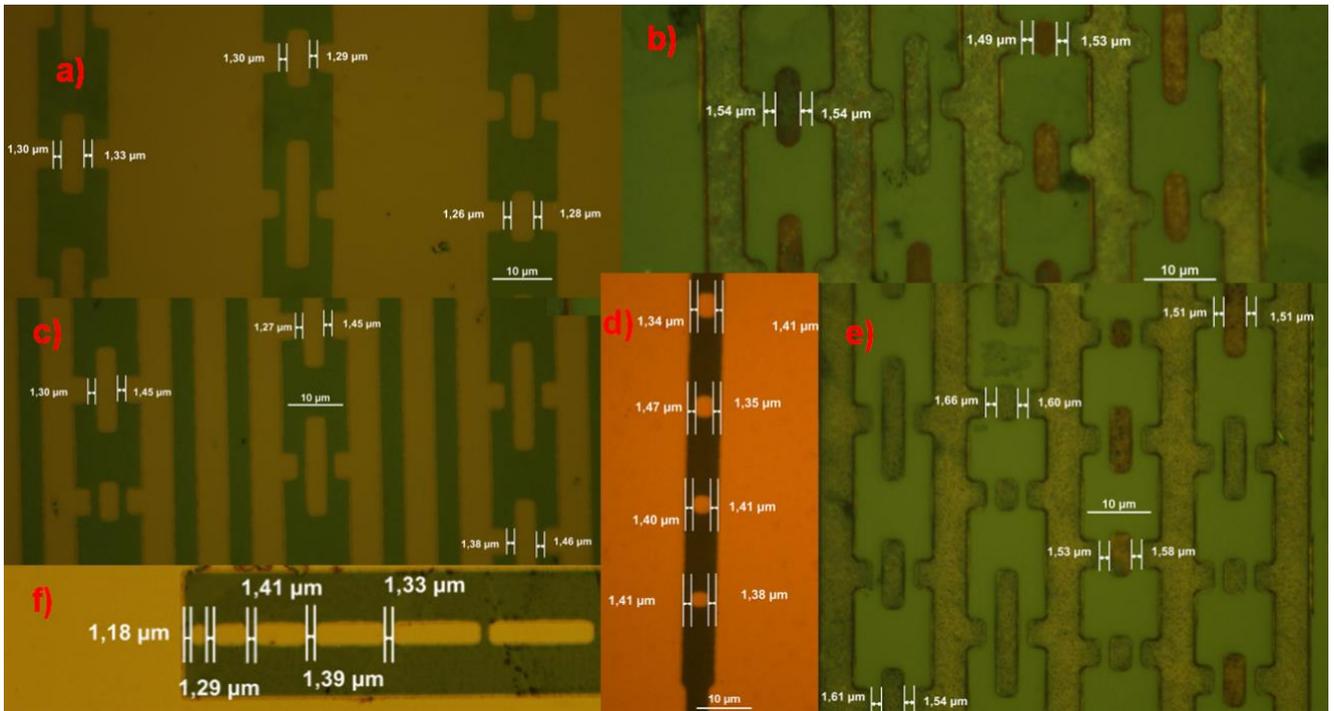


Figure 56 : Images prises au microscope optique de différents réseaux de SQUID issus de différentes réalisations technologiques. Pour chaque type de circuit, des mesures montrent les longueurs des bras des SQUID où se trouvent les jonctions irradiées, non visibles ici.

Un troisième wafer a été réalisé. Cette fois ci nous avons remplacé l'étape de première irradiation ionique par une gravure aux ions Argon. La Figure 57 montre des parties de circuits SQIF pour lesquels on a fait des mesures de bras de SQUID. Cette fois ci les dimensions sont celles attendues, les bras des SQUID mesurent $2\mu\text{m}$ ce qui est fidèle au masque de lithographie.

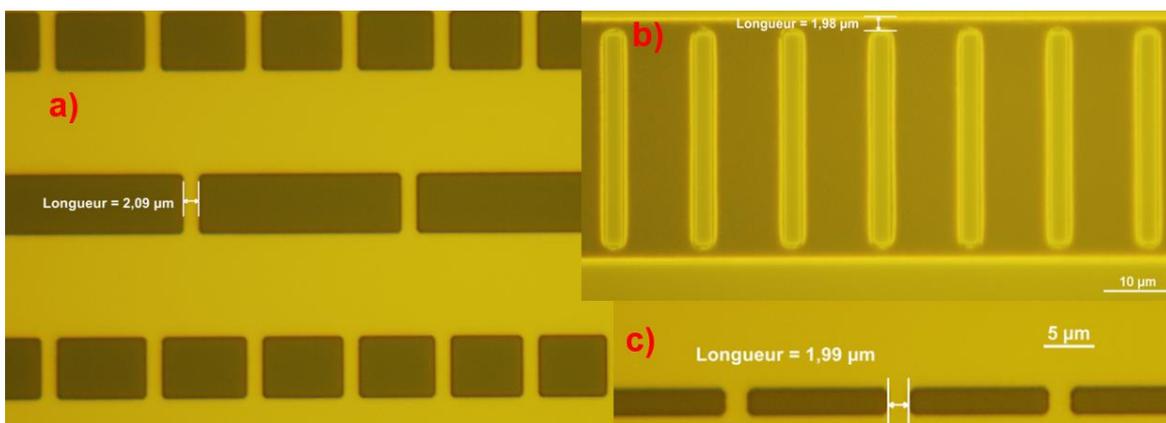


Figure 57 : Parties de circuits SQIF fabriquée en remplaçant la première irradiation ionique par une gravure aux ions Argon.

Par manque de temps et à cause de pannes des équipements ces circuits n'ont pas pu être mesurés. Seulement quelques réseaux série, dont la caractérisation n'a pas abouti ont permis de valider le processus pour faire des circuits SQIF. Les mesures seront présentées au chapitre 5.

3.4.2 LIMITE DE RÉOLUTION SPATIALE

On sait grâce à des précédentes réalisations de dispositifs que $2\mu\text{m}$ est une dimension critique pour les pistes des circuits. Pour des dimensions inférieures, la réalisation de motifs peut ne pas être fidèle au masque de lithographie. Lorsque l'on fabrique des SQIF, on cherche souvent à insérer des boucles SQUID très proches les unes des autres. Puisqu'on cherche à réaliser des boucles de petite inductance, on cherche aussi à ce que le pas de variation des surfaces soit très petit. La question qui se pose est donc jusqu'à quelle variation spatiale peut-on différencier deux surfaces ? Un dispositif réalisé au laboratoire en dehors du cadre de cette thèse permet de répondre à cette question. Il s'agit d'un réseau 2D de taille $82\mu\text{m} \times 910\mu\text{m}$. Le réseau est constitué de 16 SQIF série, assemblés en parallèle, composés de 128 SQUID chacun. La Figure 58 illustre la structure du réseau.

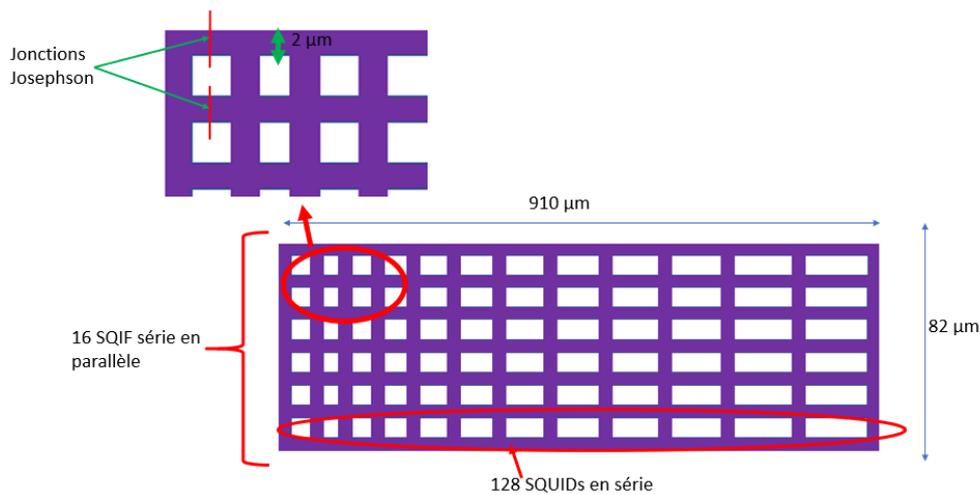


Figure 58 : Schéma d'un dessin de circuit SQIF 2D

Les 16 séries sont identiques. Pour chacune le plus petit trou est de dimensions $2\mu\text{m} \times 3\mu\text{m}$ et le plus grand $8,3\mu\text{m} \times 3\mu\text{m}$. Les pistes supraconductrices des SQUID ont pour dimensions $2\mu\text{m}$ et les trous varient selon une suite arithmétique de raison 50 nm. Le but de cette étude est de vérifier si en fin de processus technologique l'échantillon se rapproche du masque de lithographie, et s'il est technologiquement possible de différencier deux trous dont la différence de taille est de 50 nm.

Des mesures AFM (Atomic Force Microscope) ont été réalisées sur une partie du réseau. L'image de la Figure 59 a pour dimensions $125\mu\text{m} \times 31,3\mu\text{m}$, 5120×1280 pixels, et la taille d'un pixel est $40,96\text{nm} \times 40,9\text{nm}$. Cette figure montre une partie du circuit.

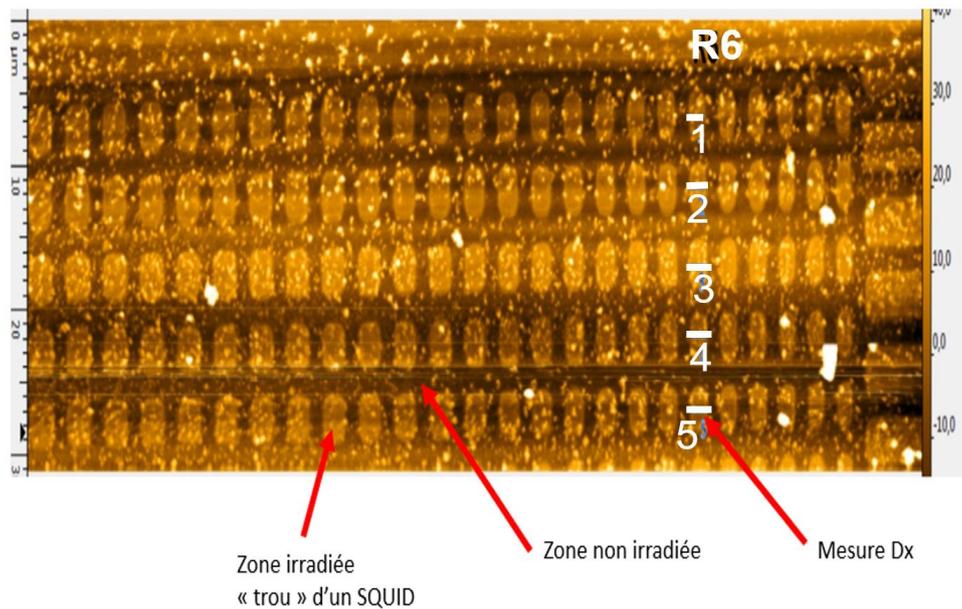


Figure 59 : Image prise au microscope à force atomique AFM d'un circuit SQIF 2D

Sur cette image, on visualise 5 lignes et 25 colonnes de zones irradiées. D'après le masque de lithographie les longueurs des zones irradiées sont censées varier de 50 nm selon une ligne et être identiques selon une colonne. On s'attend donc à ce que les trous de SQUID aillent de 2 μm à 3,15 μm horizontalement.

Le logiciel de traitement de données permet de sélectionner des zones de l'image où des mesures spatiales sont faites. Ce que nous appelons « trous » du point de vue du masque sont en réalité des « bosses » sur l'échantillon irradié. En effet les zones supraconductrices irradiées gonflent d'environ 20nm.

Des mesures de longueur des trous SQUID ont été effectuées pour chaque colonne et chaque ligne. C'est le paramètre Dx sur l'image de la Figure 59. On numérote les SQUID de 1 à 25 en partant du plus petit au plus grand avec une variation linéaire de 0.5 μm . Ainsi pour une ligne, si la réalisation du dispositif est fidèle au masque, on s'attend à trouver une caractéristique linéaire pour les longueurs de boucle en fonction des trous de 1 à 25. Les graphiques suivants montrent le résultat des mesures. A gauche les points correspondent aux mesures faites pour chaque surface. En noir est représentée la moyenne des mesures effectuées. A droite est représentée cette même moyenne, et en pointillés rouges et bleus sont représentées deux tendances possibles pour l'évolution des dimensions des surfaces.

La tendance en rouge est celle qui indique que les surfaces varient selon les dimensions du masque de lithographie. La tendance en bleu indique qu'il y aurait trois familles de dimensions de surfaces.

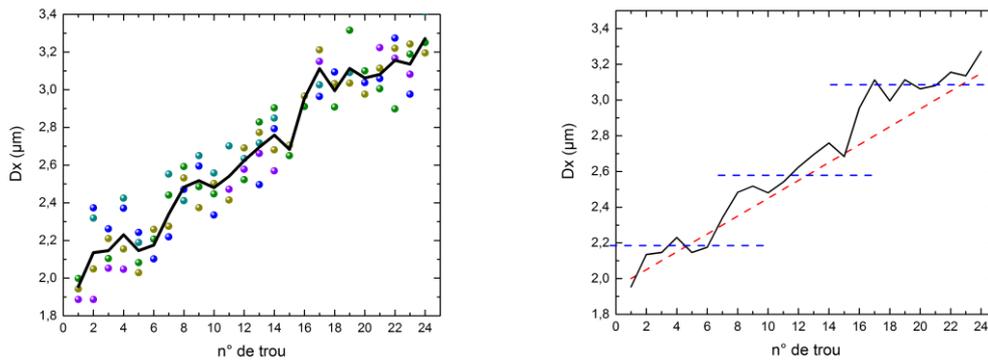


Figure 60 : Mesures de dimensions D_x des SQUID en fonction de leur position. A gauche mesures effectuées pour 25 colonnes et 5 lignes. A droite valeur moyenne de D_x en noir, et deux tendances possibles en pointillés.

Un autre tracé sur la Figure 61 met en évidence ces trois « familles » de courbes. Dans cette figure sont représentés les longueurs de chaque taille de boucle pour les 5 colonnes. Cette fois ci la deuxième tendance semble se confirmer. L'espacement entre les familles de droites est d'environ $0.4 \mu\text{m}$. Cette valeur fait penser à la longueur d'onde de la lumière UV utilisée lors du processus de fabrication. Une hypothèse possible serait donc que la résolution des motifs que l'on peut réaliser est limitée par la longueur d'onde de la lumière utilisée lors de la lithographie optique.

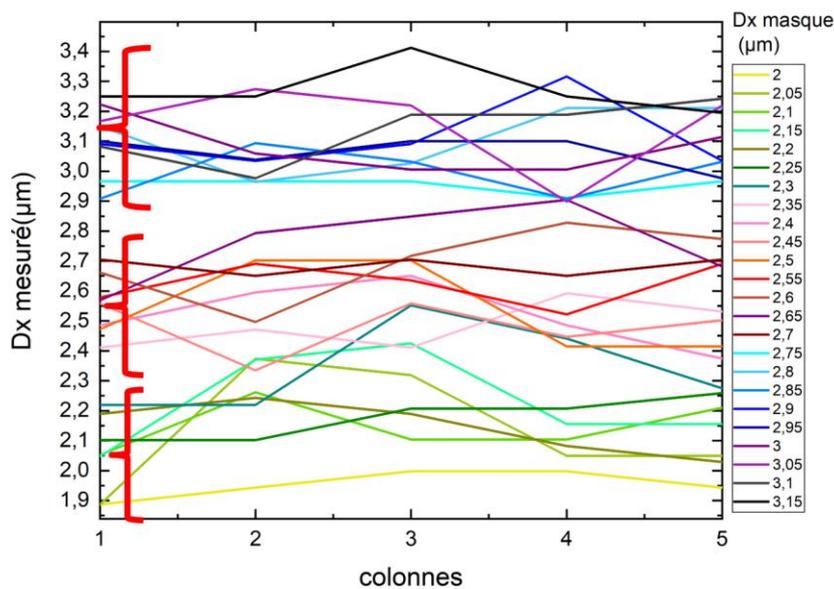


Figure 61 : Mesures de D_x mise en évidence de trois familles de droites.

Pour confirmer ou infirmer cette tendance il est nécessaire de définir la barre d'erreur de la mesure. C'est la raison pour laquelle une nouvelle mesure a été effectuée, sur la colonne 6 représentée à la Figure 59. La même image AFM a été utilisée. Le contraste choisi dans le logiciel de traitement de données étant important, 20 mesures ont été effectuées sur la même colonne en gardant le même contraste, et 20 autres avec des contrastes différents.

D'après le masque, la longueur des trous de la colonne 6 est de $2,25 \mu\text{m}$. La valeur m de

moyenne mesurée avec un même contraste et des contrastes différents est de $2.3 \mu\text{m}$, valeur très proche de celle attendue. Lorsque l'on calcule l'écart type cependant, une différence apparaît lorsque l'on garde le même contraste et lorsque des contrastes différents sont appliqués. Pour un même contraste l'écart type σ est de $0.037 \mu\text{m}$ et pour des contrastes différents $0.263 \mu\text{m}$. Pour définir la barre d'erreur on gardera l'écart type le plus grand.

L'intervalle de confiance est défini par $[m - 1,96\sigma; m + 1,96\sigma]$ pour 95% de chances de retrouver la population dans cet intervalle, $[m - \sigma; m + \sigma]$ pour 68,2%. Le graphique de la Figure 62 reprend celui de la Figure 60 à droite. Sont rajoutées les marges d'erreur en marron, calculées pour l'intervalle de confiance à 68,2 %.

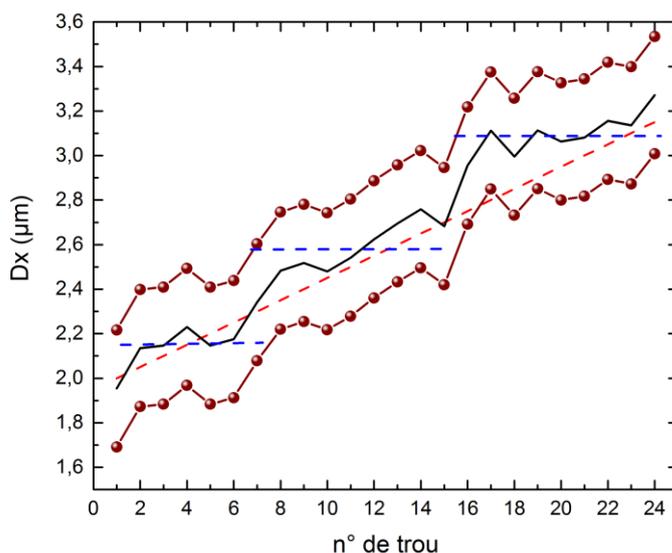


Figure 62 : Mesure moyenne de surfaces en noir. Tendances en pointillés rouges et bleus et marges d'erreur en marron.

En conclusion, l'incertitude déterminée est très grande pour trancher entre l'hypothèse des trous espacés de 50 nm et celle de la limitation par la longueur d'onde de la lumière UV utilisée lors de la photolithographie (tendances en rouge ou en bleu). Un autre type de mesure avec une meilleure résolution devrait être effectuée. Cependant il est très probable que ce soit la longueur d'onde qui limite la résolution des motifs après réalisation.

4 MESURES SQIF RF

Nous avons utilisé un seul type de SQIF pour faire de la détection de signaux radiofréquence. Dans ce chapitre seront présentés les résultats des mesures effectuées. Dans un premier temps nous expliquerons en 4.1 l'utilisation des SQIFs en tant que détecteurs de signaux radiofréquence. Dans la partie 4.2, nous décrirons le circuit utilisé pour les mesures, un SQIF série, fabriqué dans deux puces identiques. Nous décrirons aussi les montages expérimentaux utilisés.

Nous verrons à la partie 4.3 une première séquence de mesures en champ proche qui nous permettra de montrer des résultats de détection jusqu'à la centaine de MHz (Recoba Pawlowski et al., 2018). Le montage expérimental utilisé pour ces mesures a montré des limitations qui ne nous ont pas permis d'explorer des fréquences plus élevées. C'est la raison pour laquelle nous avons repris les mesures avec le même circuit mais dans une puce différente, et avec un deuxième montage expérimental mieux adapté aux mesures radiofréquences. Nous avons alors pu détecter des signaux à plus haute fréquence, présentés en 4.4, et nous avons tenté de faire des mesures de champ lointain en environnement non magnétiquement blindé.

Des mesures réalisées avec une antenne sous forme de boucle nous ont permis de faire des nouvelles mesures en champ proche (Couëdo, Recoba Pawlowski et al., 2019). Cette fois le signal à détecter n'est plus injecté via une boucle dans la puce qui contient le SQIF.

4.1 DÉTECTION DE SIGNAUX RF AVEC UN SQIF

4.1.1 PRINCIPE DE DÉTECTION

Les SQUIDS sont depuis longtemps utilisés comme amplificateurs (Welty & Martinis, 1991) (Drung et al., 2005) (V. K. Kornev, Kolotinskiy, Sharafiev, Soloviev, & Mukhanov, 2017). Par exemple à basse température (4.2 K) on trouve dans la littérature des amplificateurs fonctionnant entre 2.2 et 7.4 GHz, avec un gain allant jusqu'à 12 dB et des températures de bruit entre 1 et 2 K (Mück et al., 2003), (Georgy V. Prokopenko et al., 2003).

Des amplificateurs large bande peuvent être faits avec des SQIF. Dans cet exemple (Snigirev et al., 2007) des SQIFs série sont utilisés, ils sont faits en YBCO et jonctions bicristal. Cet amplificateur a une bande passante d'environ une centaine de MHz et un gain maximum de 30 dB. Des SQIF réalisés avec des bi-SQUID (G. V. Prokopenko & Mukhanov, 2013) (G. V. Prokopenko et al., 2013) ont été proposés pour faire des amplificateurs de 20 dB avec une bande de fréquence entre 8 et 11 GHz mais fonctionnant à des températures autour de 4K.

Outre l'utilisation des SQIF comme amplificateurs, on s'intéresse à ces capteurs comme détecteurs de signaux radiofréquence, en tant qu'antennes. Il a été montré qu'un SQIF peut détecter des mélanges de fréquences en champ proche (Caputo et al., 2006) (Caputo et al., 2007). Dans cette étude, un SQIF série de 211 SQUID dont les surfaces varient entre 38 et 210 μm^2 a été refroidi dans mini cryo réfrigérateur à 73 K et caractérisé. Le circuit est

en YBCO et avec des jonctions joint de grain. Il a une caractéristique $V(B)$ d'amplitude 1.28 mV et 5500 V/T de sensibilité.

Lorsqu'un signal à deux fréquences est envoyé au SQIF, des mesures de la réponse en sortie avec un analyseur de spectre ont permis de détecter des pics de densité spectrale de puissance à des fréquences correspondantes à la somme et à la différence des fréquences du signal incident. De cette manière la détection de signaux radiofréquence mixés a été montrée de la centaine de MHz jusqu'à 20 GHz.

Pour ce qui est de la détection de signaux radiofréquence en champ lointain, pour l'instant peu d'études traitent le sujet mais nous pouvons citer une expérience réalisée en environnement non magnétiquement blindé (Andrade et al., 2015) avec des SQIF série fonctionnant autour de 4K. D'après cette étude, des fréquences de la bande FM ont pu être détectées à l'analyseur de spectre grâce au SQIF.

Voyons comment il est possible de détecter un signal radiofréquence et comment peut-on se servir d'un SQIF comme d'un amplificateur. En partant d'un signal SQIF DC, comme celui de la Figure 63 en haut à gauche, on utilise les droites qui forment un pic SQIF afin d'obtenir une relation linéaire entre un champ magnétique appliqué et une tension mesurée. En général, quand on parle d'amplitude et sensibilité d'un SQIF, on fait référence à l'amplitude en tension d'une de ces deux droites linéaires, ainsi qu'à sa pente. Ce sont les paramètres ΔV_{DC} et $\frac{\partial V}{\partial B}$ dont nous avons parlé précédemment au chapitre 3, partie 3.2.1.3.

L'intervalle de champ magnétique dans lequel le SQIF se comporte comme un transducteur, convertissant le champ magnétique en tension de façon linéaire est la dynamique du détecteur, représenté en vert sur la figure. Elle définit l'étendue de champ magnétique que le capteur peut détecter sans subir des effets non linéaires. On augmente la dynamique du capteur en augmentant l'amplitude de la zone de linéarité.

Considérons un SQIF, refroidit à température de fonctionnement optimal et polarisé à courant optimal. Pour rappel un tel point de fonctionnement permet d'obtenir un maximum de sensibilité et d'amplitude en tension. Si l'on applique un champ magnétique DC, correspondant à une valeur au centre de l'intervalle de dynamique, appelons ce champ magnétique DC la polarisation en flux, cela revient à se placer à l'endroit où la sensibilité est maximale (au maximum de pente), c'est le point de fonctionnement. Lorsqu'un signal radiofréquence arrive au détecteur, sa composante magnétique varie en amplitude à une certaine fréquence. Ces variations s'ajoutent à la polarisation en flux, et on mesure une tension en sortie qui oscille à la même fréquence que le signal incident.

Le graphique en bas à gauche de la Figure 63 montre la composante magnétique d'un signal incident. En haut à gauche, est représentée la réponse DC SQIF et une zone sur laquelle s'opère la détection du signal incident. Les lignes orange verticales montrent l'intervalle de dynamique. Le signal incident est contenu dans cet intervalle, et les variations de champ magnétique induisent une variation de tension, représentée par un trait épais noir. A droite en haut de la figure on visualise une tension oscillante avec la même période que celle du signal incident et avec une plus grande amplitude. C'est la réponse en sortie du capteur et c'est de cette façon qu'on peut amplifier un signal. Pour la détection, en bas de la figure on observe la transformée de Fourier du signal périodique.

En connectant la sortie du SQIF à un analyseur de spectre, nous mesurons un pic correspondant à une densité spectrale de puissance.

Si l'amplitude du signal incident sort de l'intervalle de dynamique, alors le signal en sortie ne sera plus purement sinusoïdal, il sera distordu par rapport au signal incident, et on observera des pics de densité spectrale de puissance pour plusieurs fréquences à l'analyseur de spectre.

A la fréquence fondamentale (celle du signal incident), la densité spectrale de puissance se comporte comme la dérivée première en tension du signal DC par rapport au champ magnétique (Caputo et al., 2006). A la deuxième harmonique la densité spectrale de puissance se comporte comme la dérivée seconde. Nous verrons plus loin que les mesures expérimentales confirment la théorie et que la détection de la deuxième harmonique nous permettra d'identifier la signature d'une détection SQIF.

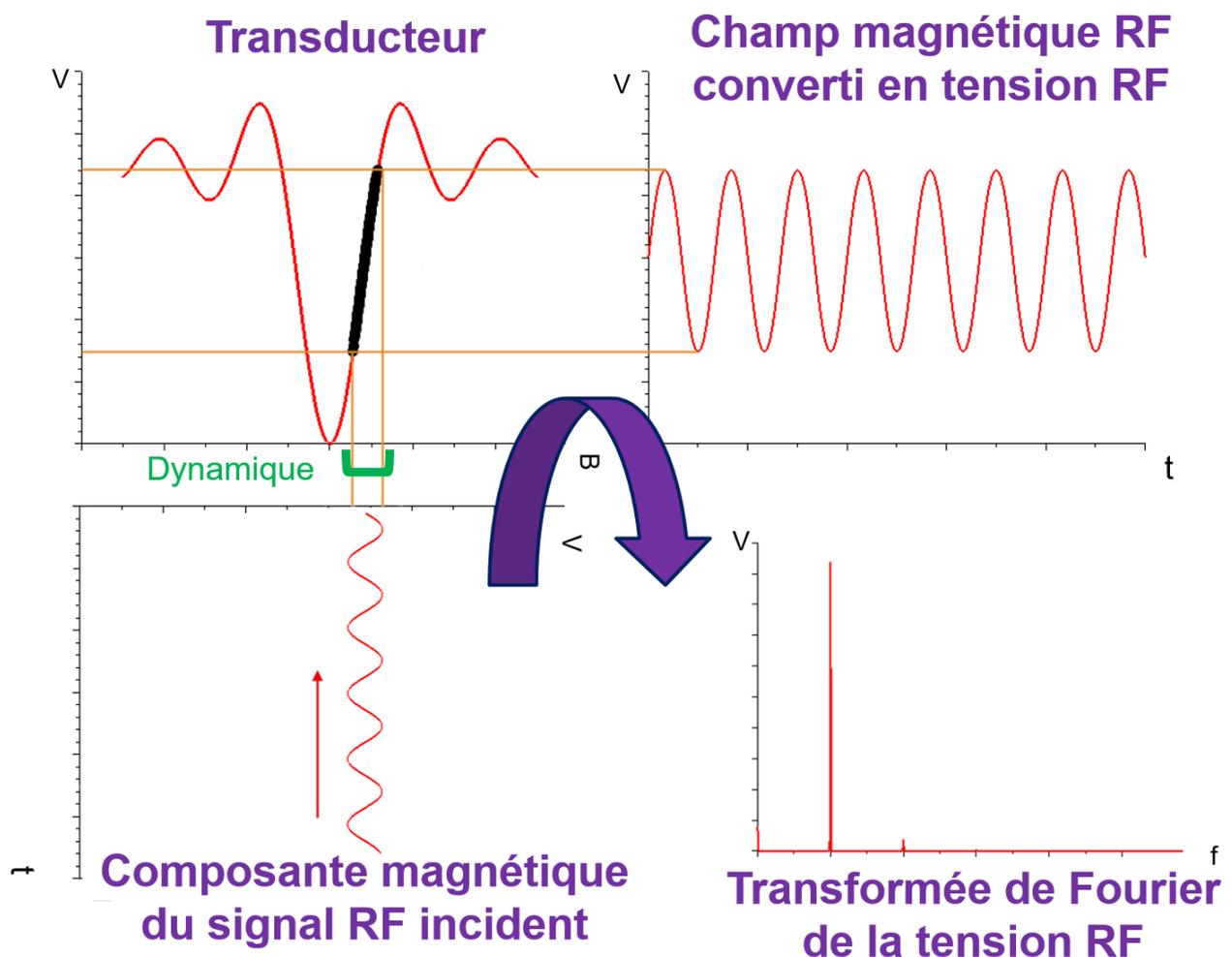


Figure 63 : Schéma expliquant le principe de fonctionnement de la détection RF avec un SQIF. En bas à gauche signal à détecter. En haut à gauche détection à l'aide d'un SQIF. En haut à droite signal en sortie, en bas à droite transformée de Fourier du signal en sortie.

4.2 MÉTHODES EXPÉRIMENTALES

4.2.1 CIRCUIT SQIF

Le réseau de jonctions utilisé pour faire des mesures radiofréquence est un SQIF de 1000 SQUID en série. Les surfaces sont aléatoirement distribuées entre 6 et 60 μm^2 . Les jonctions ont pour dimensions 2 μm de long et 40 nm d'épaisseur. Une boucle entourant le SQIF est utilisée pour envoyer le signal RF à détecter. De cette façon la détection est en champ proche.

Afin de réduire la taille du circuit, le réseau des SQUID est sous forme de méandre, comme nous pouvons le voir à la Figure 64. A gauche deux images montrent le dessin du masque de lithographie du circuit. En a) nous voyons la ligne de polarisation RF qui entoure le méandre et qui est utilisée pour envoyer les signaux à détecter. En b) un agrandissement montre le méandre de SQUID, entouré par la ligne d'injection du signal RF. Des flèches jaunes indiquent le sens de circulation des courants radiofréquence. En c), une image prise au microscope optique montre en couleur foncée les boucles SQUID. La résolution n'est pas suffisante pour voir les jonctions Josephson, à titre explicatif, elles ont été rajoutées en rouge. A droite de la figure, un schéma montre en noir le méandre de SQUIDs, et en bleu la boucle RF qui l'entoure.

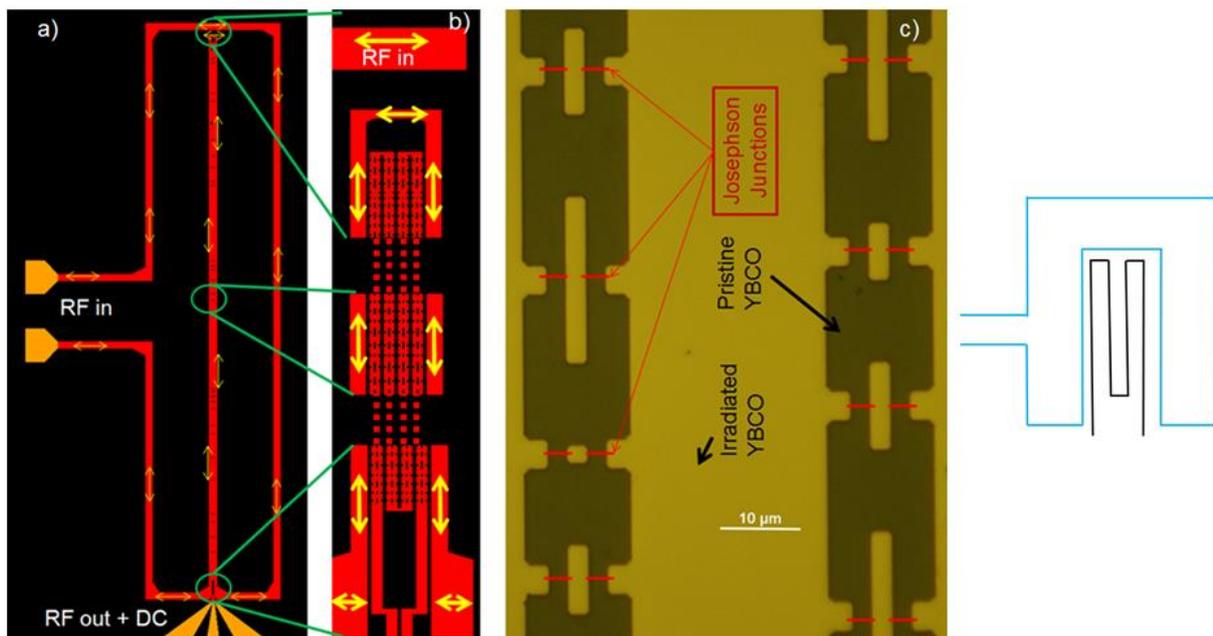


Figure 64 : SQIF de 1000 SQUID en série, entouré d'une ligne de polarisation RF (Recoba Pawlowski et al., 2018). En a) dessin du masque de lithographie montrant le SQIF au centre et la ligne par laquelle est injecté le signal radiofréquence. En b) un agrandissement montre le méandre de boucles en série entourées de la ligne de polarisation RF. Les flèches jaunes indiquent la circulation du courant RF. En c) une image prise avec un microscope optique montre une part du circuit. Les jonctions ne sont pas visibles, elles ont été rajoutées en rouge à titre explicatif. A droite un schéma montre en noir le méandre de SQUIDs et en bleu la boucle RF les entourant.

A 66 K la partie réelle de l'impédance est estimée, à 200 Ohm pour le premier circuit et 184 Ohm pour le deuxième, par la méthode de régression linéaire sur les mesures R(T) que nous avons décrit précédemment. La plupart des appareils de mesure étant adaptés à une impédance de 50 Ohm, le circuit SQIF sera désadapté lors des mesures radiofréquence. D'une manière générale, le gain d'un circuit s'écrit en fonction de la puissance d'entrée P_{in} et de la puissance en sortie P_{out} de la façon suivante :

$$G = 10. \log \left(\frac{P_{out}}{P_{in}} \right) \quad (123)$$

Le gain s'exprime en dB. En termes de tension on peut transformer le gain d'après la formule suivante :

$$G = 10. \log \left(\frac{\frac{V_{out}^2}{R_{out}}}{\frac{V_{in}^2}{R_{in}}} \right) \quad (124)$$

Dans notre cas, V_{in} est la tension réponse du SQIF que l'on souhaite mesurer, c'est la tension en entrée du circuit de mesure. Par conséquent V_{out} est la tension en sortie du circuit qui arrive à l'analyseur de spectre. R_{in} est la partie réelle de l'impédance du SQIF, et R_{out} est l'impédance du circuit de mesure. Lorsque l'adaptation d'impédance est réalisée : $R_{out} = R_{in}$ alors

$$G = 10. \log \left(\frac{V_{out}}{V_{in}} \right)^2 = 20. \log \left(\frac{V_{out}}{V_{in}} \right) \quad (125)$$

Nous mesurons V_{out} , nous connaissons le gain G de notre circuit, ce qui nous permet de déduire la tension en sortie du SQIF V_{in} :

$$V_{in} = \frac{V_{out}}{10^{G/20}} \quad (126)$$

Lorsque l'adaptation d'impédance n'est pas réalisée, la tension V_{out} en sortie du montage se calcule en fonction des impédances R_{out} et R_{in} selon la relation :

$$V_{out} = \sqrt{V_{in}^2 \cdot \frac{R_{out}}{R_{in}} \cdot 10^{G/10}} \quad (127)$$

Comme nous pouvons le constater avec cette dernière formule, lorsque l'adaptation d'impédance est réalisée, la tension RF en sortie du SQIF est amplifiée selon le gain du circuit de mesure. Si la partie réelle de l'impédance du SQIF est supérieure à celle du circuit de mesure, alors V_{out} est plus faible qu'attendu car on perd un peu du signal issu du SQIF. Au contraire si l'impédance du SQIF est très inférieure à celle du circuit le gain est augmenté.

Il est souhaitable d'avoir un SQIF dont la partie réelle de l'impédance est au maximum de 50 Ohm. Pour un SQIF série cela revient à réduire le nombre de jonctions en série. Cette solution nous ferait perdre de l'amplitude en tension et de la sensibilité. Les réseaux 2D devraient permettre de résoudre cet inconvénient car on peut choisir la valeur d'impédance en fonction du nombre de jonctions en parallèle et en série, de cette façon il est possible de fabriquer un SQIF de 50 Ohm d'impédance.

Les circuits de mesure que nous avons utilisés sont adaptés à 50 Ohm. Par conséquent, comme la résistance normale des SQIF est autour de 200 Ohm, il y a des pertes de signal dans nos mesures.

4.2.1 MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Deux séquences de mesures ont été effectuées. La première a été réalisée dans le banc expérimental décrit au chapitre 3. Pour ces mesures, nous n'avons pas utilisé de multiplexage car nous avons mesuré un seul circuit. La Figure 65 montre le montage utilisé. Un support en nitrure d'Aluminium (ALN) est vissé sur une tête froide en cuivre. A ce support est vissé un circuit imprimé qui contient des pistes adaptées à 50 Ohm. Ces pistes servent à l'injection de signaux à détecter dans la boucle RF d'une part et pour récupérer le signal en sortie du SQIF d'autre part. Les SQIF peu visibles sur cette figure sont les mêmes structures que celle de la Figure 64 . Au centre du circuit imprimé, un trou permet de coller la puce SQIF au support en ALN. Dans cette figure, RF_{in} est la piste de circuit reliée à une source de signaux radiofréquence d'une part, et à la boucle RF d'autre part. Ce que nous avons nommé RF_{out} est la sortie RF du SQIF, cette piste est reliée par microsoudure à la sortie du SQIF et arrive à un circuit de type bias-tee en entrée d'un préamplificateur. Ce dispositif sert à filtrer la composante continue du signal, qui est récupérée par une autre piste de circuit et des filtres RF.

Ainsi le signal est décomposé en composante continue et composante radiofréquence. Dans la partie RF, le signal en sortie du circuit bias-tee arrive dans un premier temps dans un préamplificateur cryogénique, puis dans un deuxième amplificateur à température ambiante.

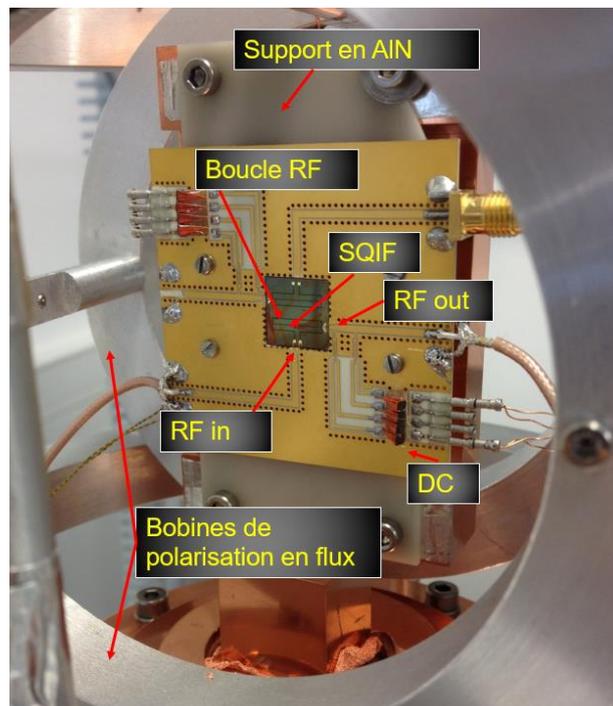


Figure 65 : Montage expérimental pour des mesures radiofréquence. Sur un support en ALN est visé un circuit PCB. Au centre une puce contient deux circuits SQIF.

Un deuxième montage, utilisé dans un autre banc de mesure à servi à faire des mesures à plus haute fréquence. Ce montage est visible à la Figure 66, contrairement à la configuration précédente, le circuit SQIF repose à l'horizontale. Les bobines de polarisation en flux sont disposées de façon que le champ arrive perpendiculairement au circuit. Le circuit imprimé est le même que celui utilisé précédemment. Pour ce montage nous avons utilisé un seul amplificateur, ayant une plus large bande que le précédent, afin de réaliser des mesures autour de 1 GHz. Nous avons fait des mesures en envoyant le signal RF à détecter via la boucle RF qui entoure le SQIF, puis via une antenne sous forme de boucle, visible dans l'encadré rouge de la Figure 66. Cette boucle de 5 mm de diamètre a été faite pour fonctionner à une fréquence autour de 1 GHz. Le désavantage à travailler avec des antennes comme celle-ci est qu'il faut les dimensionner en fonction de la fréquence de travail, tandis que la boucle RF, si elle n'a pas de résonances, permet de travailler dans large intervalle de fréquences.

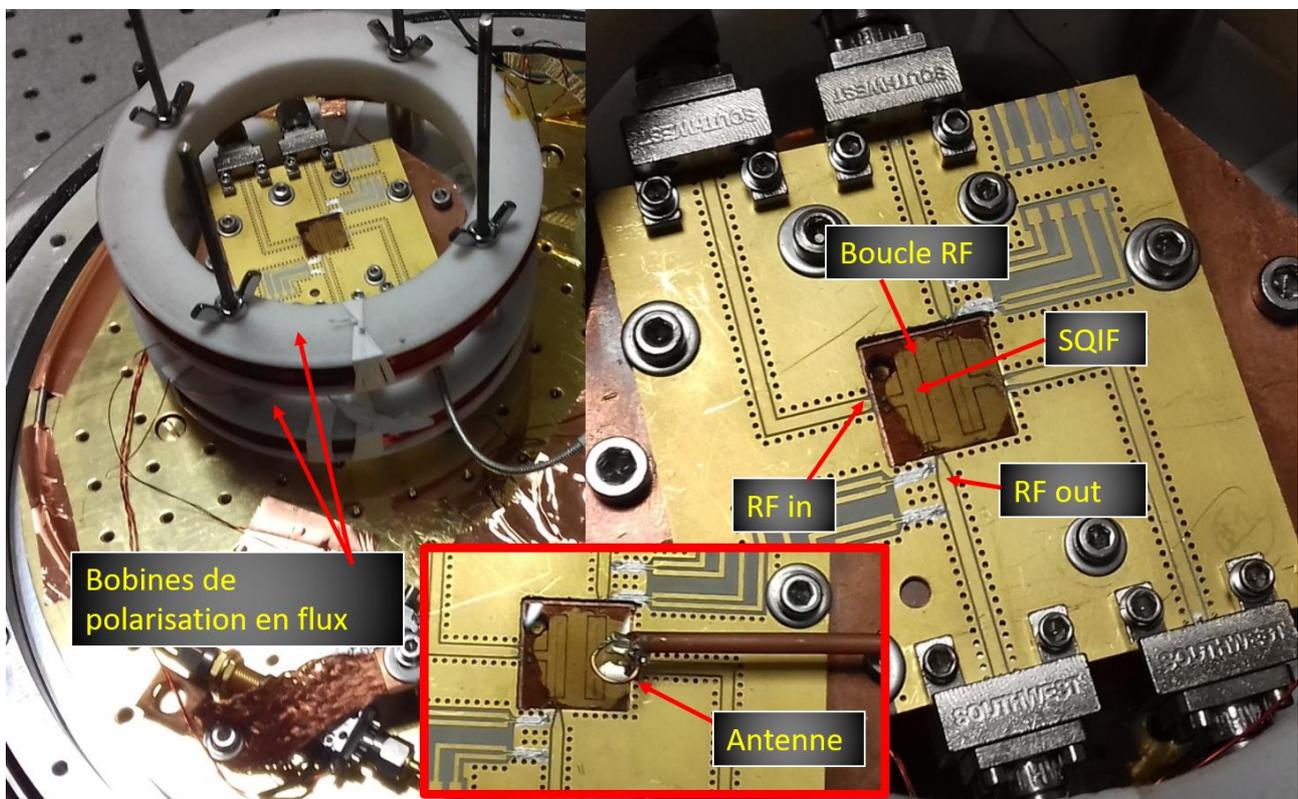


Figure 66 : Un autre montage expérimental pour les mesures radiofréquence. A gauche on voit le circuit PCB entouré de bobines. A droite un agrandissement montre le circuit en détail. L'encadré rouge montre une configuration où le signal à détecter est envoyé via une antenne au-dessus du SQIF.

Pour les deux montages, les mesures radiofréquence ont été réalisées après une caractérisation DC qui a permis de trouver le point de fonctionnement optimal du circuit SQIF. Une fois la température et le courant de polarisation fixés, on effectue des balayages en champ magnétique et on enregistre au même temps la réponse DC et la réponse RF. De cette façon nous pouvons mieux visualiser le comportement du SQIF en présence d'un signal radiofréquence.

La Figure 67 montre un schéma de mesure RF. Comme nous travaillons avec un seul circuit, le multiplexeur n'est pas utilisé. Pour la partie DC, on mesure les tensions V_{DC}

comme expliqué avec le schéma de la Figure 44. En simultanément, un signal RF est envoyé avec une source de signaux radiofréquence Agilent N9310A. Le signal est injecté dans la boucle RF de la Figure 64 a), ou dans une antenne qui irradie le SQIF. La sortie du SQIF est reliée à un amplificateur puis à un analyseur de spectre Agilent EXA N9010A. L'analyseur de spectre peut être remplacé par un analyseur de réseau. De cette façon, nous mesurons V_{DC} et V_{RF} en simultanément.

Plusieurs amplificateurs ont été utilisés. La première séquence de mesures, qui sera décrite en 4.3.1, a été réalisée avec un amplificateur et un préamplificateur cryogénique de la marque Stahl-electronics. Le préamplificateur est le modèle est HF C 50 B. Il a une bande passante qui s'étend de 160 kHz à 50 MHz et un gain linéaire proche de 20 au milieu de la bande passante. L'amplificateur est le modèle A7/RTA 50, il a une bande passante qui s'étend de 40 kHz à 70 MHz et un gain linéaire réglable entre 10, 20, 50, 100 et 150.

Une deuxième séquence de mesures sera effectuée avec des amplificateurs ayant une plus large bande en fréquence. Le premier amplificateur est un modèle cryogénique de la marque Miteq, ayant une bande passante qui va de 100 MHz à 2 GHz avec un gain de 40 dB. Le deuxième amplificateur, aussi de la marque Miteq, a une bande passante entre 4 et 8 GHz et un gain proche de 40 dB.

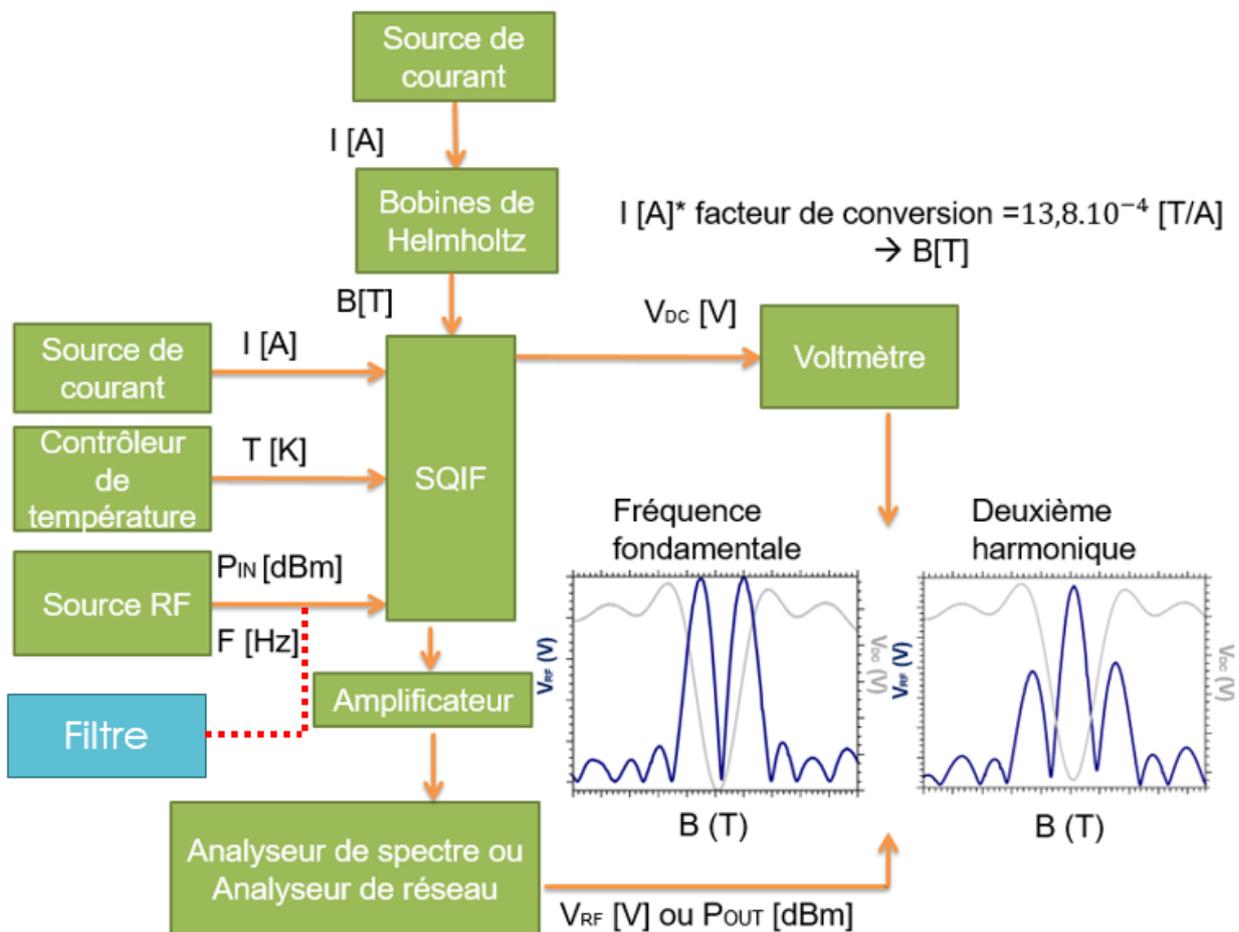


Figure 67 : Schéma expérimental des mesures DC et RF. Pour la partie DC, la même séquence décrite à la Figure 44 est reprise, pour la partie RF, une source de signaux radiofréquence est utilisée pour envoyer les signaux à détecter. Comme nous utilisons un seul circuit, le multiplexeur n'est pas utilisé. La sortie du SQIF branchée à un amplificateur, ensuite un analyseur de spectre mesure des tensions V_{RF} .

4.3 MESURES BASSE FRÉQUENCE

4.3.1 DÉTECTION RF EN CHAMP PROCHE

Ce réseau a été dans un premier temps caractérisé en DC. En effet nous voulons nous placer dans la configuration de paramètres qui offre le plus de dynamique et de sensibilité. Le point de fonctionnement optimal de ce SQIF est de 67.5 K et 65 μ A. La Figure 68 montre le pic SQIF obtenu. La forme parabolique du signal est due au profil de Fraunhofer des jonctions. En insert un agrandissement montre plus en détail le pic, avec une correction en champ magnétique de 5 μ T pour le centrer à 0 T. Le minimum de tension DC a été ramené à 0 V de façon à ce que nous visualisions l'amplitude $\Delta V_{DC} = V_{DC} - \min(V_{DC})$. La flèche mauve indique l'amplitude en tension. En turquoise sur une des pentes est représentée la sensibilité. Pour ce SQIF nous avons mesuré une amplitude de 2.5 mV et une sensibilité de 450 V/T (Recoba Pawlowski et al., 2018).

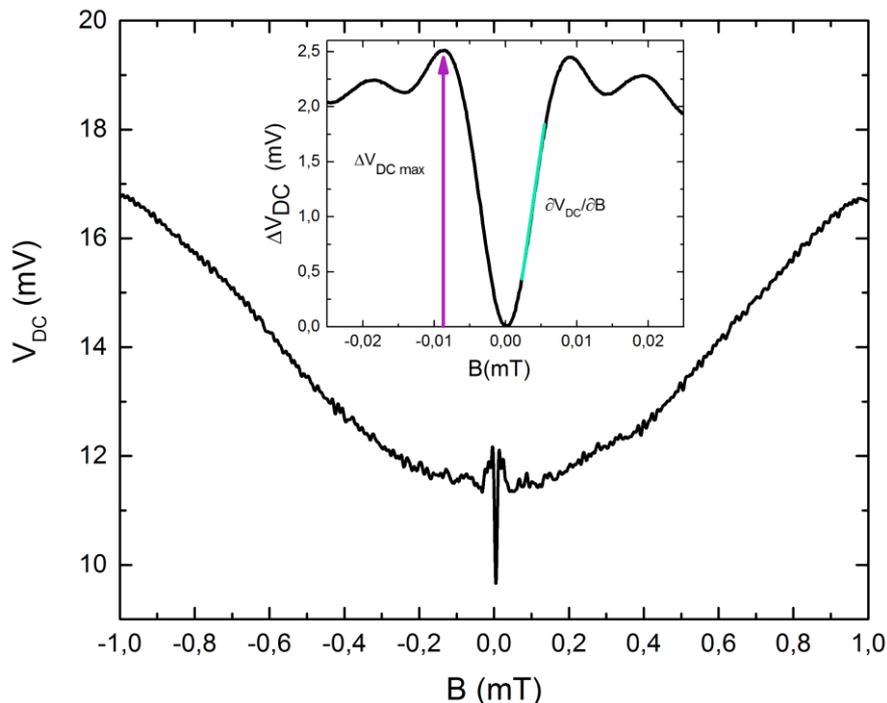


Figure 68 : Caractéristique de tension en fonction du champ magnétique appliqué du réseau de 1000 SQUID en série. En insert agrandissement sur le pic SQIF avec correction en champ magnétique. Dans cette figure sont mis en évidence l'amplitude et la sensibilité.

Une première séquence de mesures a été effectuée en injectant un signal radiofréquence via la ligne de polarisation qui entoure le SQIF, à plusieurs fréquences et pour plusieurs puissances. Nous sommes en configuration de champ proche. La Figure 69 montre un exemple de mesure à 30.02 MHz, pour une puissance de -50 dBm à gauche et -30 dBm à droite. Sur les deux graphiques la courbe noire est la réponse SQIF DC au point de fonctionnement optimal normalisée. En rouge sont représentées les dérivées par rapport au champ magnétique du signal DC, dérivée première à gauche et deuxième à droite. Les courbes bleues sont les réponses RF mesurées à l'analyseur de spectre, à la fréquence

fondamentale à gauche (ou première harmonique) et à la deuxième harmonique à droite.

Ce que nous observons dans ces graphiques est que le signal mesuré à l'analyseur de spectre à la fréquence fondamentale (celle du signal incident) se comporte comme la dérivée première de la réponse en tension comme attendu. Au maximum de la dérivée première correspond un maximum de densité spectrale de puissance. Pour la deuxième harmonique le maximum de densité spectrale de puissance mesuré se trouve à l'endroit où la dérivée seconde est maximale.

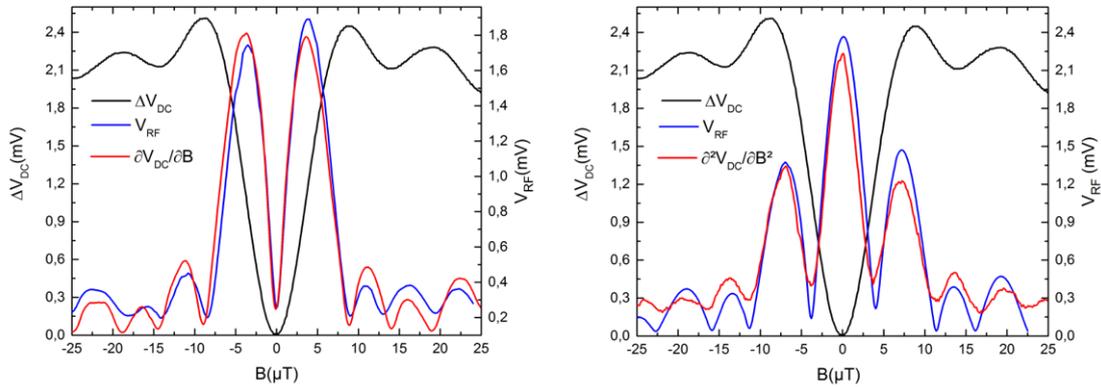


Figure 69 : Comparaison de la caractéristique DC au point de fonctionnement optimal en noir, avec la dérivée première en rouge à gauche et la dérivée seconde en rouge à droite. Sur ces figures sont aussi représentés en bleu les réponses RF à un signal incident de 30.02 MHz mesurées à l'analyseur de spectre, à la fréquence fondamentale à gauche et pour une puissance de -50 dBm et à la deuxième harmonique à droite pour une puissance de -30 dBm.

La Figure 70 montre un ensemble de courbes qui correspondent à des mesures faites à l'analyseur de spectre, à la fréquence de 30.02 MHz et pour plusieurs puissances. Dans cette figure sont indiquées les références de tension RF, minimum et maximum, que nous utiliserons par la suite. Le minimum n'est pas ici le minimum en tension mesuré, mais la valeur en tension correspondant au champ magnétique pour lequel le pic de la réponse DC est minimum. Si l'on se trouvait en environnement blindé, ce minimum serait la valeur en tension à 0 T. Le maximum est cette fois ci la valeur maximale de tension RF mesurée. Elle sera la valeur utilisée pour calculer la puissance en sortie, que nous nommerons P_{out} .

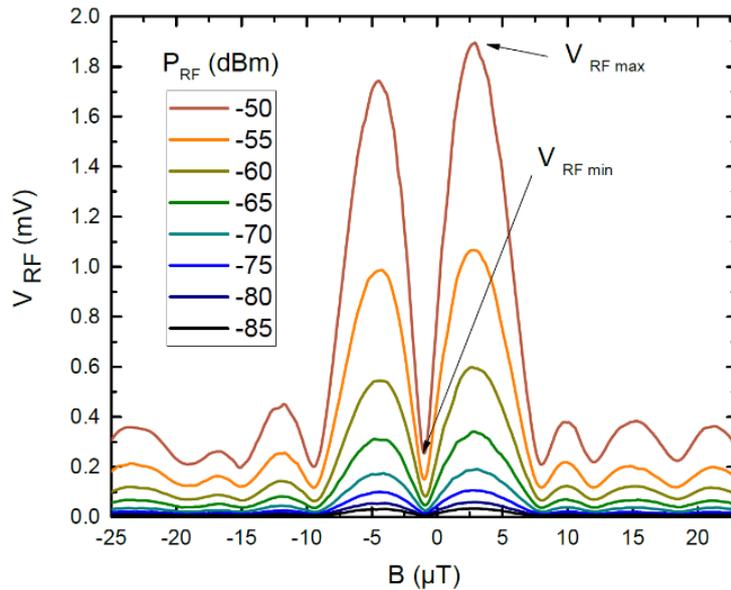


Figure 70 : Mesure RF avec un signal incident à 30.02 MHz. Les différentes courbes correspondent à plusieurs puissances du signal incident.

Pour exprimer une tension en décibel, on doit fixer une tension ou une puissance de référence. Lorsque l'on souhaite travailler avec des dBm, la puissance de référence est $P_0 = 1 \text{ mW}$. Cette valeur correspond à 0 dBm. Pour une impédance Z de 50 Ohm, la puissance en dBm correspondant à une puissance P en mW s'écrit :

$$P_{dBm} = 10 \log \left(\frac{P}{\sqrt{\frac{P_0}{Z}}} \right) \quad (128)$$

D'après cette expression nous avons converti les tensions RF, mesurées avec l'analyseur de spectre en sortie du SQIF, en puissance, que nous nommons la puissance en sortie. Cela nous permet de déterminer la dynamique du détecteur, en traçant la caractéristique de puissance en sortie en fonction de la puissance en entrée, comme il est représenté à la Figure 71.

Cette représentation graphique nous donne la dynamique du capteur à une fréquence de 10.02 MHz. Si nous revenons à la Figure 63, l'intervalle en puissance correspondant à cette zone de linéarité se traduit en termes de champ magnétique par l'intervalle en vert représenté sur le schéma. Au-delà l'amplitude de champ magnétique sort de l'intervalle de dynamique et le signal mesuré n'est plus linéaire.

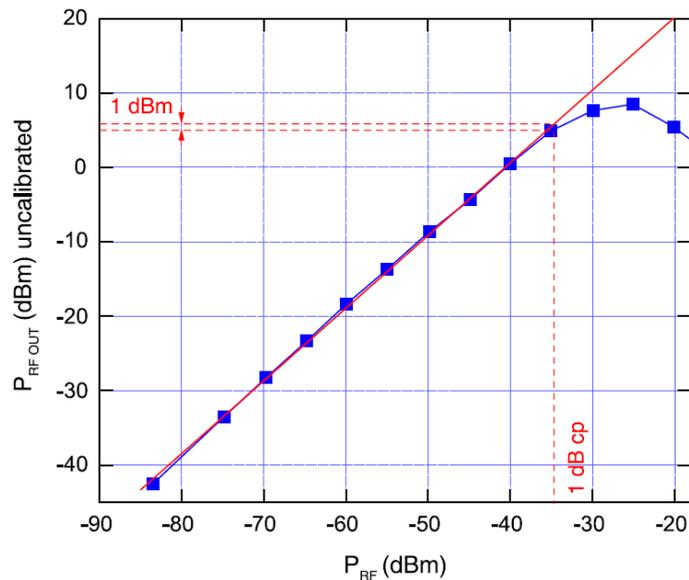


Figure 71 : Puissance RF mesurée en sortie du SQIF, en fonction de la puissance du signal incident pour une fréquence de 10,02 MHz.

Des mesures comme celle de la Figure 70 ont été effectuées à plusieurs fréquences avec le préamplificateur et l'amplificateur dont les bandes passantes se recouvrent entre 160 kHz et 50 MHz lorsqu'il sont utilisés en même temps. Malgré les limitations fréquentielles annoncées par le fabricant, ces amplificateurs ont permis de faire des mesures allant de quelques kHz à la centaine de MHz.

Le haut de la Figure 72 montre des mesures effectuées à 101 kHz. En a) on voit la tension V_{RF} mesurée à la fréquence du signal incident (101 kHz) en b) est représentée la tension V_{RF} mesurée à 202 kHz. Seuls les champs magnétiques positifs sont représentés dans ces figures. On observe que lorsque la puissance du signal incident augmente, le maximum de V_{RF} augmente jusqu'à -25 dBm, puis diminue. Le minimum de tension ne fait qu'augmenter avec la puissance du signal incident à la fréquence fondamentale en a) et reste à une valeur très faible quel que soit la puissance incidente pour la deuxième harmonique en b).

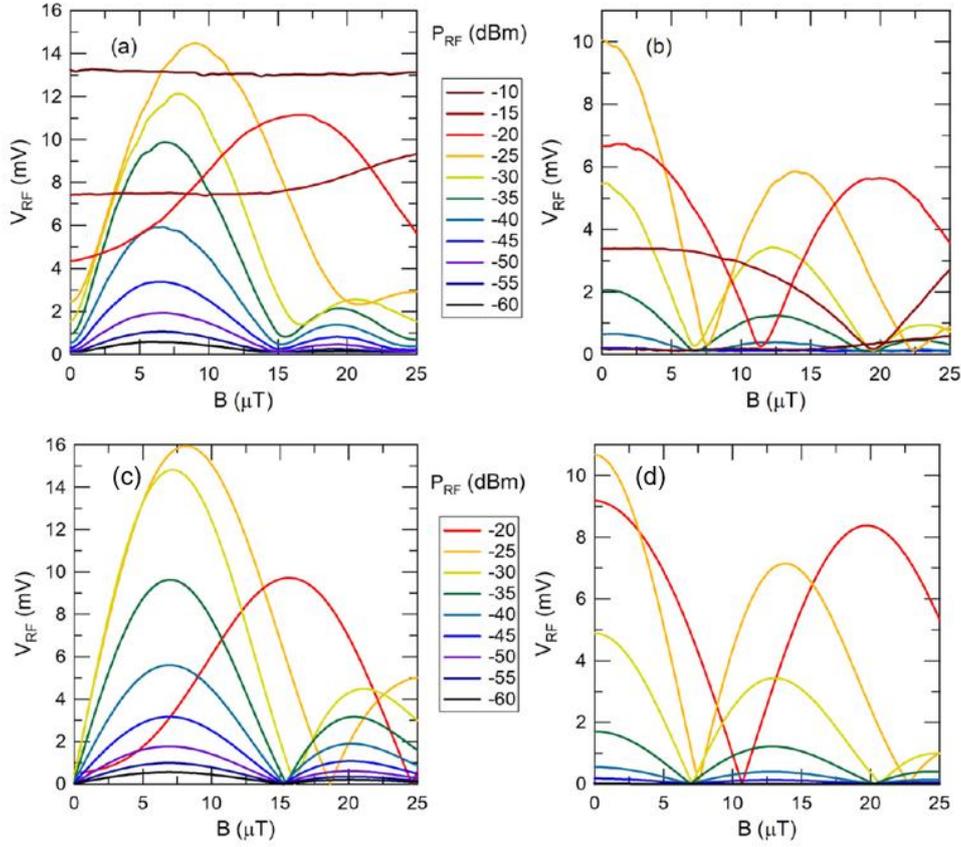


Figure 72 : Comparaison de mesures et simulation. En a et b des mesures avec un signal incident à 101 kHz et pour plusieurs puissances. En a le signal mesuré à la fréquence fondamentale et en b à la deuxième harmonique. En c et d des simulations de signal de sortie pour plusieurs puissances à la première harmonique en c et à la deuxième en d.

En bas de la Figure 72 des simulations ont été effectuées, en approximant la mesure $V(B)$ par la fonction suivante :

$$G(B) = w_0 \left(1 - \frac{\sin(w_1 B)}{w_1 B} \right) - (w_2 B^2 + w_3 B + w_4) e^{-w_5 B^2} \quad (129)$$

Dans cette formule, $w_0, w_1, w_2, w_3, w_4, w_5$ sont des paramètres d'ajustement, B est le champ magnétique appliqué et a pour expression :

$$B = B_{DC} + b_{RF} \sin(2\pi f_0 t) \quad (130)$$

Dans cette expression f_0 est la fréquence du signal à détecter, B_{DC} est le champ statique appliqué par les bobines de Helmholtz et b_{RF} est le champ magnétique généré par la ligne RF qui entoure le SQIF. Si la ligne a pour épaisseur r , alors un courant I_{RF} génère le champ :

$$b_{RF} = \left(\frac{\mu_0}{2\pi r} \right) \cdot I_{RF} \quad (131)$$

En prenant la transformée de Fourier temporelle de l'expression (129) nous obtenons les simulations du bas de la Figure 72. Le maximum de tension V_{RF} simulé en c) et d) se comporte comme les mesures. A partir de -25 dBm le maximum de tension diminue. Concernant le minimum les simulations ne coïncident pas avec les mesures. La Figure 73 montre des mesures en bleu, du maximum de V_{RF} en symboles carrés et du minimum en

cercles. Les courbes rouges montrent les mêmes paramètres simulés. Les graphiques a) et b) montrent qu'à la fréquence du signal incident les mesures ne coïncident pas avec les simulations pour le minimum de V_{RF} où les valeurs mesurées sont plus élevées que celles attendues. A la deuxième harmonique les mesures sont en accord avec les simulations. Le fait de visualiser cet effet uniquement à la fréquence fondamentale suggère qu'il y a une contribution dans le signal radiofréquence mesuré qui ne dépend pas du SQIF. Soit C un paramètre d'ajustement. Si l'on somme à l'expression (129) le terme (132), cette fois ci les simulations coïncident avec les mesures, comme on peut le voir sur la Figure 73 c).

$$C. b_{RF} \sin(2\pi f_0 t) \quad (132)$$

Nous attribuons ce terme à un couplage dans le circuit, qui n'est pas de nature Josephson. Ce couplage peut être dû à la structure en méandre ou à la ligne RF qui entoure le SQIF. Il est présent uniquement à la fréquence du signal incident et nous pouvons nous servir de la deuxième harmonique comme moyen d'authentifier la signature de la détection SQIF.

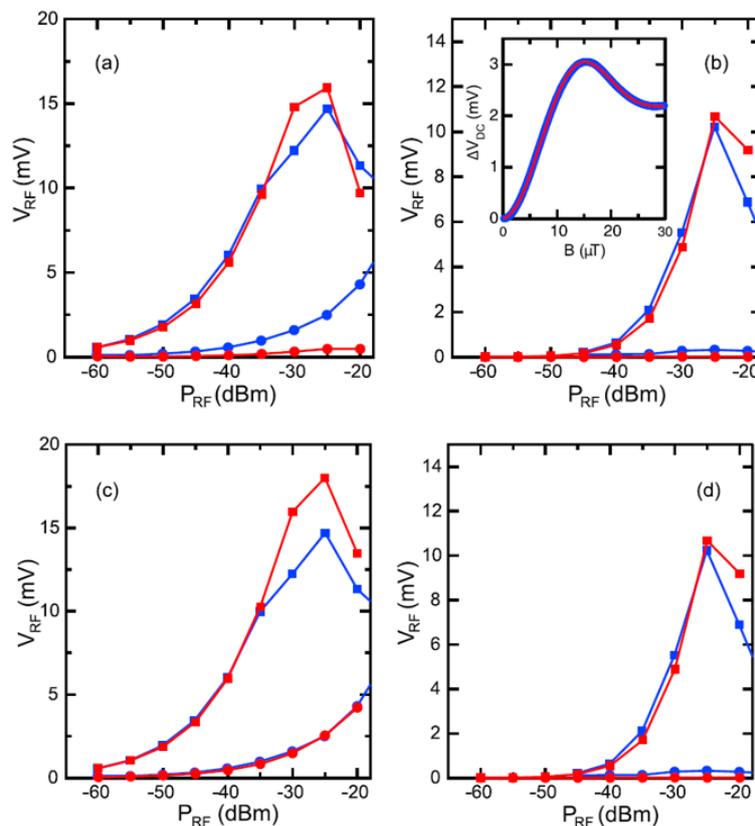


Figure 73 : Mesure en bleu et simulation en rouge des minima (carrés) et maxima (cercles) de tension RF en fonction de différentes puissances de signal incident. En a) et b) on compare les mesures aux simulations faites d'après l'expression (129). En c) et d) on compare les mesures et les simulations lorsque l'on rajoute le terme (132) à l'expression (129).

En configuration de champ proche, des signaux ont été détectés jusqu'à la centaine de MHz. Des fréquences plus élevées n'ont pas pu être détectées à cause du montage expérimental, non adapté à ce type de mesure.

Nous avons mis en évidence une composante du signal SQIF détecté qui ne dépend pas des jonctions Josephson. Nous pensons que c'est un couplage inductif et nous l'attribuons à la structure du circuit sous forme de méandres et à la boucle d'injection du signal à détecter.

Une nouvelle mesure a été effectuée avec le deuxième montage expérimental. Le but est de faire des mesures à plus haute fréquence que la centaine de MHz. Nous avons remplacé les amplificateurs utilisés précédemment par des amplificateurs large bande, fonctionnant entre 100 MHz et 2 GHz puis 4 GHz et 8 GHz. Les deux amplificateurs ont été utilisés selon la bande de fréquence explorée.

Le circuit utilisé a été fabriqué avec le même masque de lithographie que celui avec lequel nous avons fait les mesures radiofréquence précédentes. Ce SQIF série a été mesuré une première fois avec le premier montage expérimental, afin de le caractériser et trouver son point de fonctionnement. L'optimum de sensibilité de 540 V/T et l'amplitude en tension de 2.5 mV ont été obtenus pour 63.5 K et 65 μ A.

Le circuit a été mesuré à nouveau en DC avec le deuxième montage expérimental et les caractéristiques mesurées ne sont pas les mêmes. La Figure 74 montre en noir la caractéristique V(B) et R(T) mesurée avec le premier montage et en rouge celle mesurée avec le deuxième. Comme nous pouvons l'observer, l'amplitude a été réduite d'un facteur 5, car on trouve 500 μ V à la place de 2.5 mV. Pour la sensibilité on passe de 540 V/T à 140 V/T. Pour ce qui est du point de fonctionnement optimal il se trouve à 66 K et 60 μ A. Le courant de polarisation est très proche de celui trouvé lors de la première mesure (65 μ A). Pour ce qui est de la température, si l'on ajuste les valeurs de T_C des deux mesures R(T) à la même valeur on s'aperçoit qu'il y a une erreur de 2 K. En appliquant cette correction à la première mesure, le point de fonctionnement passe de 63.5 K à 65.5 K, qui est très proche maintenant de celui de la deuxième mesure.

Comme nous l'avons évoqué lorsqu'on a décrit les méthodes expérimentales, le collage d'une puce sur un support a une influence sur les valeurs de température que l'on mesure. Lors du premier montage nous avons collé la puce avec du vernis GE. Pour la deuxième mesure nous avons utilisé de la laque d'argent. Les deux substances ne fournissant pas le même contact thermique c'est la raison pour laquelle on lit deux mesures différentes de T_C . Après vérification des montages expérimentaux, il n'y a pas d'élément qui pourrait introduire une erreur dans les mesures de tension DC. La diminution d'amplitude entre les deux mesures semble venir du circuit lui-même. La résistance nulle après T_j indique qu'il n'y a pas d'élément résistif dans le circuit, autrement dit, il n'y a pas de jonction abimée. A 90 K la valeur de résistance passe de 25.2 à 5.5 kOhm et à 66 K R_n , calculé par régression linéaire, passe de 1307 à 184 Ohm. Ces changements de valeur de résistance normale semblent indiquer que c'est le nombre de jonctions qui a été réduit.

Une hypothèse pour expliquer la perte d'amplitude est que certaines jonctions auraient pu redevenir purement supraconductrices, car leur taux d'oxygène modifié après irradiation aurait pu varier dans le temps. Nous avons vu que le recuit pouvait modifier le taux d'oxygène et faire remonter T_j . Il se pourrait que des jonctions à température ambiante et non protégées de l'humidité puissent subir le même effet qu'un recuit. Une étude (Cybart et al., 2013) montre que des jonctions gardées dans un dessiccateur pendant 8 années

gardent les mêmes caractéristiques DC, mais le dessiccateur protège les jonctions de l'humidité. Il n'existe pas d'étude montrant le vieillissement d'une jonction en atmosphère ambiante et non protégée de l'humidité. Dans notre cas, le circuit SQIF à un long historique de mesure depuis le début de la thèse, il a été transporté, nettoyé et mesuré plusieurs fois ce qui aurait pu exposer les jonctions à des changements dans le temps.

L'enceinte cryogénique du deuxième banc de mesure possède plusieurs protections métalliques, destinées à blinder magnétiquement le montage expérimental et offrir également une protection thermique. C'est la raison pour laquelle le minimum du pic SQIF se trouve quasiment à zéro champ magnétique pour le deuxième montage, comme on peut le voir à la Figure 74. Malgré des caractéristiques DC dégradées, nous utiliserons cette puce pour les mesures radiofréquence qui vont suivre.

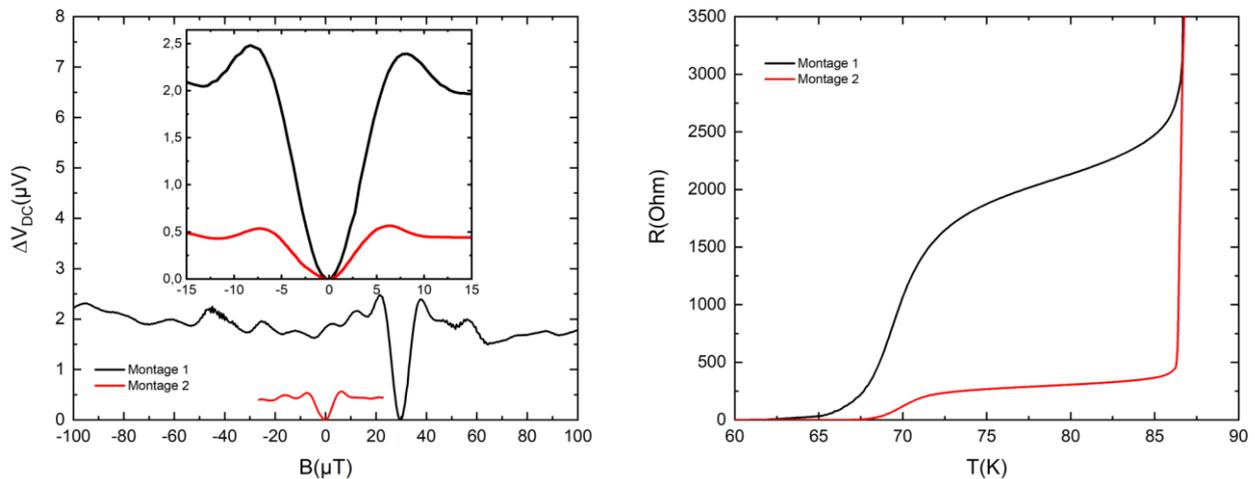


Figure 74 : Caractéristique $V(B)$ pour un SQIF de 1000 SQUID en série à gauche et caractéristique $R(T)$ à droite. En noir les caractéristiques mesurées avec le premier montage expérimental et en rouge celles mesurées avec le deuxième montage.

Toutes les mesures dont nous parlerons maintenant ont été réalisées avec le deuxième montage expérimental. Nous avons commencé par des mesures $R(T)$, comme celle de la Figure 74 à droite. Nous avons ensuite refait la même mesure en appliquant un signal radiofréquence à 1 GHz, via la boucle RF qui entoure le SQIF à plusieurs puissances. La Figure 75 montre les caractéristiques $R(T)$ obtenues dans un intervalle centré sur T_j . On observe qu'à partir de -70 dBm, les valeurs de résistance commencent à augmenter en se rapprochant du régime ohmique. Nous avons décrit au chapitre précédent cette méthode pour la mesure de R_{n0} , la résistance normale purement RCSJ.

Le changement de valeur de résistance que nous visualisons est dû à la variation de courant critique lorsque les jonctions sont soumises à un signal RF puissant. Plus la puissance du signal augmente, plus le courant critique diminue. Nous voyons à la Figure 75 qu'à partir de -45 dBm les jonctions commencent à être fortement perturbées.

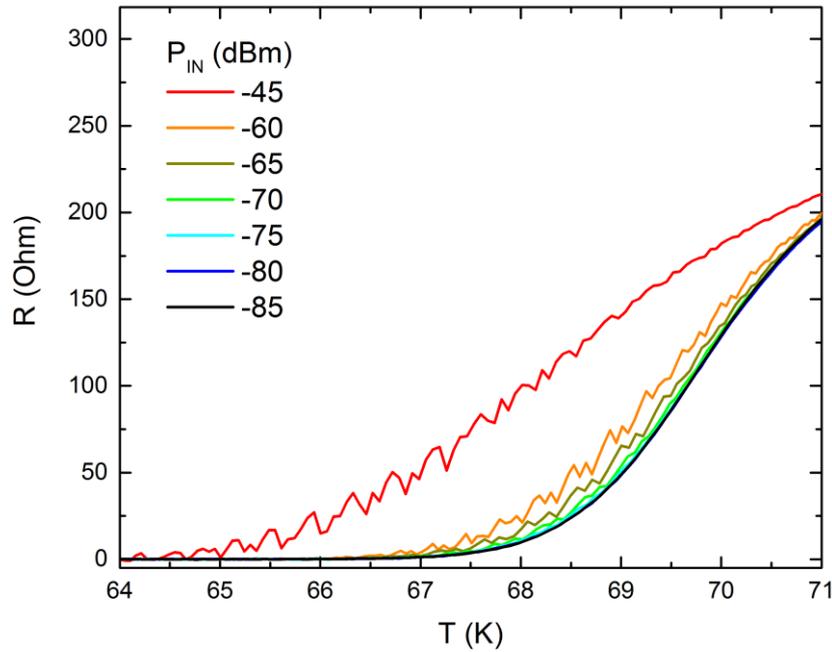


Figure 75 : Mesure $R(T)$ en appliquant un signal radiofréquence à 1GHz et à plusieurs puissances.

Dans un premier temps nous avons cherché à retrouver le comportement aux basses fréquences observé précédemment. La Figure 76 montre des caractéristiques de tension radiofréquence en fonction du champ magnétique appliqué, avec un signal incident à 5 MHz et plusieurs puissances. Nous noterons ce signal V_{RF} . En haut à gauche on voit les caractéristiques mesurées à l'analyseur de spectre. En bas à gauche les caractéristiques ont été ramenées au même niveau de tension en soustrayant le minimum de tension, que nous appellerons $\Delta V_{RF} = V_{RF} - \min(V_{RF})$. A droite des caractéristiques DC ont été mesurées en simultané. En haut à droite nous observons la tension V_{DC} et en bas à droite la tension DC $\Delta V_{DC} = V_{DC} - \min(V_{DC})$.

Comme on peut le voir sur la figure, le minimum en tension de V_{RF} augmente en fonction de la puissance d'entrée P_{IN} . Dans les mesures précédentes nous avons attribué ce minimum de tension à un couplage dans le circuit, indépendant du fonctionnement du SQIF. Il semblerait que ce couplage soit plus fort comme nous pouvons le voir à la Figure 78. Ceci peut être dû à une meilleure connexion entre les différentes parties du circuit. Notamment, lors de la microsoudure nous avons cette fois utilisé plusieurs fils en parallèle. Un effet de confinement peut aussi intervenir, dans des réflexions du signal RF à l'intérieur de l'enceinte blindée.

On observe dans les caractéristiques de la Figure 76 que le maximum de tension ΔV_{RF} augmente jusqu'à -35 dBm de puissance incidente et diminue ensuite. On observe que pour cette même puissance ΔV_{DC} commence à diminuer. C'est le début du régime de fonctionnement non linéaire. Nous avons vu avec les mesures $R(T)$ qu'au-delà de -45 dBm le régime Josephson commençait à disparaître pour laisser place au régime Ohmique. C'est ce que nous observons dans les caractéristiques $V(B)$. A partir de -35 dBm le signal radiofréquence diminue considérablement le courant critique des jonctions, et le courant de

polarisation, qui était optimum sans signal RF, est maintenant trop fort. Ceci conduit à la diminution de l'amplitude ΔV_{DC} . Nous appellerons l'intervalle de puissance allant jusqu'à -35 dBm le régime linéaire. Nous avons trouvé le même régime linéaire avec le circuit précédent, comme on peut l'observer à la Figure 71.

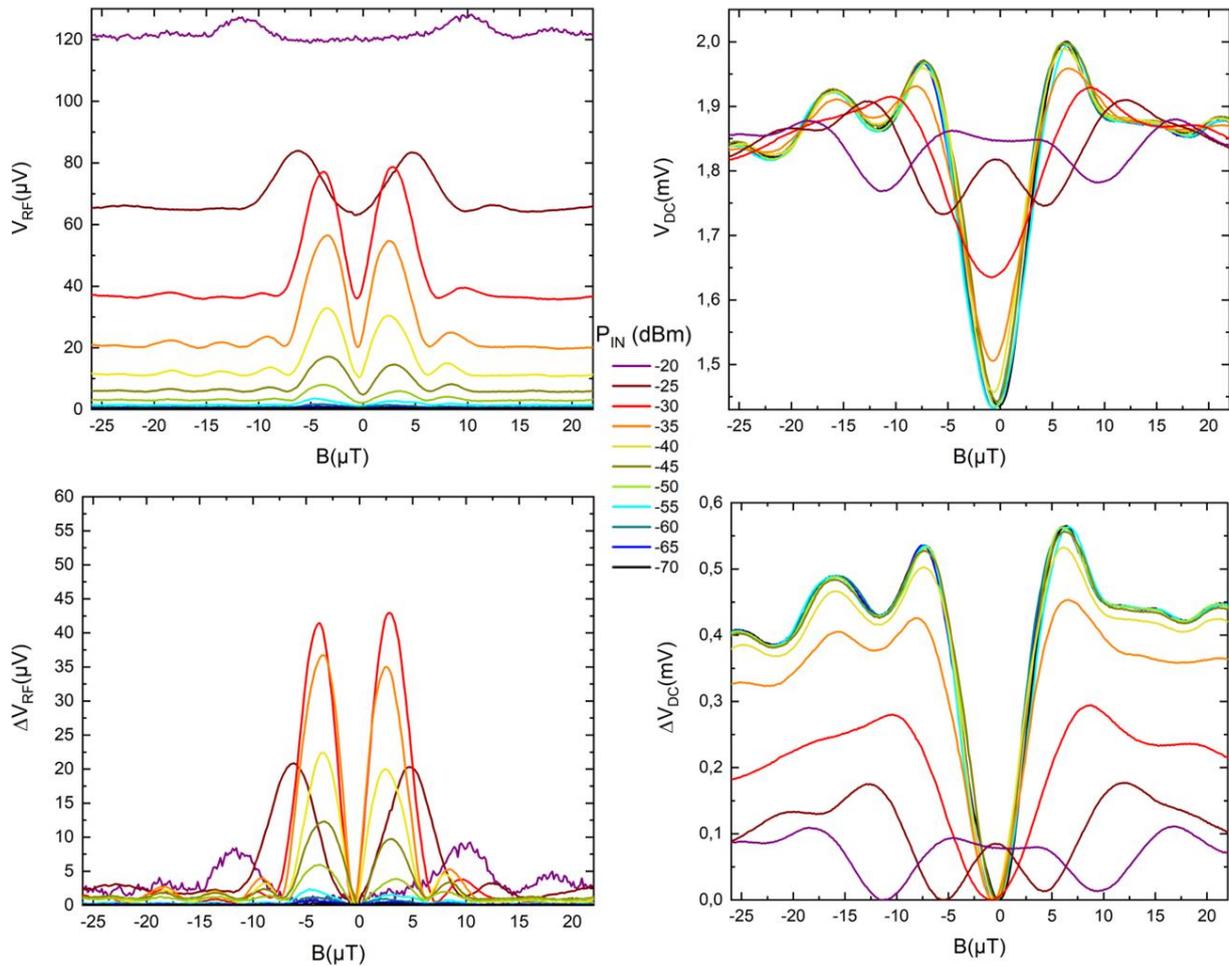


Figure 76 : Mesure radiofréquence à 5MHz. En haut tension $V_{RF}(B)$ à gauche, mesurée au même temps qu'une caractéristique V_{DC} à droite pour plusieurs puissances de signal incident P_{IN} . En bas les caractéristiques ont été normalisées par soustraction du minimum de tension.

La Figure 77 montre les réponses DC en noir, à -35 dBm en haut et à -25 dBm en bas. En rouge nous observons les tensions ΔV_{RF} et en pointillés les dérivées de ΔV_{DC} . A la limite du régime linéaire, -35 dBm, la tension RF se comporte toujours comme la dérivée du signal RF. Pour des puissances très fortes ce comportement n'est plus observé, comme on peut le voir sur le bas de la figure.

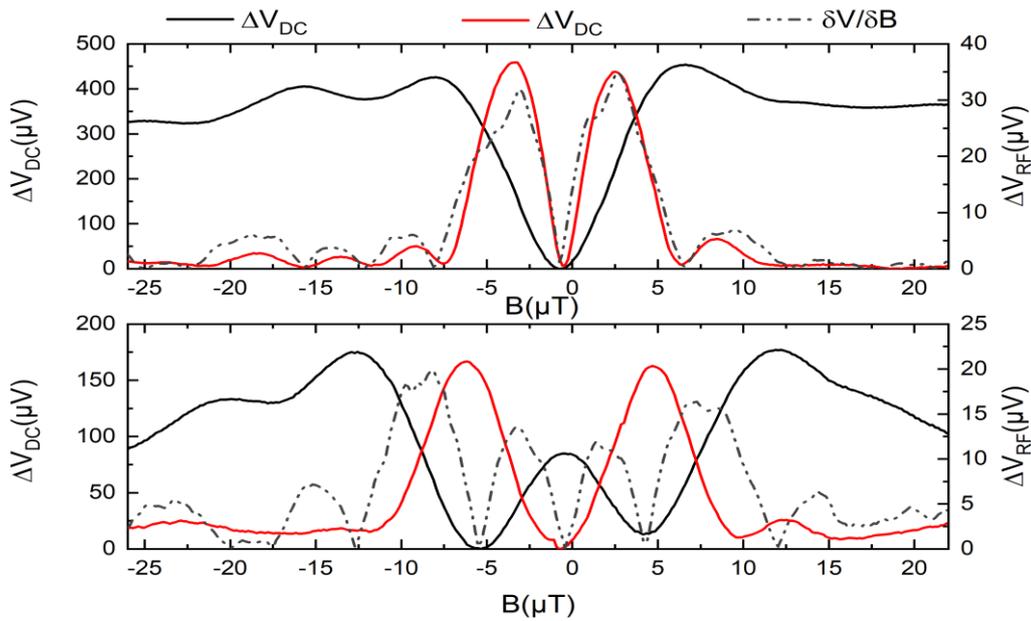


Figure 77 : Comparaison de ΔV_{DC} , ΔV_{RF} et $\frac{\delta V}{\delta B}$ à 5 MHz et pour -35 dBm en haut et -25 dBm en bas.

Le signal RF suit les variations de la dérivée du signal DC comme pour les premières mesures dans le régime linéaire. Le deuxième circuit SQIF a le même régime linéaire que le premier jusqu'à -35 dBm, malgré des caractéristiques DC dégradées.

On pense que les jonctions Josephson irradiées sont sensibles à l'humidité de l'air ambiant. On attribue un changement de comportement d'un échantillon SQIF à une exposition répétée de celui-ci à l'atmosphère ambiante.

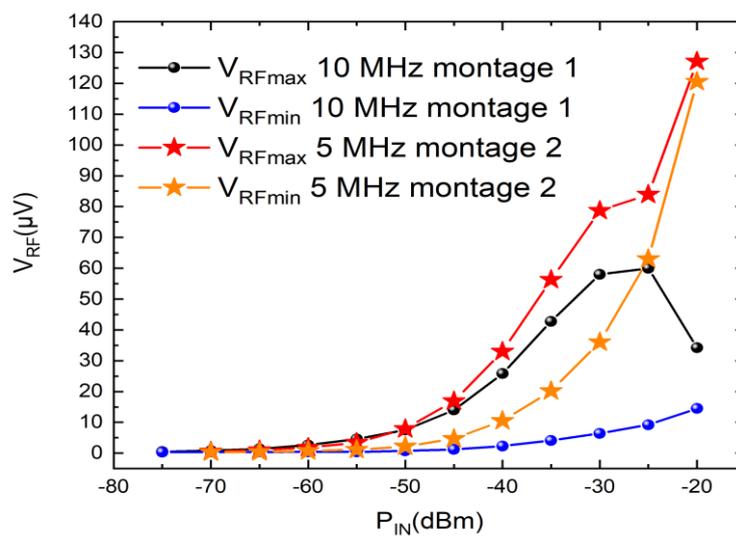


Figure 78 : Tension RF maximum et minimum mesurée pour plusieurs puissances d'entrée. En noir et bleu les maxima et minima de tension mesurés à 10 MHz avec le premier montage expérimental, en rouge et orange les maxima et minima mesurés à 5 MHz avec le deuxième montage expérimental.

Toujours à la fréquence de 5MHz, et au-delà du régime linéaire nous avons mesuré les harmoniques détectées à l'analyseur de spectre. La Figure 79 montre les valeurs de tension radiofréquence mesurées à plusieurs harmoniques de 5 MHz. En dessous de -35 dBm, les appareils de mesure ne permettent pas de détecter la deuxième harmonique, le plancher de bruit de l'analyseur de spectre est plus haut que le signal. Entre -35 et -30 dBm le signal mesuré est plus fort à la fréquence fondamentale qu'aux harmoniques, c'est la limite du régime linéaire visible à la Figure 76. Au-delà de -30 dBm c'est la deuxième harmonique qui prédomine et pour -15 dBm on détecte jusqu'à la dix-huitième harmonique.

Ce comportement favorise le développement de composantes parasite haute fréquence à partir d'un signal de base, qu'on peut détecter au même temps qu'un signal d'intérêt. Le banc expérimental est magnétiquement blindé, mais les câbles qui relient la sortie du cryostat aux appareils de mesure peuvent capter des signaux parasites ambiants et perturber la détection à une fréquence donnée.

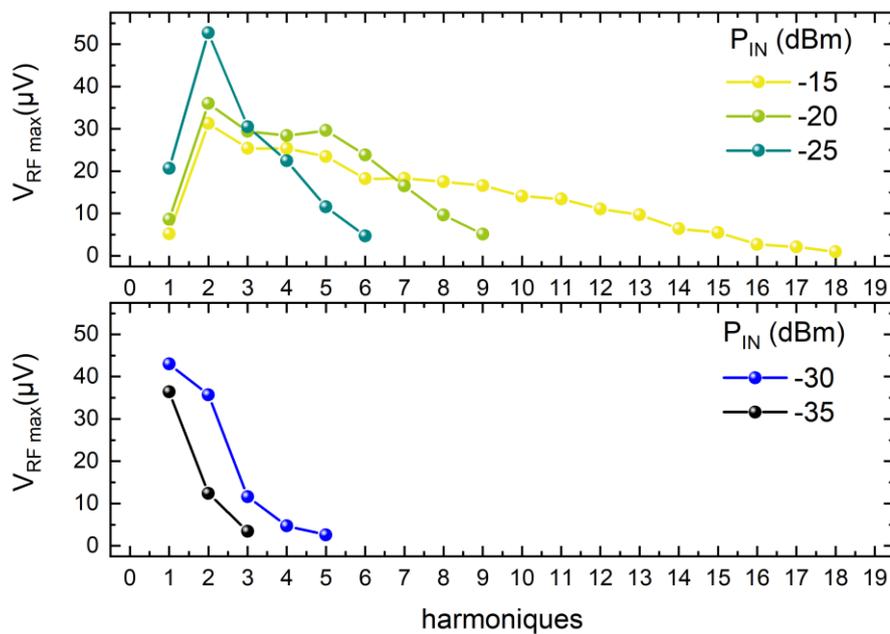


Figure 79 : Tension RF mesurée aux harmoniques de 5MHz pour des puissances allant de -35 dBm à -15 dBm

4.3.2 DÉTECTION RF EN CHAMP LOINTAIN

Nous avons voulu tester la détection SQIF d'un champ lointain comme il a été fait dans une autre étude (Andrade et al., 2015). Pour ce faire nous avons confectionné une antenne quart d'onde pour détecter des fréquence radio FM. Cette antenne est un simple fil de cuivre de 75 cm de long que nous avons soudé à un connecteur qui se branche à l'analyseur de spectre. De cette façon nous avons un moyen de détecter les signaux ambiants et comparer la détection avec un SQIF. La Figure 80 montre deux schémas expérimentaux. En 1 l'antenne $\frac{1}{4}$ d'onde branchée à l'analyseur de spectre, en 2 l'antenne $\frac{1}{4}$ d'onde est branchée à la ligne RF du SQIF.

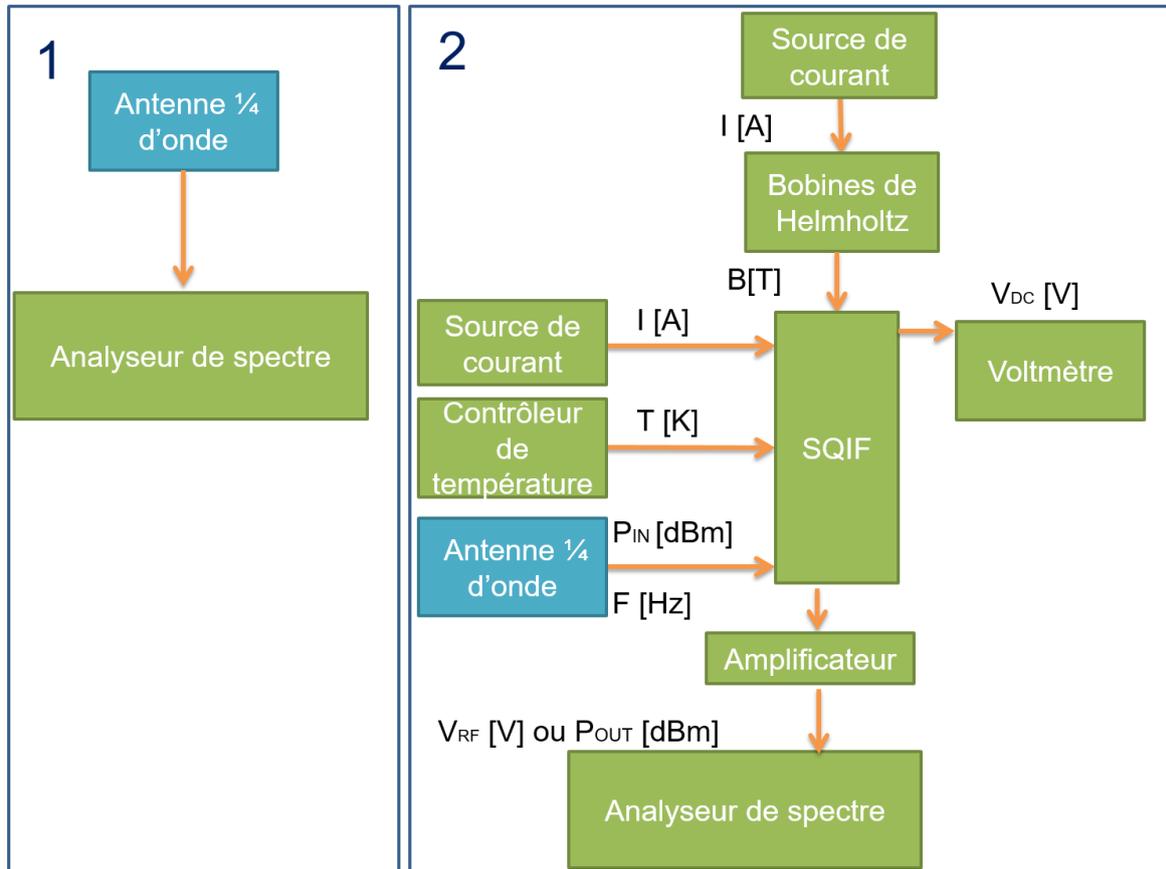


Figure 80 : Schéma du montage expérimental de détection en champ lointain. En 1 une antenne $\frac{1}{4}$ d'onde est branchée à l'analyseur de spectre afin de mesurer les signaux environnants. En 2 l'antenne $\frac{1}{4}$ est branchée à la ligne RF du SQIF.

La Figure 81 montre des mesures de la bande FM réalisées avec l'antenne quart d'onde en mauve et avec le SQIF en gris et noir. Avec l'antenne quart d'onde directement branché à l'analyseur de spectre nous détectons toute la bande FM. Le rapport signal à bruit (SNR) a une valeur de 29 dB. Nous avons ensuite branché l'antenne à la boucle RF qu'on utilisait pour envoyer les signaux. On observe à la Figure 81 que lorsque l'on branche l'antenne à la boucle RF, sans polariser le SQIF (graphique en bas en noir), le plancher de bruit descend de -50 dBm à -70dBm et seulement certaines fréquences sont détectées. Le SNR est de 10.4 dB. La diminution du niveau de détection peut être due à une désadaptation d'impédance. Puisque le SQIF est non polarisé on ne devrait pas détecter des fréquences de la bande FM. Lorsque l'on polarise le SQIF à $60 \mu\text{A}$ (graphique en haut en gris) le signal des fréquences détectées sans polarisation diminue, et disparaît pour quelques fréquences. Le SNR passe à 5 dB. Ceci est contraire au comportement attendu car en polarisant les jonctions on s'attend à voir les signaux augmenter.

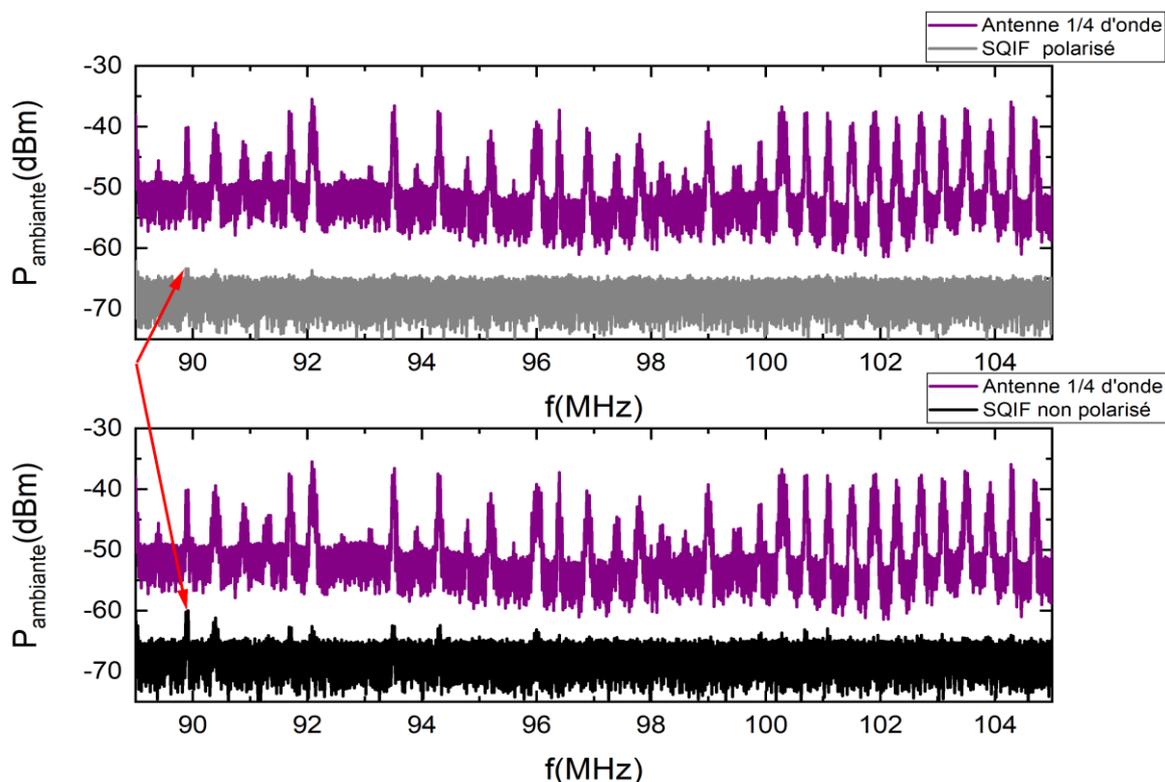


Figure 81 : Détection de la bande FM avec une antenne quart d'onde et un SQIF.

Nous avons regardé le signal de plus près, avec et sans polarisation et en appliquant un champ magnétique ou pas. Pour rappel le SQIF détecte des signaux avec un maximum de sensibilité au couple température-courant de polarisation optimal, mais aussi à la polarisation en flux de champ magnétique qui donne un maximum de dérivée de tension en fonction du champ magnétique. La Figure 82 montre des fréquences radio FM détectées avec l'antenne quart d'onde branchée à la boucle RF entourant le SQIF. A polarisation nulle, $I_{DC} = 0$, et champ magnétique nul (signal en rouge), on détecte quelques fréquences de la bande FM. Lorsque l'on applique un champ magnétique DC correspondant au champ magnétique qui donne un maximum de sensibilité, que nous avons nommé B_{opt} , les signaux détectés sont plus forts (signal vert foncé). En appliquant le courant de polarisation à champ nul certaines fréquences disparaissent dans le plancher de bruit (signal en noir) et en appliquant un champ B_{opt} les signaux augmentent légèrement.

Nous avons vu précédemment qu'un signal RF peut diminuer les courants critiques, dans ce sens, il est normal que lorsqu'on applique un courant de polarisation, sous influence d'un signal RF, on voit diminuer le signal détecté, puisque le courant ne correspond plus au courant optimum de fonctionnement. Si les signaux détectés avec l'antenne sont trop forts pour le SQIF, il se peut qu'il soit à la limite du fonctionnement linéaire. On ne s'attend cependant pas à détecter un signal sans polarisation, ni le voir augmenter lorsqu'on applique un champ magnétique. Une hypothèse est que les signaux RF génèrent des courants qui polarisent les jonctions, en plus de diminuer le courant critique des jonctions. C'est la raison pour laquelle nous voyons des signaux lorsqu'on branche l'antenne $\frac{1}{4}$ d'onde.

Puisqu'on voit augmenter le signal quand on applique un champ magnétique optimal à polarisation nulle (signal en vert foncé) cela suggère que le SQIF est polarisé avec les

signaux radiofréquence ambiants. Nous avons vu qu'à partir de -35 dBm nous sortons du régime linéaire. Ici le maximum de signal mesuré avec l'antenne quart d'onde à une valeur avoisinant -35 dBm. A cause de la désadaptation d'impédance les -35 dBm mesurés avec l'antenne deviennent -60 dBm lorsque celle-ci est branchée à la boucle RF du SQIF. Lorsque l'on polarise le SQIF, il est alors normal de s'éloigner d'avantage du régime Josephson, ce qui explique la diminution du signal détecté. Si la détection était seulement sensible au courant de polarisation, il serait difficile d'identifier un comportement Josephson.

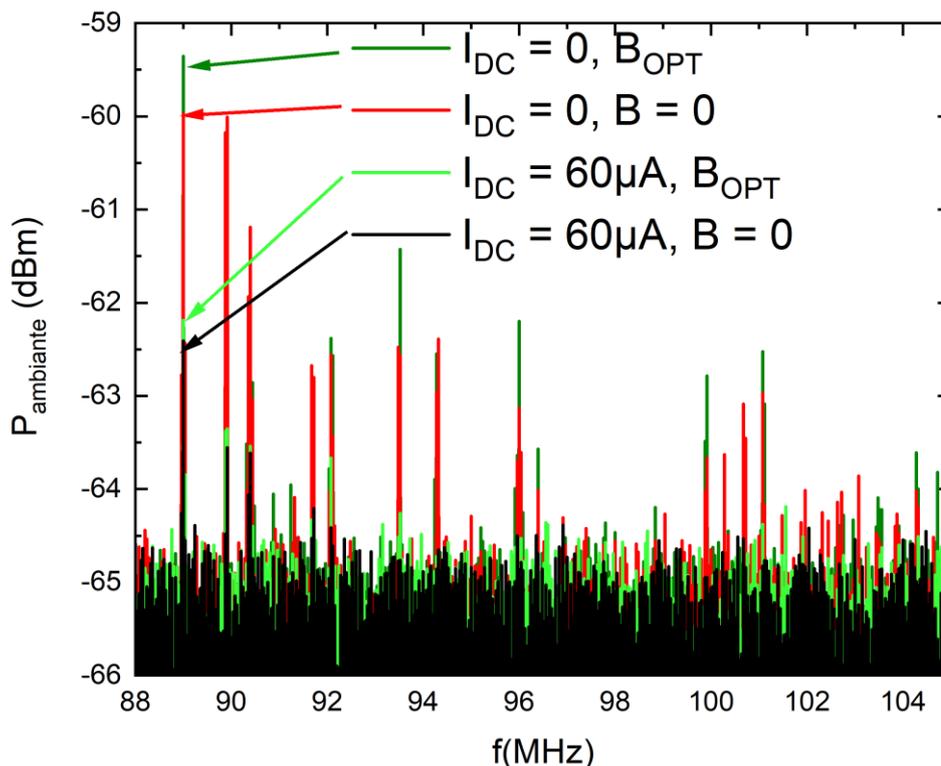


Figure 82 : Fréquences radio FM détectées avec un SQIF avec différentes combinaisons du couple champ magnétique appliqué B_{opt} et courant de polarisation I_{DC} .

Nous pensons avoir effectué de la détection en champ lointain avec le SQIF car le niveau de tension de fréquences de la bande FM détecté varie avec le champ magnétique, mais des très forts signaux saturent le capteur et perturbent la mesure.

4.4 MESURES HAUTE FRÉQUENCE

4.4.1 MESURES RF AVEC UNE BOUCLE DANS LA PUCE CONTENANT LE SQIF

A l'aide d'un analyseur de réseau, nous avons mesuré le paramètre S21, qui est le coefficient de transmission entre la ligne RF à laquelle on envoie le signal à détecter et le SQIF. La Figure 83 montre des mesures effectuées à 100 K en noir et à 10.8 K en rouge. A très basse température les jonctions sont à l'état supraconducteur. Le méandre est une boucle entièrement supraconductrice avec des résonances. A 100 K le circuit et les jonctions sont à l'état normal et résistif, les résonances disparaissent car on passe d'un circuit résonant LC à un circuit RLC.

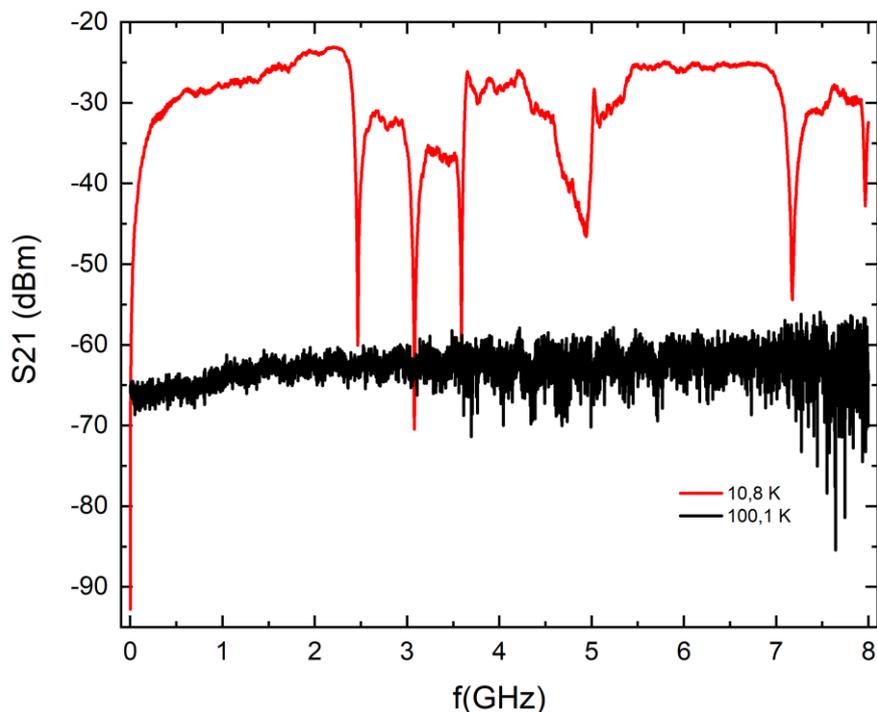


Figure 83 : Coefficient de transmission mesuré à 10.8 K en rouge et à 100 K en noir.

A la température de 66K, que nous avons déterminé comme température de fonctionnement optimale d'après les mesures DC, les résonances sont moins prononcées comme on le voit sur la Figure 84 mais persistent. L'encadré sur cette figure montre un agrandissement des basses fréquences, jusqu'à 30 MHz. On observe que la transmission de signal de la boucle RF au SQIF est minimale aux basses fréquences, autour d'une valeur de -80 dBm et qu'elle est maximale de la centaine de MHz jusqu'à environ 2.5 GHz avant la première résonance. A 1 GHz le coefficient de transmission est d'environ -30 dBm.

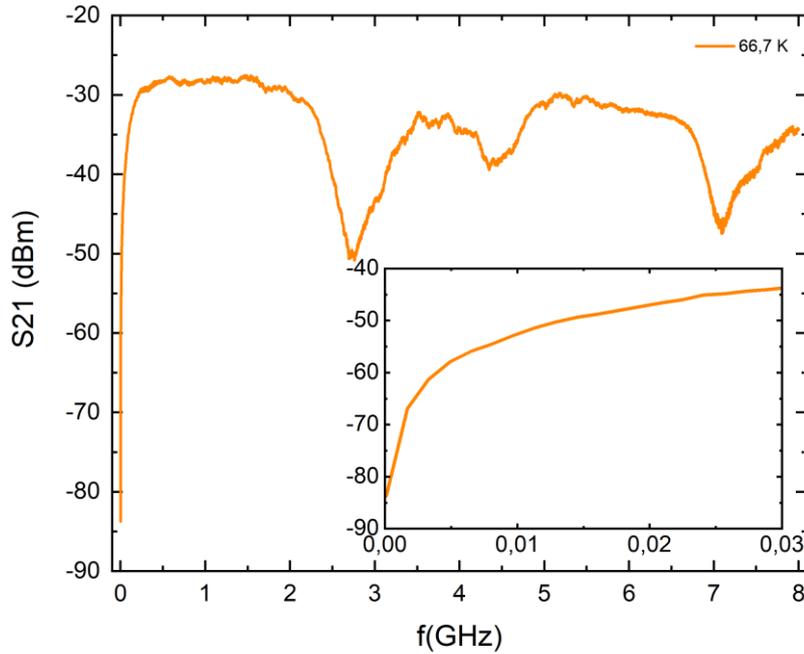


Figure 84 : Coefficient de transmission mesuré à 66.7 K

Comme à basse fréquence nous avons effectué des mesures à l'analyseur de spectre à 66K et $60 \mu\text{A}$ de courant de polarisation et pour plusieurs puissances de signal incident. La Figure 85 montre des mesures effectuées à 1 GHz. A gauche on voit la tension V_{RF} mesurée à l'analyseur de spectre en haut et ΔV_{RF} bas. A droite on voit les caractéristiques V_{DC} mesurées simultanément en haut et ΔV_{DC} en bas. La première observation est que la tension RF ne se compte plus comme la dérivée de V_{DC} par rapport au champ magnétique. Ceci peut être confirmé avec la Figure 86 où sont comparés les tensions ΔV_{DC} en noir, ΔV_{RF} en rouge ainsi que la dérivée de la tension DC par rapport au champ magnétique en pointillés.

En haut de la Figure 86, le signal incident à 1GHz à une puissance de -30 dBm et en bas -50 dBm. Dans les deux cas de figure la tension RF ne se comporte pas comme la dérivée. De plus à -30 dBm la tension RF semble suivre les mêmes variations que la tension DC. En revenant à la Figure 85 nous pouvons constater que la fin du régime linéaire arrive à -40 dBm, donc pour une puissance plus faible qu'à 5 MHz. A cette puissance la caractéristique ΔV_{DC} commence à perdre de l'amplitude en passant de 0.55 mV à un peu plus de 0.4 mV.

A 5 MHz le régime linéaire arrive à -35 dBm. On constate à la Figure 84 qu'à cette fréquence le paramètre de transmission vaut -85 dBm. A 1 GHz le paramètre S 21 est de -30 dBm, il y a donc -55 DB de différence entre 5 MHz et 1 GHz. Ceci implique qu'à partir d'un signal incident de -90 dBm, à 1 GHz nous nous trouvons en régime non linéaire, ce qui explique la forme de ΔV_{RF} qui ne coïncide plus avec la dérivée de ΔV_{DC} pour des puissances plus élevées.

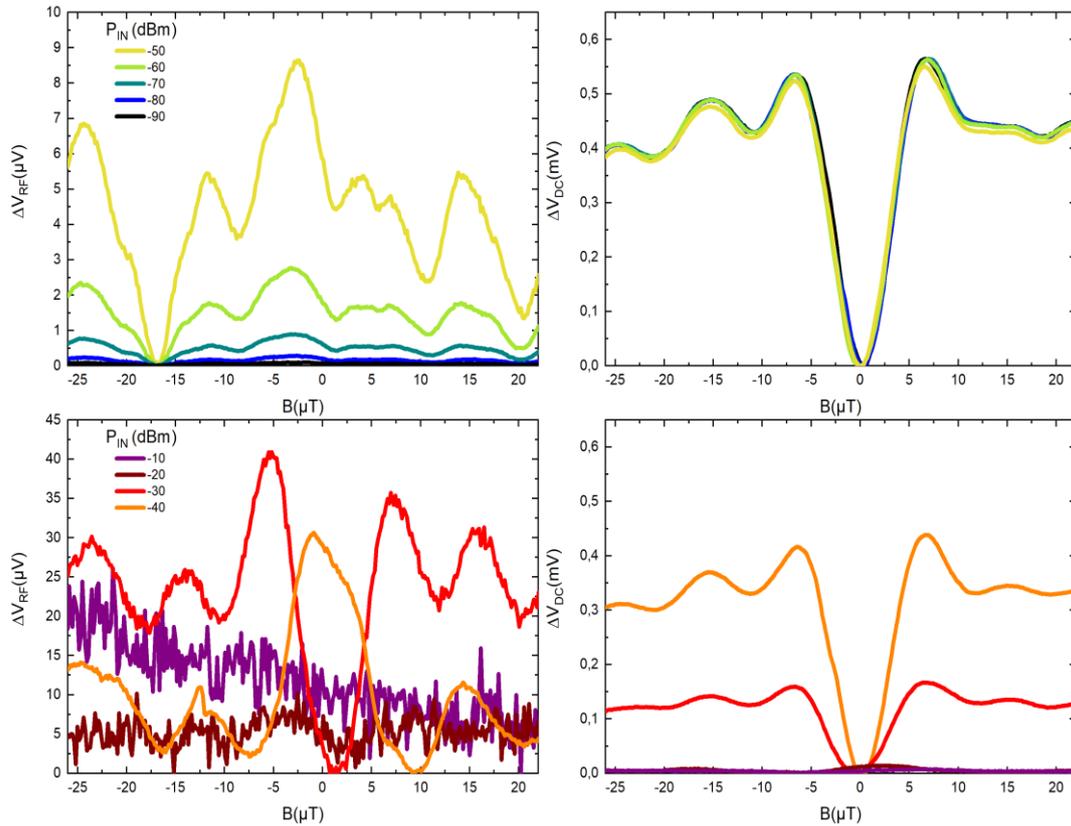


Figure 85 : Mesures RF à 1 GHz et plusieurs puissances de signal incident. A gauche V_{RF} en haut et ΔV_{RF} en bas. A droite caractéristiques $V(B)$ mesurées en simultané, V_{DC} en haut et ΔV_{DC} en bas.

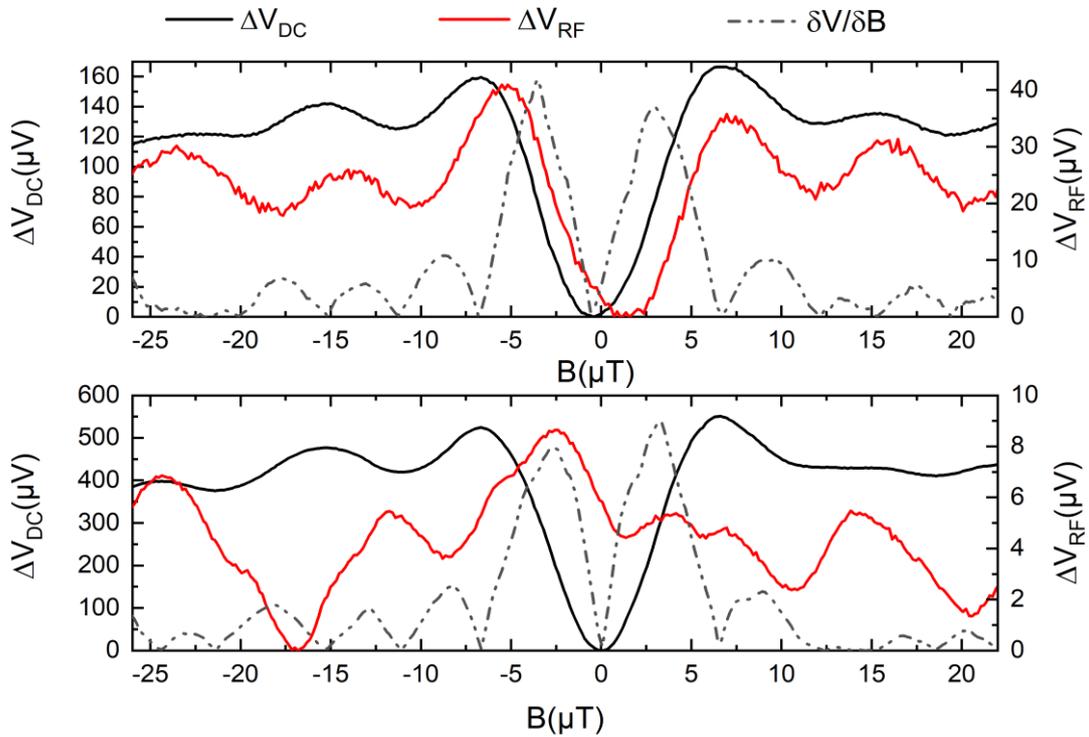


Figure 86 : Comparaison de ΔV_{DC} , ΔV_{RF} et $\frac{\delta V}{\delta B}$ à 1GHz et pour -30 dBm en haut et -50 dBm en bas.

A la fréquence de 1 GHz, des mesures de ΔV_{RF} à courant de polarisation nul montrent qu'un signal modulé par le champ magnétique est détecté, comme on peut le voir à la Figure 87. De plus sa forme ressemble à celle d'une deuxième harmonique comme celle qu'on voit à la Figure 69 à droite. Cette mesure est en accord avec l'hypothèse que nous avons formulée selon laquelle les jonctions peuvent être polarisées avec un signal RF puissant, et la forme du signal qui ressemble à la détection d'une harmonique pourrait nous indiquer qu'en plus du signal que nous appliquons nous mesurons ici des harmoniques de signaux parasites à des fréquences plus basses ou des mélanges de plus hautes fréquences.

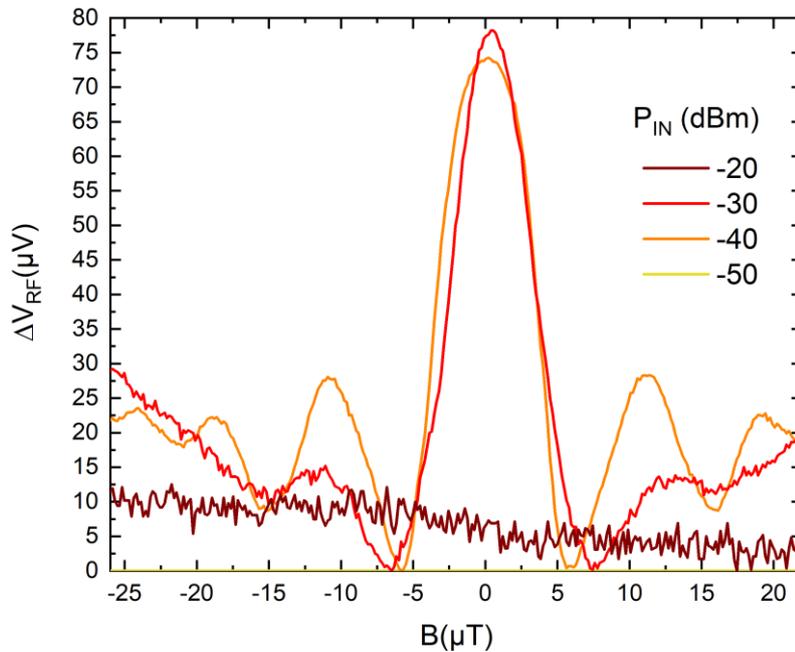


Figure 87 : Mesure de tension RF à courant de polarisation nul et pour différentes puissances de signal incident.

La Figure 88 montre en haut les tensions RF maximum et minimum mesurées à 5 MHz en bleu et vert et 1 GHz en marron et orange. Précédemment nous avons attribué la valeur du minimum de V_{RF} à un couplage inductif dans le circuit. A 5 MHz ce couplage est présent, mais pas suffisamment fort pour le confondre avec le maximum de tension qui est lui dépendant du SQIF. A 1 GHz les deux extremums de tension sont indissociables, et les valeurs de tension en fonction de la puissance augmentent de façon plus importante et plus rapidement qu'à 5 MHz. Ceci veut dire que le couplage est très fort à 1 GHz et que les variations de tensions dues au SQIF sont très faibles par rapport au couplage inductif dans le circuit.

Afin d'observer uniquement le comportement du SQIF, le bas de la Figure 88 montre le maximum de la tension RF à laquelle on a soustrait le minimum de tension. Cette fois on peut constater que l'amplitude de tension détectée et la dynamique sont les mêmes à 5 MHz et 1 GHz. On peut donc dire que sans couplage inductif, la détection à 1 GHz marche aussi bien qu'à 5 MHz.

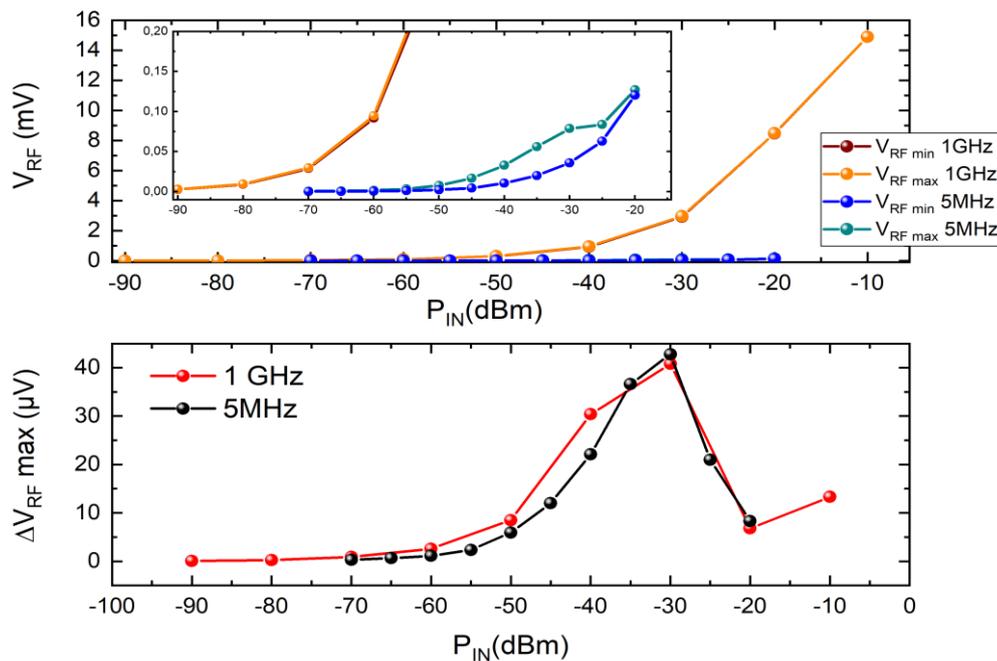


Figure 88 : Comparaison des maxima et minima de tension RF à 5 MHz et 1 GHz. En haut V_{RF} min en bleu à 5 MHz et marron à 1GHz. Le maximum est en vert à 5 MHz et orange à 1 GHz. En bas ΔV_{RF} max pour les deux fréquences, en noir 5 MHz et en rouge 1 GHz.

Un couplage inductif perturbe la forme des signaux SQIF lors de la détection de signaux à 1 GHz et la tension RF mesurée ne se comporte plus comme la dérivée de la tension DC.

Des signaux modulés par un champ magnétique, détectés à courant de polarisation appliqué nul, renforcent l'hypothèse de polarisation par un signal RF puissant. La forme du signal, ressemble à la détection d'une deuxième harmonique. Ce signal détecté à polarisation nulle pourrait être une harmonique ou une superposition d'harmoniques de signaux parasites à plus basse fréquence.

Des mesures à plusieurs fréquences confirment l'hypothèse de la polarisation avec le signal RF. La Figure 89 montre des mesures de ΔV_{RF} à plusieurs fréquences (5 MHz, 50 MHz, 1 GHz et 5 GHz) à polarisation nulle en noir et à une polarisation de 60 μA en rouge. Pour toutes les mesures le signal a une puissance de -50 dBm. En pointillés sont représentées les caractéristiques ΔV_{DC} . On constate qu'à 5 MHz, à polarisation nulle il n'y a pas de signal modulé par le champ magnétique. A cette fréquence la forme du signal varie comme la dérivée de la tension DC comme attendu (Figure 69 gauche). Aux autres fréquences à polarisation nulle un signal est modulé par le champ magnétique. A 50 MHz lorsque l'on applique une polarisation à 60 μA on voit le signal diminuer, comme nous l'avons observé à la Figure 82.

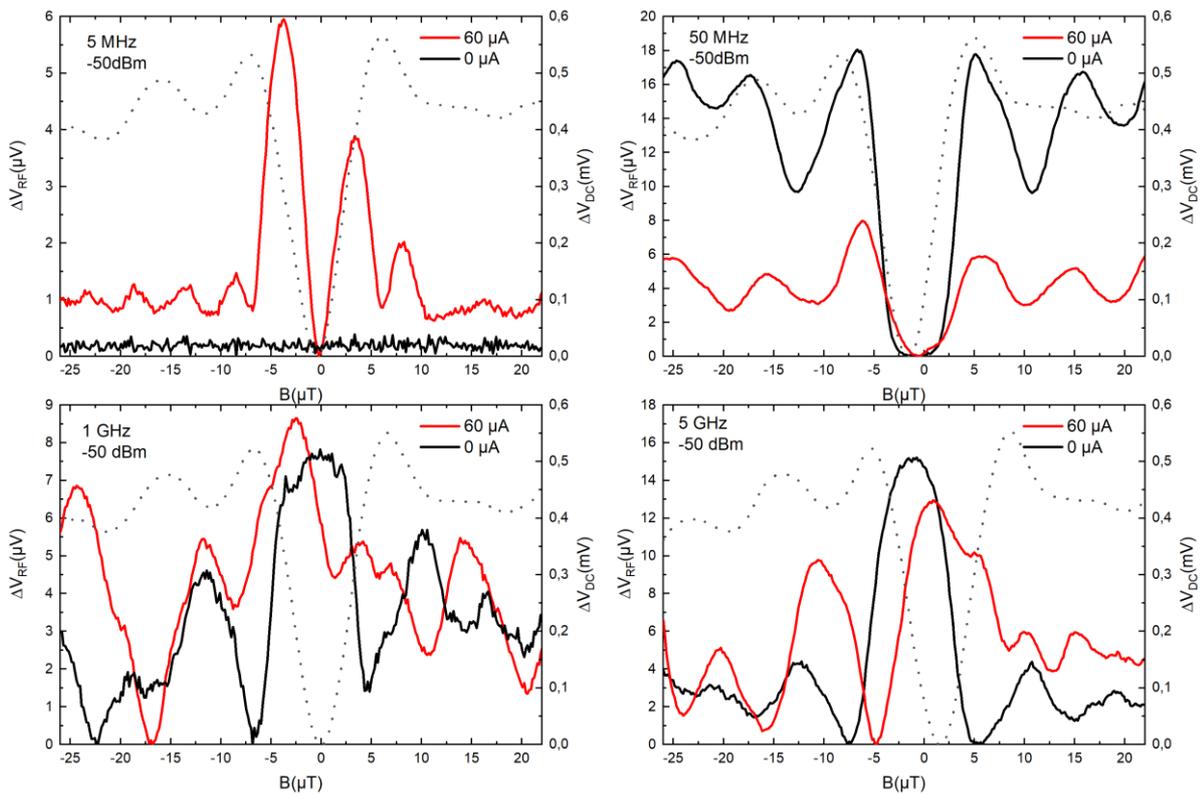


Figure 89 : Mesures de tension RF à polarisation nulle en noir et à 60 μA en rouge, pour des signaux à des fréquences de 5 MHz, 50 MHz, 1 GHz et 5 GHz, avec une puissance de -50 dBm. En pointillés sont représentées les réponses DC.

Si nous revenons à la Figure 84, nous pouvons observer qu'à très basse fréquence, la transmission est à -80 dBm et qu'elle remonte très rapidement, jusqu'environ -30 dBm à 1 GHz. Aux fréquences où la transmission est la plus forte, le SQIF semble saturé et détecte des signaux à polarisation nulle.

La transmission du signal à détecter via une boucle entourant le SQIF est une solution de laboratoire pour étudier la détection SQIF de signaux radiofréquence mais n'est pas du tout adaptée au fonctionnement SQIF, car les signaux transmis sont très puissants et saturent rapidement le capteur. Le couplage induit par ce type de circuit rajoute une difficulté supplémentaire mais des réseaux 2D pourraient résoudre le problème. D'autre part les câbles qui servent à faire les mesures collectent tous les signaux ambiants dont les harmoniques viennent se mélanger aux signaux que l'on souhaite détecter. L'utilisation d'un filtre en entrées du SQIF ainsi que d'atténuateurs semble indispensable pour le fonctionnement en environnement non blindé.

Cependant malgré une détection perturbée par le couplage de la boucle RF avec le SQIF et l'environnement de travail, nous pouvons dire que le SQIF détecte des signaux car la tension RF est modulée par le champ magnétique, ce qui ne serait pas le cas si nous réalisions de la détection avec une simple boucle supraconductrice. Selon l'application souhaitée d'un tel capteur cette détection pourrait être suffisante ou non.

En plus des signaux trop puissants et des harmoniques parasite, le couplage direct que nous avons mis en évidence est toujours présent. C'est la raison pour laquelle, pour étudier le régime linéaire du SQIF en fonction de la fréquence il faut regarder ΔV_{RF} et non V_{RF} car de cette façon nous nous affranchissons de ce couplage.

En procédant de cette façon, des mesures à plusieurs fréquences nous ont permis de tracer les caractéristiques de la Figure 90. Sur cette figure sont tracés les tensions RF normalisées pour plusieurs fréquences (5 MHz, 1, 3, 4 et 5 GHz) en fonction de la puissance du signal incident P_{IN} . Il manque des points de mesure pour les hautes fréquences mais dans tous les cas le régime linéaire s'étend au moins jusqu'à -40 dBm pour toutes les fréquences. On observe que ΔV_{RF} est plus élevé aux fréquences où le paramètre de transmission est le plus fort. A l'inverse, aux fréquences où il y a des résonances comme 5 MHz ou 3 GHz, ΔV_{RF} est plus faible.

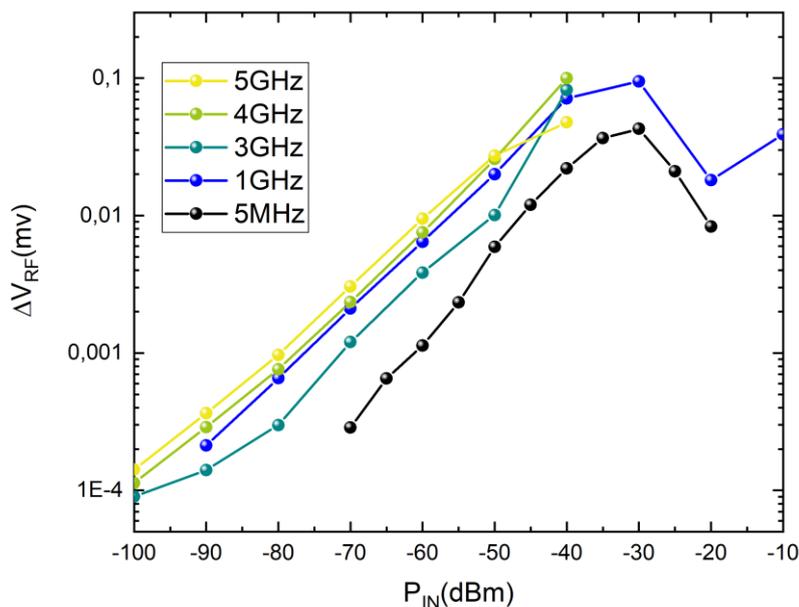


Figure 90 : Tension ΔV_{RF} pour plusieurs fréquences et plusieurs puissances d'entrée P_{IN} .

Pour nous convaincre que la détection est due au SQIF, nous pouvons observer le signal à la deuxième harmonique, car comme nous l'avons vu précédemment à la deuxième harmonique le couplage direct n'est plus présent et la détection est purement SQIF.

La Figure 91 montre la tension ΔV_{RF} à gauche mesurée à 10 GHz pour un signal incident à 5 GHz. A droite les caractéristiques ΔV_{DC} nous indiquent que le régime non linéaire arrive à partir de -40 dBm.

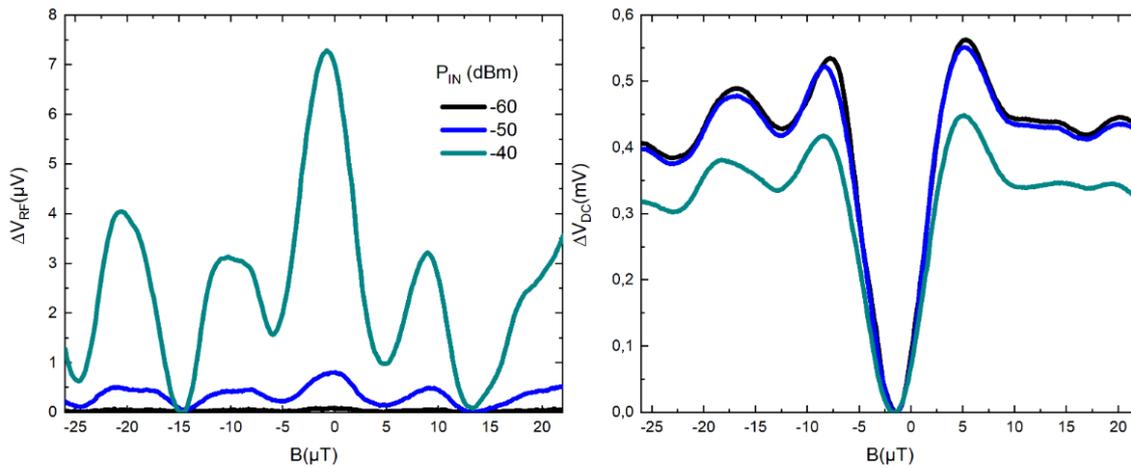


Figure 91 : Mesure de tension RF à 10 GHz pour un signal incident à 5 GHz. A gauche ΔV_{RF} et à droite ΔV_{DC} pour plusieurs puissances.

La Figure 92 montre pour chaque puissance du signal d'entrée la tension RF mesurée à polarisation nulle en noir et avec un courant de 60 μA en rouge. On constate qu'à polarisation nulle il n'y a presque pas de signal à -60 dBm et un signal faible à -40 dBm. La forme des signaux ressemble à une détection de deuxième harmonique si l'on se réfère à la Figure 69 de droite et le signal est bien modulé par le champ magnétique.

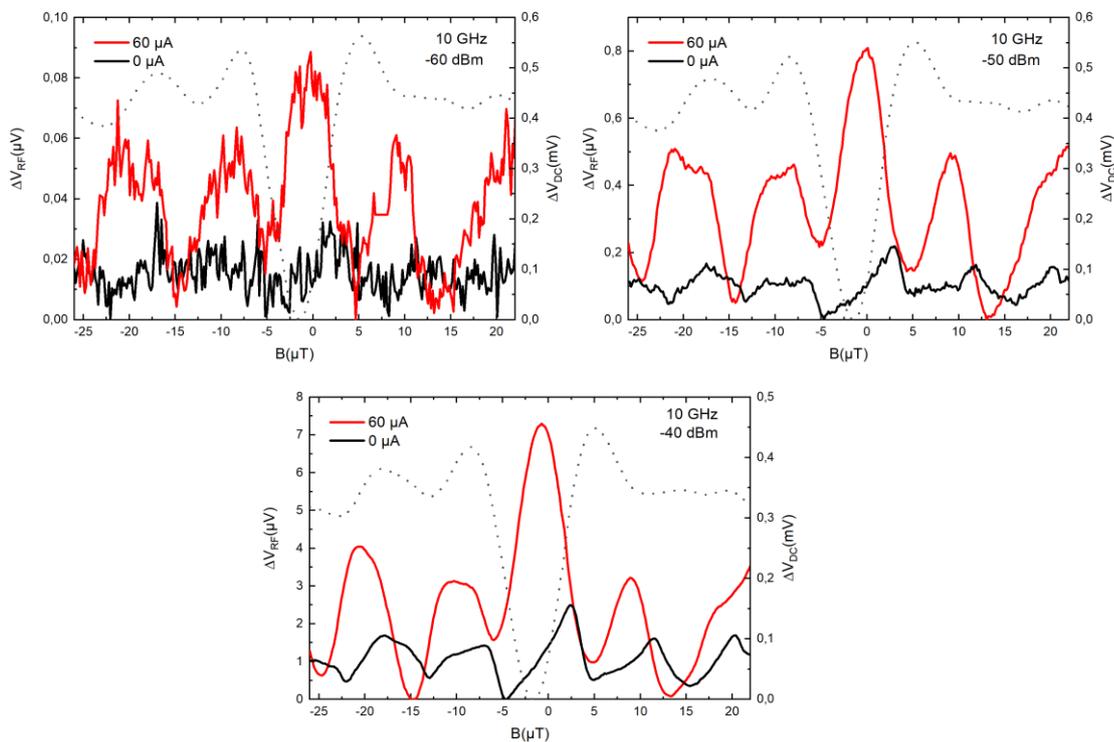


Figure 92 : Tension RF mesurée à 10 GHz pour un signal incident à 5 GHz. En rouge signal mesuré avec 60 μA de polarisation. En noir signal mesuré à polarisation nulle. En pointillés sont représentées les réponses DC.

En conclusion, nous pouvons détecter un signal de 5 MHz à 5 GHz, ce qui montre bien l'aspect large bande du SQIF. En revanche en l'absence de précautions le SQIF est aveuglé par des signaux parasites et il n'est pas possible de le faire fonctionner dans un régime linéaire dans cette configuration.

4.4.2 MESURES RF AVEC UNE ANTENNE AU-DESSUS DU SQIF

Nous avons réalisé des mesures à 1 GHz en utilisant une antenne sous forme de boucle, visible à la Figure 66, à la place de la ligne RF qui entoure le SQIF. Dans une publication (Couëdo et al., 2019), nous parlons d'un circuit ayant 300 SQUIDS en série, ce circuit est celui que nous avons utilisé dans les mesures montrées précédemment. Nous avons estimé le nombre de SQUID actifs dans le réseau d'après la comparaison entre les deux mesures DC effectuées (voir Figure 74) au nombre de 300, ce qui explique le chiffre annoncé dans la publication.

Selon le schéma de mesure de la Figure 67, un filtre de 400 MHz de bande passante, centrée à 1.17 GHz a été rajouté à l'extérieur du cryostat, entre la source de signaux RF et l'antenne boucle. De cette façon, on filtre les signaux ambiants parasites. L'antenne est placée 1 cm au-dessus du SQIF, comme on peut le voir à la Figure 66. Bien que le signal à détecter soit plus éloigné du SQIF que lorsqu'il est envoyé via la boucle RF, nous sommes toujours en configuration de champ proche avec l'antenne qui est placée à 1 cm du SQIF (distance inférieure à la longueur d'onde). Un circulateur a été placé entre l'amplificateur (à l'extérieur du cryostat) et le SQIF, de sorte à ce que le bruit de l'amplificateur ne remonte pas au SQIF.

La Figure 93 a), montre un graphique en échelle de couleurs de la sensibilité à 66 K (température optimale de fonctionnement). En ordonnée, le champ magnétique DC produit par les bobines de Helmholtz est représenté en fonction du courant de polarisation. D'après l'échelle de couleurs on peut voir que le maximum de sensibilité se trouve pour un courant de 60 μA , qui est le courant optimal de fonctionnement.

Dans cette configuration, des mesures ont été effectuées en envoyant un signal à 1.125 GHz à l'antenne sous forme de boucle, à une puissance de 0 dBm. Dans ce qui suit seulement cette fréquence sera mesurée. Etant donné que le signal à détecter ne se trouve plus dans la puce contenant le SQIF, le couplage entre l'antenne et le SQIF est très faible et nous devons travailler avec des puissances élevées. A cette fréquence, la Figure 93 b) montre un graphique où on représente en ordonnée, à gauche en symboles rouges la tension ΔV_{RF} mesurée à l'analyseur de spectre à 66 K et 60 μA . A droite est représentée la sensibilité V_B , en fonction du champ magnétique. On peut constater que les modulations de ΔV_{RF} en fonction du champ magnétique suivent les modulations de V_B . En c) on peut observer que cette correspondance est valable pour plusieurs courants de polarisation, et en d) pour plusieurs températures. Ces correspondances de la tension RF et la sensibilité en fonction du courant, de la température et du champ magnétique nous prouvent que c'est une détection SQIF qu'on observe. La tension RF mesurée, ΔV_{RF} est le produit de la sensibilité V_B et le champ magnétique RF du signal incident, b_{RF} .

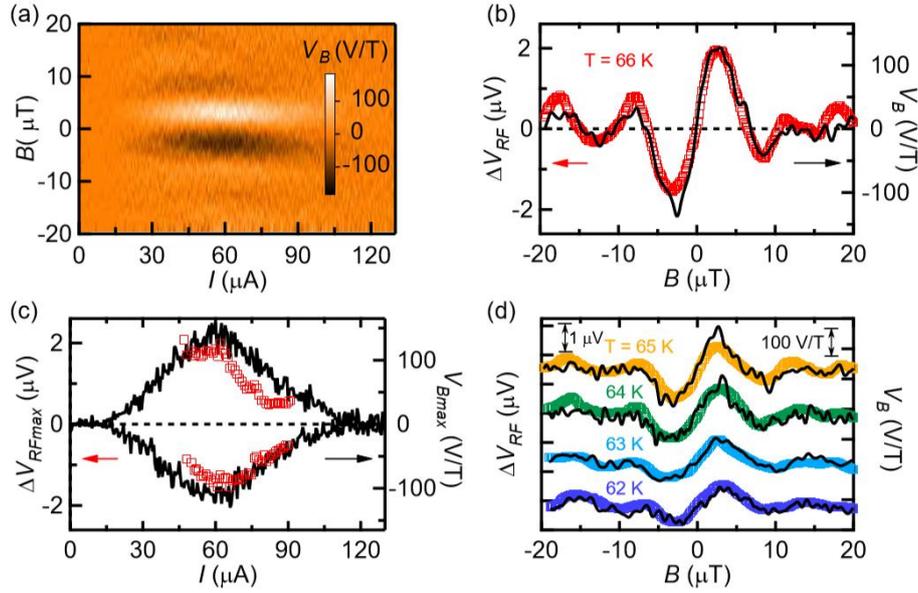


Figure 93 : En a), sensibilité du SQIF série en fonction du champ magnétique DC et du courant de polarisation, mesurés à la température de 66 K. En b), ΔV_{RF} en symboles rouges et V_B en noir en fonction du champ magnétique à 66 K et 60 μA . En c) maximum de ΔV_{RF} en symboles rouges et maximum de V_B en noir à 66 K et pour plusieurs courants de polarisation. En d) des caractéristiques de ΔV_{RF} en couleurs et V_B en noir à 60 μA et pour plusieurs températures en fonction du champ magnétique.

La Figure 94, montre la tension ΔV_{RF} en fonction de la sensibilité pour plusieurs puissances du signal incident allant de -60 dBm à 10 dBm en a) et b). On observe un comportement linéaire, et la pente de ces caractéristiques est le champ détecté, b_{RF} . La figure c) montre b_{RF} , qui est également linéaire en fonction de puissance d'entrée. On estime b_{RF} , la valeur minimale de champ détectable de l'ordre de 10 pT, ce qui donne une sensibilité de $300 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ sur une bande de 1 kHz. Transformée en puissance, cette valeur de champ magnétique correspond à une puissance de -110 dBm, ce correspond au seuil de bruit des appareils de mesure, et la limite basse actuelle de détection des technologies radar.

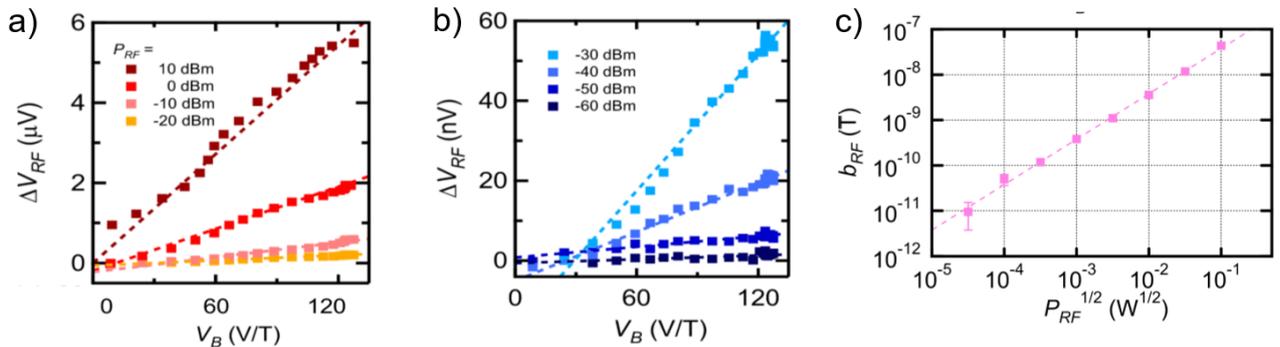


Figure 94 : a) et b) Tension ΔV_{RF} en fonction de V_B mesurée en réponse à un signal de 1.125 GHz et plusieurs puissances allant de -60 dBm à 10 dBm à 66 K et 60 μA . En c) champ magnétique RF du signal incident en fonction de la puissance.

On peut comparer cette valeur de sensibilité à d'autres techniques de magnétométrie, comme par exemple la magnétométrie atomique, qui montre des sensibilités de l'ordre du $\mu\text{T}/\sqrt{\text{Hz}}$ (Stark et al., 2017), (Horsley & Treutlein, 2016).

Nous avons réalisé la détection de signaux avec une antenne sous forme de boucle, en configuration de champ proche. La tension ΔV_{RF} détectée varie comme la sensibilité V_B pour différents champs magnétiques DC, différents courants de polarisation et différentes températures. Ceci est la signature d'une détection SQIF. Nous avons estimé la sensibilité du capteur à une valeur de $300 fT/\sqrt{Hz}$ sur une bande de 1 kHz.

La valeur minimale de 10 pT de champ magnétique détectable correspond au seuil de bruit des appareils de mesure (-110 dBm) et est la limite actuelle de détection des technologies radar.

Pour conclure ce chapitre, nous pouvons dire que nous avons effectué la détection de signaux radiofréquence jusqu'à 5 GHz à la fréquence fondamentale et 10 GHz à la deuxième harmonique. A basse fréquence la densité spectrale de puissance mesurée à l'analyseur de spectre se comporte comme la dérivée première de la tension DC en fonction du champ magnétique à la fréquence du signal incident et comme la dérivée seconde à la deuxième harmonique. A plus haute fréquence ce comportement est masqué par un couplage inductif dû au circuit de mesure, à des signaux parasites très puissants et la détection d'harmoniques et mélanges d'autres fréquences.

Malgré ces perturbations nous avons relevé une dynamique d'au moins -60 dB pour plusieurs fréquences, et nous avons détecté des fréquences de la bande FM, en configuration de champ lointain.

Une façon de rendre les jonctions robustes à des signaux puissants pourrait être d'augmenter leur courant critique, en employant des jonctions Josephson plus épaisses par exemple, car de cette façon les courants RF générés par un signal trop puissant seraient négligeables. Il est nécessaire aussi d'augmenter le plus possible l'amplitude en tension des caractéristiques $V(B)$ afin d'augmenter la dynamique du capteur. D'autre part des circuits 2D seraient plus intéressants pour ce type de mesure, car ils permettent l'adaptation d'impédance.

5 MESURES SQIF DC

En tant que détecteurs de champ magnétique large bande, les SQIF sont des dispositifs intéressants, étant donné l'ensemble de possibilités qu'ils offrent. Les réseaux que nous avons utilisés pour faire des mesures radiofréquence existaient au début de cette thèse, ils n'ont pas été conçus dans une optique d'optimisation. Après avoir prouvé les capacités des SQIF en tant que détecteurs large bande, nous cherchons maintenant à optimiser les caractéristiques DC, afin d'augmenter au plus possible leur sensibilité.

Les paramètres de variation intervenant dans l'optimisation de la sensibilité et l'amplitude des signaux DC sont très nombreux. C'est la raison pour laquelle un très grand nombre de circuits a été conçu. Chaque dispositif vise l'étude d'un paramètre d'optimisation. Certains circuits ont pour objectif la vérification de la théorie, comme par exemple ceux permettant d'étudier la mise en série, en parallèle ou en 2D. D'après la théorie, pour un nombre N de SQUID en série, la sensibilité et l'amplitude augmentent proportionnellement à N . Pour les réseaux parallèles de M SQUID, l'amplitude des signaux est celle d'un SQUID individuel, mais la sensibilité augmente proportionnellement à M . Enfin pour les réseaux 2D de M boucles en parallèle et N en série, l'amplitude augmente comme N et la sensibilité comme $N \times M$. Afin de vérifier ceci, des SQIF série ont été conçus, avec comme paramètre de variation le nombre N de boucles en série, les réseaux allant de $N=10$ à $N=200$ par pas de 10. De la même manière, une autre puce possède les mêmes surfaces variant selon la même loi, mais dans une configuration en parallèle. Enfin toujours en prenant les mêmes surfaces de boucle, des réseaux 2D proposent le même type d'étude. Avec cet ensemble de circuits, nous devrions être capables de vérifier ce que prévoit la théorie en termes d'amplitude et de sensibilité.

En prenant comme référence les réseaux parallèle et série de $M=50$ ou $N=50$, nous avons cherché à étudier quelle influence pouvait avoir l'épaisseur des pistes supraconductrices au sein d'un réseau, est-ce qu'une piste épaisse peut améliorer l'effet de focalisation ? Est-ce que l'épaisseur de la piste a une influence sur le couplage des boucles du réseau ? Deux groupes de dispositifs, en série et en parallèle ont été conçus pour répondre à cette question.

Toujours en partant du réseau parallèle correspondant à $M=50$, nous nous sommes interrogés sur l'effet de l'emplacement des différentes surfaces de boucle au sein du réseau. Des circuits ayant petites surfaces aux extrémités et grandes au milieu sont comparés à leur opposé, ainsi qu'à des circuits alternant petites et grandes surfaces, ou à des circuits ayant petites surfaces d'un côté et grandes de l'autre, ou encore à des réseaux dont les surfaces sont aléatoirement distribuées. En tout cinq configurations de surfaces ont été conçues, nommées A, B, C, D et E. En partant de ces configurations de base, une étude de la mise en 2D a été effectuée.

Pour chaque configuration de surfaces, nous avons étudié quel est l'effet de la répétition en série de SQIF parallèles. Ainsi pour chaque configuration nous avons des réseaux parallèles répétés en série 2, 5, 10 puis 15 fois selon une structure compacte. Nous nous sommes également interrogés sur la structure 2D de type compact, en comparaison avec la structure parallèle série, et série parallèle. La structure parallèle série (Figure 28 gauche) consiste en la mise en parallèle de réseaux série indépendants. Ceci implique que chaque

réseau possède sa propre ligne de polarisation et que toutes les lignes de polarisation se rejoignent en un point pour faire la connexion en parallèle. La problématique est alors que de cette façon on crée des boucles de circuit qui introduisent du flux de champ magnétique susceptible de perturber le fonctionnement du réseau entier. Une autre configuration est le réseau 2D série parallèle. A l'inverse du réseau précédent on connecte ici des réseaux parallèles en série, de façon que chaque réseau soit indépendant de son voisin (Figure 28 droite). Afin d'éviter des confusions, nous appellerons ces réseaux série parallèle des réseaux 2D espacés, en opposition aux réseaux compacts.

Des circuits 2D compacts et espacés ont donc été conçus selon les configurations de surfaces A, B, C et D. Dans tous ces réseaux la mise en 2D s'effectue par la répétition de réseaux parallèles en série. De cette façon la variation des surfaces s'effectue selon une seule direction. Pour comparaison, des circuits ont aussi été conçus en faisant varier les surfaces selon deux dimensions. Pour cette dernière structure nous nous sommes interrogés sur la possibilité de faire un SQIF dit série-2D, qui consisterait en la mise en série de circuits identiques 2D compacts, avec des surfaces variant selon deux dimensions.

Afin de tester la fabrication de très grands circuits, des réseaux ont été conçus avec un nombre important de SQUID, de l'ordre de 55000 boucles en 2D, assemblés selon une structure compacte.

Nous verrons que d'après des simulations, les courants ne se distribuent pas de façon homogène dans une structure parallèle. Pour tenter de répondre à cette problématique, nous présenterons des circuits parallèles dont les épaisseurs des jonctions qui le composent varient, permettant de cette façon de distribuer de façon mieux contrôlée les courants au sein du réseau.

Comme nous l'avons vu au chapitre 3, un grand nombre de circuits a été fabriqué. A cause de problèmes techniques tous les dispositifs conçus n'ont pas pu être caractérisés pendant la période de la thèse, cependant nous avons réussi à obtenir un grand nombre d'information qui nous permettront de dessiner le profil du réseau SQIF optimisé. Les résultats de ce chapitre ont été obtenus d'après les circuits d'un même wafer.

5.1 SQIF SÉRIE

5.1.1 MISE EN SÉRIE

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, l'amplitude en tension et la sensibilité d'un réseau série sont proportionnels au nombre N de SQUID en série. C'est ce que nous appellerons la loi d'échelle. Dans l'objectif de vérifier cette loi, une puce a été conçue avec 20 SQIF série, dont le nombre de SQUID augmente de 10 à 200 par pas de 10. Les surfaces ont été choisies selon une suite arithmétique, et en gardant toujours la même surface minimum et la même surface maximum pour chaque SQIF de la puce.

Comme dans les autres parties du manuscrit, lorsque l'on parlera de surfaces, cela correspondra aux dimensions du trou de la boucle SQUID, et ce sera la surface réelle. Pour rappel, lorsque l'on mesure la tension d'un SQUID ou d'un SQIF en fonction d'un champ

magnétique appliqué, on est sensibles à la surface effective du dispositif qui est supérieure à la surface réelle.

La Figure 95 montre les dimensions du masque de lithographie : Les surfaces minimum ont pour dimension $2\mu\text{m}\times 3\mu\text{m}$ et les surfaces maximum $30\mu\text{m}\times 3\mu\text{m}$. En a) on peut voir la puce entière avec les 20 SQIF série. En b) un agrandissement montre un SQIF de 10 SQUID en série avec les plots en or des connexions électriques représentés en vert. En c) un agrandissement montre les surfaces minimum et maximum et en d) est représenté le paramètre Y , constant dans cette puce, il représente le couplage entre SQUID ou le facteur de focalisation et sera étudié plus loin. Le paramètre y_t est la dimension qui varie entre deux surfaces successives. Les jonctions ont pour dimensions $2\mu\text{m}$ de long et 40 nm d'épaisseur.

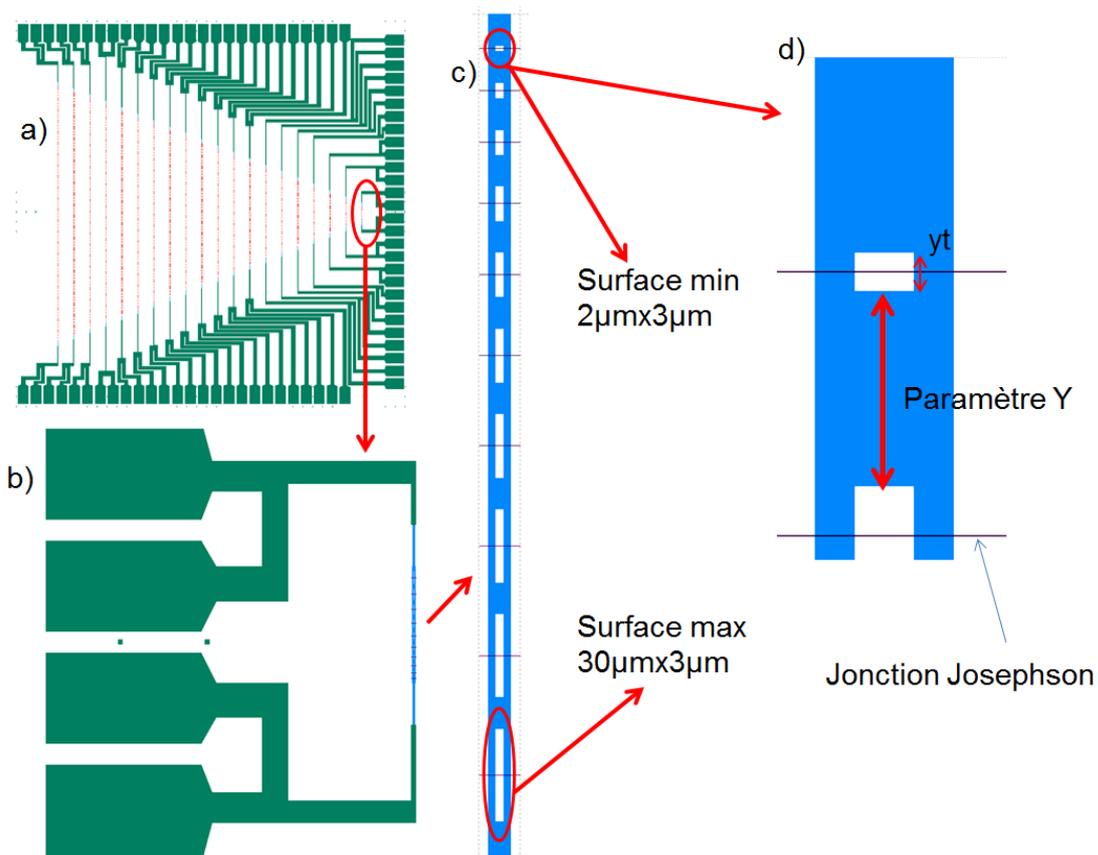


Figure 95 : Dessin du masque de lithographie. En a) la puce entière avec 20 SQIF série. En b) agrandissement sur le premier circuit de 10 SQUID en série, avec quatre contacts pour les mesures DC. En c) agrandissement du réseau série avec mise en évidence des surfaces minimum et maximum. En d) mise en évidence des paramètres de variation. Le paramètre y_t est le pas de variation d'une surface à la suivante, et le paramètre Y est l'espace séparant deux SQUID successifs.

La signature SQIF dans un signal DC consiste en un pic proche du champ magnétique nul, et qui se distingue des modulations secondaires. Des mesures sur plusieurs réseaux série ont permis de visualiser une signature SQIF dans les caractéristiques DC. Tous les réseaux présentent un anti-pic autour de la valeur de champ magnétique ambiant. La Figure 96 montre les réponses en tension, avec un nombre N de SQUID en série. Dans cette figure, le champ ambiant a été corrigé et ramené à 0 T afin de pouvoir comparer tous les réseaux. On observe à la Figure 97 une amplitude et une sensibilité croissantes avec le nombre de SQUID en série, ce qui est attendu.

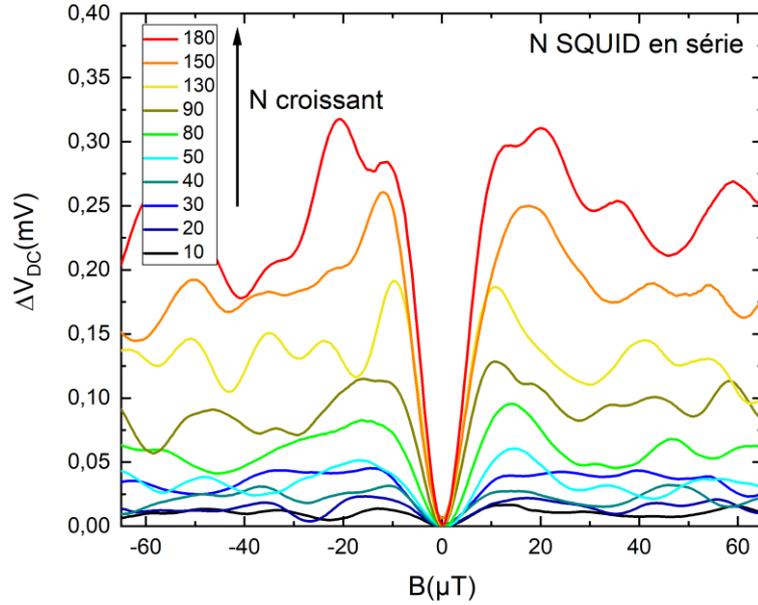


Figure 96 : Réponse en tension en fonction du champ magnétique appliqué avec un nombre N de SQUID croissant.

Afin d'étudier les mesures plus en détail, le Tableau 7 regroupe les caractéristiques DC mesurées pour chaque réseau. Les notations de ce tableau seront utilisées tout le long du chapitre, T_{opt} et I_{opt} sont les températures et courants de polarisation optimaux, pour les réseaux série, ce couple de paramètres est obtenu avec le maximum d'amplitude en tension ΔV_{max} . Le courant critique est I_c , R_n est la résistance normale et V_B la sensibilité. Lorsque la résistance normale est divisée par N , on se ramène à la valeur par SQUID. La valeur de R_n est obtenue à T_{opt} via la méthode de régressions linéaire expliquée en 3.2.1.1.

Tableau 7 : Caractéristiques DC de 10 SQIF série

N	10	20	30	40	50	80	90	130	150	180
T_{opt} (K)	50.5	50	50	50	50.5	50.5	52	52.5	51	49.5
I_{opt} (μ A)	80	90	100	70	100	110	70	60	70	70
I_c (μ A)	40	45	50	35	50	55	35	30	35	35
R_n (Ohm)	5.8	12.8	17.5	28	29	55.3	58.5	93.9	97.9	132.2
$\frac{R_n}{N}$ (Ohm)	0.58	0.64	0.57	0.7	0.58	0.68	0.65	0.71	0.64	0.72
$R_n I_c$ (μ V)	232	576	875	980	1450	3041	2047	2817	3426	4627
$\frac{R_n I_c}{N}$ (μ V)	23.2	28.8	29.2	24.5	29	37.9	22.75	21.7	22.7	25.6
ΔV_{max} (μ V)	15	22.4	42.35	29.45	56	88.35	120.75	188.75	254.2	290.3
V_B (V/T)	2.05	2.55	4.6	3.95	6.25	10.8	17.75	29.55	30.65	40.65

On peut constater une dispersion de 3 K dans les températures de fonctionnement, mais des valeurs plutôt constantes pour chaque réseau, comme on le voit en bas à gauche de la Figure 97. Pour ce qui est des courants on constate 50 μ A de dispersion dans les courants de polarisation. En utilisant la formule de Y. Greenberg (formule (92)) nous estimons le courant critique moyen des réseaux. Les valeurs obtenues sont cohérentes avec celles obtenues en réalisant un ajustement des caractéristiques courant-tension selon le modèle RCSJ. La dispersion des courants critiques d'après le tableau est de 20 μ A.

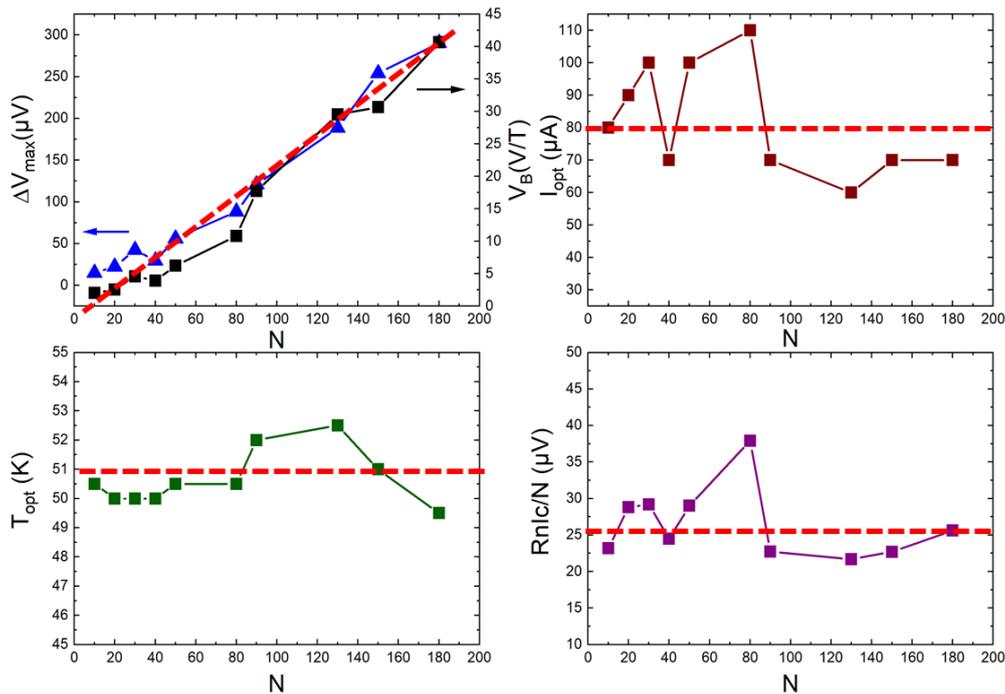


Figure 97 : Paramètres de SQIFs série en fonction du nombre N croissant de SQUIDs. En haut à gauche, amplitude en bleu et sensibilité en noir. En haut à droite courant optimal de fonctionnement, en bas à gauche température optimale de fonctionnement et en bas à droite produit $R_n I_c$ divisé par N . En pointillés rouges sont représentés les comportements attendus.

Dans la Figure 97, ont été rajoutés en pointillés rouges, les comportements attendus pour chaque caractéristique. On constate d'après le Tableau 7 (lignes surlignées en vert et bleu) que l'amplitude et la sensibilité augmentent comme attendu avec le nombre de SQUID en série, ainsi que la tension caractéristique $R_n I_c$. Une exception existe avec le SQIF correspondant à $N=40$. L'amplitude et la pente de ce réseau sont inférieures à celles du réseau $N=30$. Ce comportement peut être attribué à des jonctions qui ne participent pas à la réponse en tension. On peut envisager des jonctions endommagées. Les deux possibilités pour des jonctions endommagées sont qu'elles soient court-circuitées, ou à l'état résistif (sans transition supraconductrice). Dans le premier cas il ne serait pas possible de mesurer une réponse en tension, dans le deuxième on devrait visualiser une résistance résiduelle après la transition en température des jonctions. Etant donné aucune des deux situations est observée, on peut justifier un défaut de fonctionnement par la dispersion des courants critiques et températures de fonctionnement.

L'écart dans les températures et courants de fonctionnement peut être attribué au processus de fabrication. D'une part, si les jonctions ne sont pas géométriquement identiques, elles ne recevront pas la même dose d'irradiation. D'autre part si le faisceau d'ions qui irradie les jonctions ne réalise pas un balayage complètement homogène, elles ne recevront pas non plus la même dose d'irradiation. Les deux cas de figure ont pour conséquence une dispersion dans les températures de fonctionnement. Etant donné les limites de résolution lors du processus de fabrication que nous avons vu dans le chapitre 3, le plus vraisemblable est que l'origine de cette dispersion en température soit due à des jonctions géométriquement différentes.

La question que l'on peut se poser est combien de jonctions, ou combien de SQUID, participent à la réponse en tension au point de fonctionnement optimum déterminé par les mesures. Pour tenter de répondre à cette question, on peut analyser les caractéristiques tension en fonction du champ magnétique appliqué par analyse en transformée de Fourier. En effet, la transformée de Fourier d'un tel signal transforme le champ appliqué en surface effective. La Figure 98 montre la transformée de Fourier des réponses DC aux points de fonctionnement optimaux de la Figure 96. On observe que les surfaces se répartissent environ entre $20 \mu\text{m}^2$ et $165 \mu\text{m}^2$. Ce sont les surfaces effectives (pour rappel la surface effective est la surface réelle multipliée par le facteur de focalisation). D'après le masque de lithographie, la surface maximum de chaque réseau est de $30 \times 30 \mu\text{m}^2$. Nous avons vu précédemment que le processus de fabrication ne permet pas d'obtenir une réplique exacte du masque de lithographie. Plusieurs mesures au microscope optique sur différents SQUID ayant cette même surface ont permis d'identifier la surface réelle moyenne de $108.5 \mu\text{m}^2$. Le rapport entre la valeur de surface effective correspondant au dernier pic de la transformée de Fourier, et la valeur moyenne de surface réelle donne le facteur de focalisation. Dans notre cas le facteur de focalisation est d'environ 1.8, valeur plus petite que ce qu'on peut trouver dans la littérature, (2 à 3 d'après (Clarke & Braginski, 2005b) et 5 d'après (Zani et al., 1991)).

La forme des signaux semble indiquer que les petites surfaces contribuent plus au signal que les grandes surfaces. Ceci est surligné sur la Figure 98 par des zones grisées, on peut observer que pour les réseaux correspondants à $N = 150$ et 180 les plus grands pics se trouvent du côté des petites surfaces. La différence entre les transformées de Fourier de ces réseaux et des réseaux plus petits comme $N = 90$ par exemple se comprend par les tailles de surfaces de chaque réseau. Tous les SQUIDs ont même surface minimum et même surface maximum. Par conséquent, lorsque N augmente, c'est le pas de variation entre deux surfaces qui augmente. De cette façon, plus N est grand, plus le pas de variation est petit, et plus le réseau contient des petites surfaces. C'est ce que nous voyons à la Figure 98.

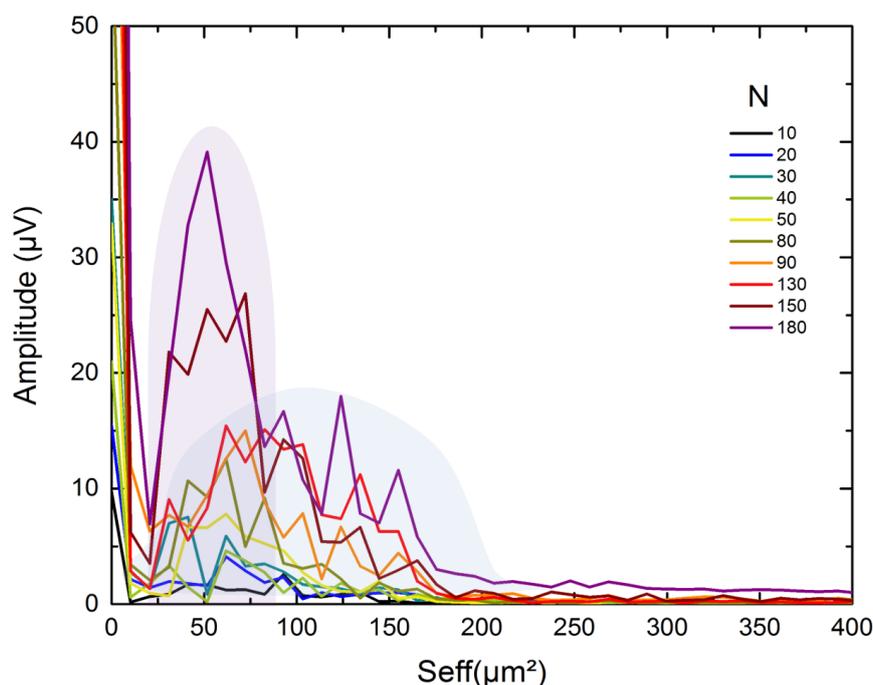


Figure 98 : Transformée de Fourier des caractéristiques de la Figure 96. En abscisse est représentée la surface effective des boucles du réseau. Les différentes couleurs correspondent au nombre N de SQUID en série.

Afin de mieux comprendre le comportement d'un réseau série, la Figure 99 reprend la transformée de Fourier du réseau de 50 SQUID en série, pour différents courants de polarisation. Le courant optimal de ce réseau est 100 μA . On observe qu'à courant plus faible ou plus élevé, le signal est sous forme de pics, et qu'à courant optimal il a une allure plutôt homogène et sous une forme régulière. Une interprétation est qu'à courant optimal, un maximum de jonctions participent au signal, et la majorité des surfaces sont actives. Dès que l'on s'écarte de cette valeur de courant, certaines surfaces ne sont plus actives, car le courant de polarisation n'est pas optimal pour les jonctions concernées. Selon le courant critique de chaque SQUID, ce ne seront pas toujours les mêmes surfaces qui participeront dans la réponse DC.

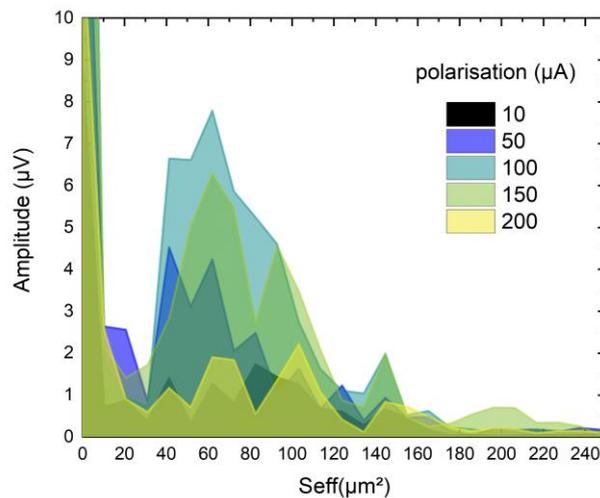


Figure 99 : Transformée de Fourier du SQIF de 50 SQUID en série à la température de fonctionnement optimale et pour plusieurs courants de polarisation.

5.1.1.1 EFFET DE RECUIT

D'après ce que nous avons vu au chapitre 3, l'effet de recuit aurait une tendance à améliorer le produit $R_n I_c$ des jonctions, et diminuer la dispersion. Afin de vérifier ceci, un recuit a été effectué sur cette puce, en environnement de salle blanche à 80 °C et pendant 30 minutes. Ces conditions ont été choisies d'après les travaux (Sirena, Matzen, et al., 2007) (Sirena, Bergeal, et al., 2007) (Sirena et al., 2009)

La Figure 100 montre les mesures $R(T)$ de cinq SQIF série, de 10, 20, 30, 80 et 180 SQUID en série. En noir est représentée la mesure avant recuit et en vert après recuit. Les points rouges indiquent le point de fonctionnement optimal avant recuit, et les points bleus après recuit. La première observation est une transition moins large et à une température légèrement plus élevée, pour presque tous les réseaux. Seul le réseau correspondant à $N=180$ est resté inchangé, et le réseau le plus marqué par cette différence est celui correspondant à $N=80$. Une deuxième observation est que le point de fonctionnement optimal est plus bas en température pour tous les réseaux, car la distribution de R_n est moins large (Sirena, Fabrges, et al., 2007).

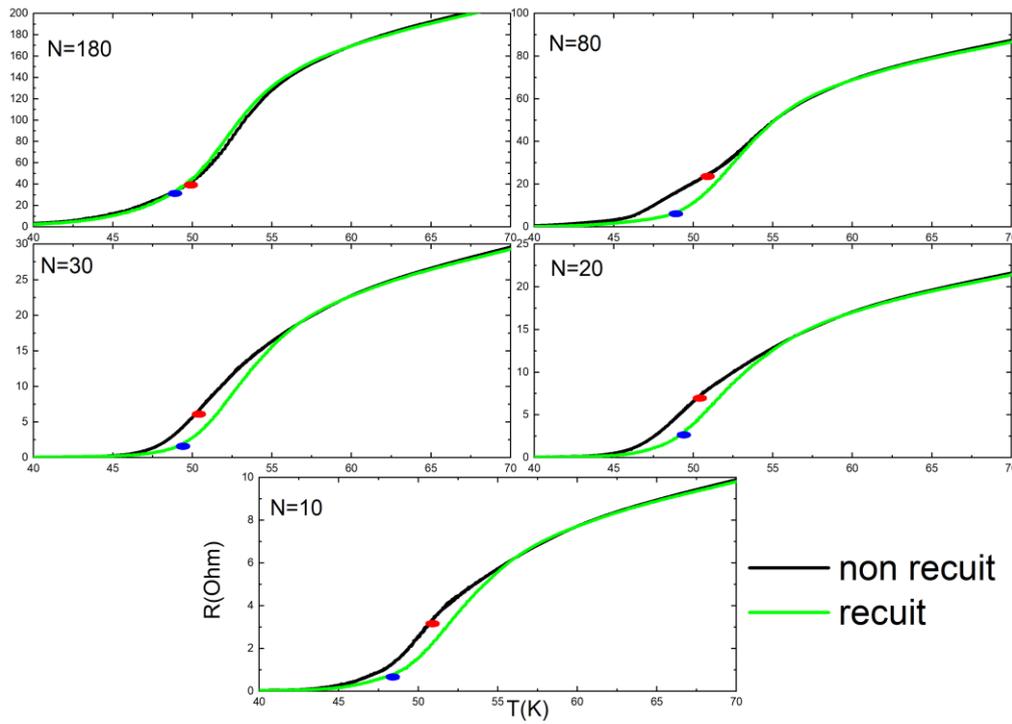


Figure 100 : Caractéristiques $R(T)$ de 5 SQIF, pour $N= 10, 20, 30, 80$ et 180 . En noir la mesure avant recuit et en vert après recuit.

Le tableau suivant compare les caractéristiques DC des cinq réseaux précédents avant et après recuit. La dispersion en température pour ces cinq réseaux était de 1 K, et est resté la même après recuit. Pour ce qui est des courants de polarisation on passe de $40 \mu\text{A}$ à $20 \mu\text{A}$ de dispersion (en ne considérant que les réseaux de ce tableau) et pour les courants critiques de $20 \mu\text{A}$ à $10 \mu\text{A}$. En ce qui concerne l'amplitude et la sensibilité, presque tous les réseaux ont des valeurs plus élevées. Le réseau pour lequel le gain est le plus flagrant est $N=80$. C'est le réseau pour lequel la caractéristique $R(T)$ a été le plus modifiée. L'interprétation est la suivante ; du fait de la dispersion en température des jonctions, avant recuit et au point de fonctionnement optimal certaines jonctions, ayant une transition plus basse en température sont à l'état résistif. Par conséquent, non seulement elles ne contribuent pas à l'effet Josephson, mais en plus elles se comportent comme une résistance parasite qui augmente le courant optimal de polarisation.

Tableau 8 : Caractéristiques DC de réseaux série avant et après recuit

N	Avant recuit					Après recuit				
	10	20	30	80	180	10	20	30	80	180
$T_{opt} (K)$	50.5	50	50	50.5	49.5	48	49	49	48.5	48.5
$I_{opt} (\mu\text{A})$	80	90	100	110	70	90	90	70	90	70
$I_c (\mu\text{A})$	40	45	50	55	35	45	45	35	45	35
$R_n (\text{Ohm})$	5.8	12.8	17.5	55.3	132.2	5.1	12.4	17	51.7	128.3
$\frac{R_n}{N} (\text{Ohm})$	0.58	0.64	0.57	0.68	0.72	0.51	0.62	0.56	0.64	0.7
$R_n I_c (\mu\text{V})$	232	576	875	3041	4627	229.5	558	595	2326	4490
$\frac{R_n I_c}{N} (\mu\text{V})$	23.2	28.8	29.2	37.9	25.6	22.9	27.9	19.7	29.1	24.8
$\Delta V_{max} (\mu\text{V})$	15	22.4	42.35	88.35	290.3	13.65	27.05	42.6	119	283.6
$V_B (V/T)$	2.05	2.55	4.6	10.8	40.65	1.45	3.4	5.95	13.5	45

Une nouvelle analyse par transformée de Fourier nous permet d’observer dans la Figure 101 que pour la plupart des réseaux analysés, la contribution des surfaces au signal DC a changé, excepté pour le réseau N=180. Pour ce réseau il n’y a presque pas de changement dans la transformée de Fourier, mis à part au niveau du pic principal, où on retrouve après recuit deux pics, et une amplitude en tension légèrement inférieure à celle avant recuit. C’est aussi le réseau pour lequel on observe le moins de changement dans la caractéristique R(T) de la Figure 100. On peut supposer que ce réseau n’était pas très affecté par la dispersion des caractéristiques DC des jonctions, ou qu’un grand nombre de jonctions moyenne les caractéristiques. Pour ce qui est des autres réseaux, les surfaces qui contribuent au signal sont les mêmes qu’avant le recuit, avec une contribution en amplitude différente. Pour le réseau N=80, la forme de la transformée de Fourier est plus uniforme, comme si une majorité des surfaces participaient au signal DC. On pourra remarquer que ce réseau est celui pour lequel l’effet de recuit a été le plus bénéfique puisque l’on passe de 88.35 μV et 10.8 V/T à 119 μV et 13.5 V/T. C’est le réseau pour lequel le gain en pente et amplitude est le plus important.

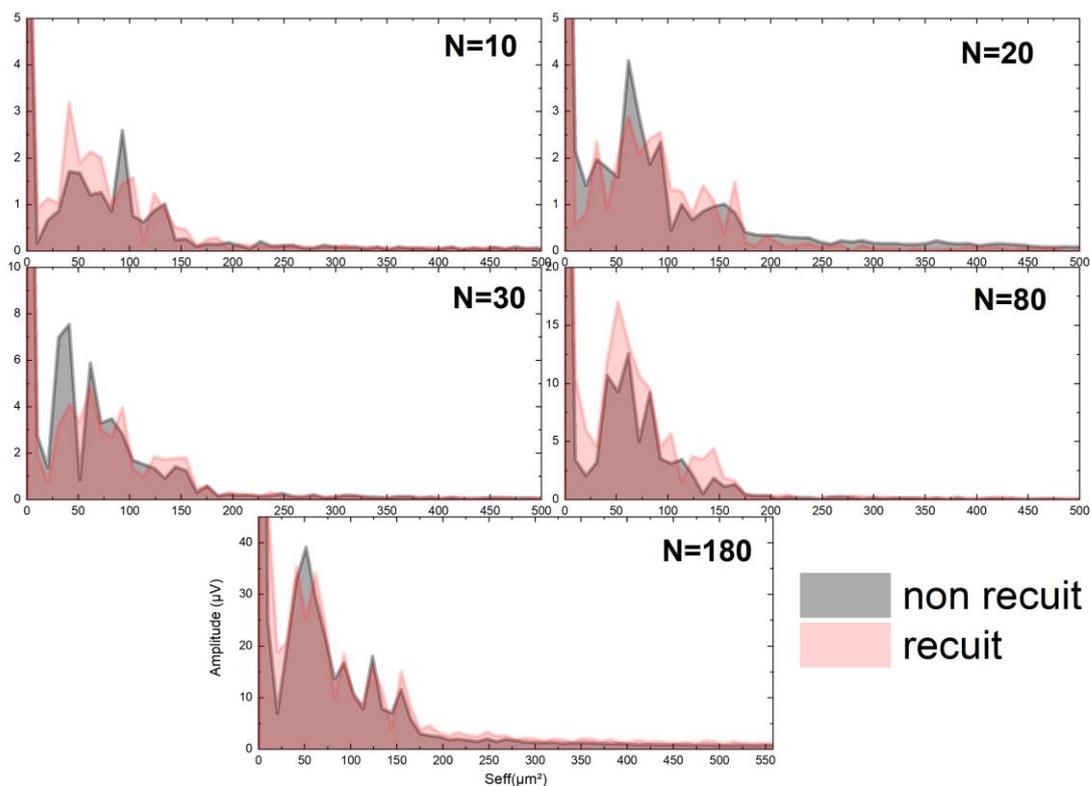


Figure 101 : Transformée de Fourier des réseaux N=10, 20, 30, 80 et 180, avant recuit en noir et après recuit en rouge.

Le tableau suivant reprend les valeurs de résistance normale des différents réseaux après recuit et à une température de 67.5 K, qui n’est pas la température T_{opt} du Tableau 7. La valeur moyenne de résistance normale par SQUID est de 1.01 Ohm ce qui nous donne une valeur de résistance normale avant transition en température d’environ 2 Ohms par jonction.

Tableau 9 : Résistance normale de plusieurs réseaux série après recuit et à 67.5 K

N	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150	160	170	180	200
R_n	9.3	20.3	27.9	40.6	48.5	61.3	65.4	82.5	84.7	109.7	107.3	129.3	131	151	146	175	170	199	218
$\frac{R_n}{N}$	0.93	1.01	0.93	1.01	0.97	1.01	0.92	1.02	0.93	1.1	0.97	1.08	0.99	1.08	0.96	1.08	1	1.1	1.09

La Figure 102, montre les amplitudes en tension à gauche et les sensibilités à droite, de plusieurs réseaux série, avant recuit en bleu et après recuit en rouge. En noir est représenté l'amplitude (à gauche) et la sensibilité (à droite) d'un SQUID, multiplié par le nombre N de SQUID en série. C'est la loi d'échelle qu'on s'attend à retrouver d'après la théorie. On observe qu'après recuit les amplitudes sont très proches de cette droite théorique. Pour ce qui est des sensibilités on constate une amélioration, mais les points de mesures expérimentaux s'écartent encore un peu de la loi théorique.

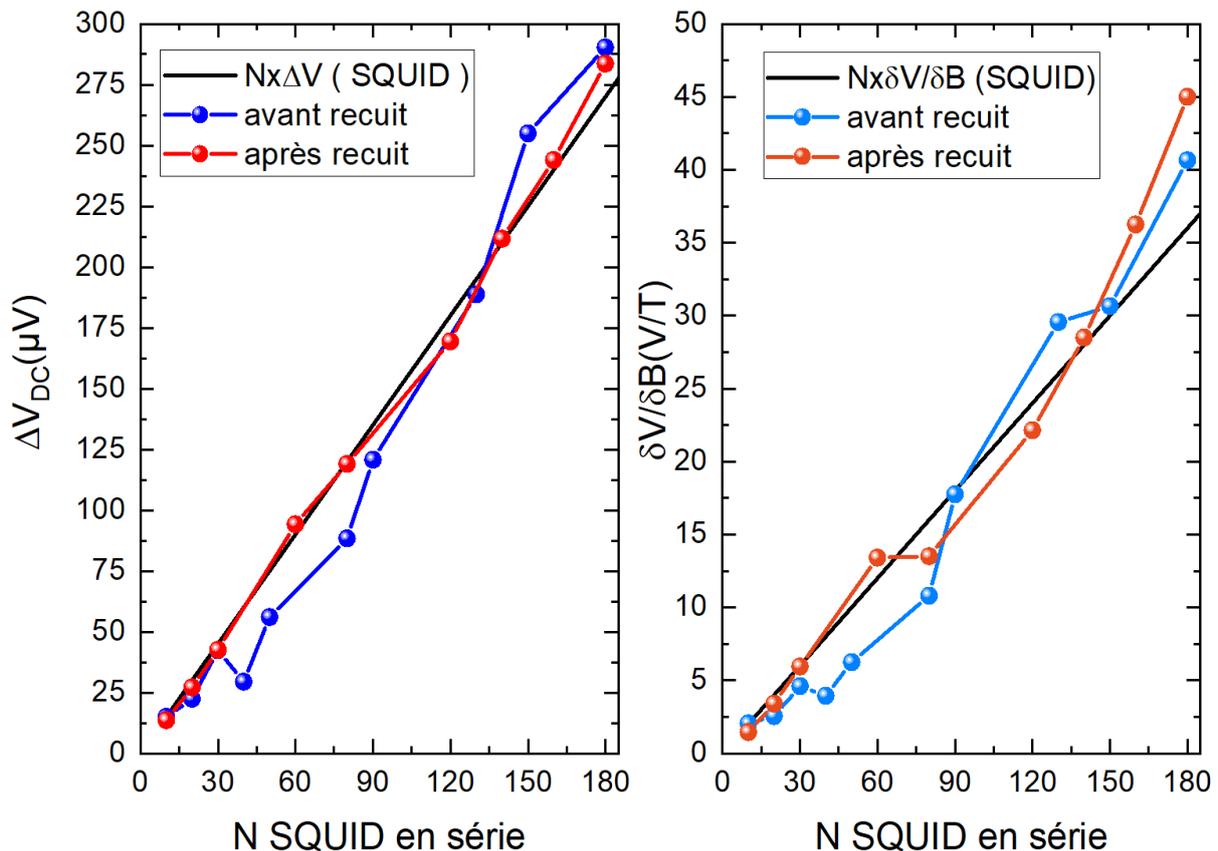


Figure 102 : Loi d'échelle. A gauche est représentée l'amplitude maximum pour plusieurs SQIF série, avant recuit en bleu et après recuit en rouge. En noir est représentée l'amplitude d'un SQUID multipliée par le nombre de SQUID en série. A droite c'est le même type de représentation graphique avec la sensibilité en ordonnée.

Pour conclure sur l'effet de recuit, nous pouvons dire que les caractéristiques DC sont globalement améliorées. L'amplitude moyenne en tension par SQUID est passée de $1.3 \mu V$ à $1.5 \mu V$ et la sensibilité de $0.17 V/T$ à $0.2 V/T$. Une étude plus approfondie permettrait de déterminer le temps et la température de recuit optimales, qui permettent un gain d'amplitude et sensibilité. En effet un temps de recuit trop important ou une température trop élevée pourrait endommager les jonctions Josephson, rendant ce processus d'optimisation contre-productif.

Les SQIF série se comportent comme le prévoit la théorie. L'amplitude augmente proportionnellement au nombre de SQUIDs en série ainsi que la sensibilité. Le recuit peut permettre d'améliorer les caractéristiques DC, notamment la dispersion des courants critiques.

5.1.1.2 IRRADIATION IONIQUE VS GRAVURE

Une réplique de la puce contenant les 20 SQIF série a été reproduite avec le processus de fabrication modifié qui a été décrit au chapitre 3, partie 3.4.1. Ce nouveau processus remplace la première irradiation ionique à forte dose par une gravure aux ions Argon. La caractérisation des dispositifs n'a pas pu aboutir, mais la signature SQIF a pu être mesurée sur quelques réseaux.

La Figure 103 montre deux caractéristiques SQIF de 50 SQUID en série. En rouge est représentée la réponse optimale du SQIF fait par irradiation ionique. En noir la réponse du SQIF fait par gravure ionique. Les mesures sur ce dernier réseau n'ont pas pu être complétées jusqu'au point de fonctionnement optimal. Pour cette raison la caractéristique du réseau gravé a une pente et une amplitude plus faible. Nous ne pouvons pas conclure sur les caractéristiques du réseau gravé, cependant on peut valider le processus de fabrication pour faire des SQIF.

En comparant les mesures $R(T)$ de la Figure 104 on peut constater une température de fonctionnement plus élevée, et une résistance normale plus faible pour le réseau gravé. Comme nous avons vu au chapitre 3, partie 3.1.3, l'épaisseur d'une jonction irradiée est un paramètre d'importance pour la température de fonctionnement et la tension caractéristique. Nous avons vu qu'en ce qui concerne l'épaisseur, plus une jonction est fine, plus sa température de fonctionnement est élevée, et plus sa tension caractéristique est faible. Ici nous avons deux réseaux avec des jonctions de même épaisseur mais des longueurs différentes, étant donné que le processus de gravure ionique a permis d'obtenir une résolution très proche du masque de lithographie. Les jonctions de ces réseaux ont une longueur de $2 \mu\text{m}$ alors que celles des réseaux irradiés sont de longueur autour de $1.3 \mu\text{m}$. La résistance normale des jonctions gravées est plus petite que celle des jonctions irradiées. Ceci est dû à la géométrie. Pour ce qui est des températures de fonctionnement il se pourrait que les différences soient dues aux dimensions des jonctions ou il se pourrait aussi que la dose d'irradiation ait varié entre les deux réalisations technologiques.

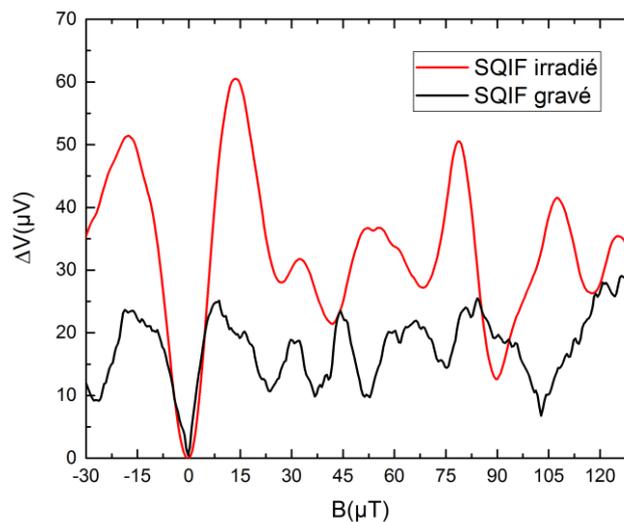


Figure 103 : SQIF de 50 SQUID en série. Réseau fabriqué par irradiation ionique en rouge et réseau fabriqué par gravure ionique en noir.

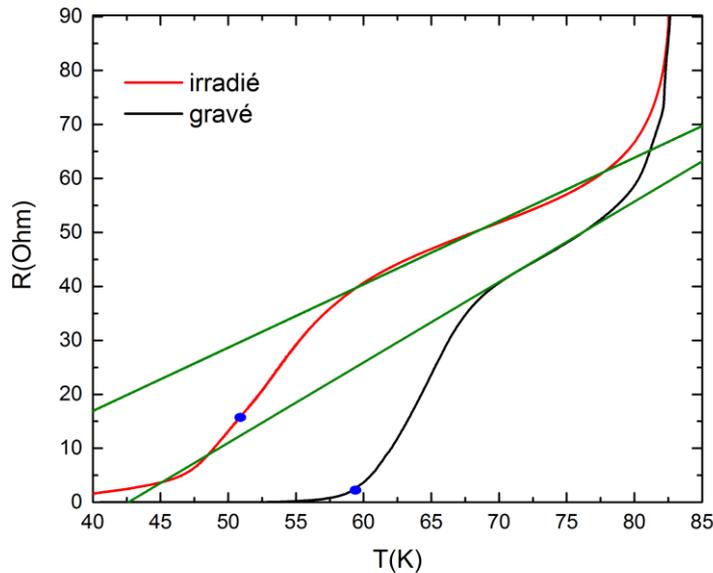


Figure 104 : Mesures $R(T)$ de deux SQIF de 50 SQUID en série. En rouge le réseau irradié, et en noir le réseau gravé. Les points bleus représentent les températures de fonctionnement. Les droites vertes correspondent aux résistances normales extrapolées des mesures $R(T)$.

On peut remplacer la première étape d'irradiation dans le processus de fabrication par une gravure aux ions argon.

5.1.2 SQIF SÉRIE VS SÉRIE DE SQUID IDENTIQUES.

Dans toutes les puces du wafer il existe des motifs de test dans le cas où il serait nécessaire de vérifier le résultat des processus d'irradiation. Il existe deux sortes de motifs, le premier sert à tester l'isolation électrique dans les parties de circuit irradié avec la première dose (la plus forte). Il s'agit de pistes supraconductrices avec des connexions en or séparées par une piste irradiée. Une mesure de résistance permet de vérifier l'isolation électrique. Le deuxième test permet de vérifier le résultat de la deuxième irradiation à plus faible dose, utilisée pour faire les jonctions Josephson. Ce motif consiste en une série de 40 SQUIDs identiques. La surface du trou des boucles identiques, d'après le masque de lithographie, est de $3\mu\text{m} \times 30\mu\text{m}$ et les boucles sont séparées par $10\mu\text{m}$ de film supraconducteur. On retrouve cette géométrie sur plusieurs réseaux du wafer. Les jonctions ont pour dimension $2\mu\text{m}$ de long et 40 nm d'épaisseur. La réponse en tension attendue est périodique, comme celle d'un SQUID individuel.

Un des motifs test de 40 SQUID identiques a été mesuré dans un très grand intervalle en champ magnétique, afin de visualiser le profil de Fraunhofer des jonctions. La Figure 105 montre à gauche des mesures faites à 45.5 K , température optimale pour le maximum d'amplitude en tension. Les différentes réponses en tension correspondent à différents courants de polarisation allant de 10 à $100\ \mu\text{A}$ avec un optimum de courant de polarisation à $80\ \mu\text{A}$. On observe une forme de signal caractéristique du profil de Fraunhofer des jonctions. Pour comparaison, on trouve le même type de signal dans des séries de jonctions (Keiji Enpuku et al., 2000), ou dans des SQIF où l'on distingue deux modes de fonctionnement (Shadrin et al., 2008) nommés S et F. Le mode S correspond au mode où

l'on se sert du pic SQIF pour faire de la détection, utilisé pour des très faibles champs magnétiques. Le mode F correspond à un autre mode où l'on se sert du profil de Fraunhofer pour détecter des signaux dont le champ magnétique est moins faible.

On observe que pour certains courants comme par exemple $70 \mu\text{A}$, des variations de tension brusques apparaissent. Ces variations sont dues à un changement de valeur de champ magnétique ambiant, et peuvent être la conséquence d'un changement d'environnement de travail ou du piégeage de vortex. Si ces déformations du signal étaient dues au piégeage de vortex d'Abrikosov, comme nous l'avons vu au chapitre 2, on devrait retrouver les mêmes variations pour d'autres courants de polarisation, étant donné qu'une fois piégées, les vortex ne peuvent être libérés que si l'on remonte la température au-dessus de la transition à l'état normal pour les courants employés. Les mesures ayant été faites à la même température, ce qu'on observe sont des simples perturbations magnétiques dues à un environnement de travail non blindé. Ceci peut être très problématique et il faut avoir en mémoire ce paramètre lorsque l'on essaye de comparer les caractéristiques de différents circuits.

A droite de la Figure 105, un agrandissement montre plus en détail la zone en champ magnétique dans laquelle on travaille habituellement avec les SQIF, autour de la centaine de μT . On s'attend à observer des modulations périodiques, dont la période correspond à une seule surface (celle des Boucles identiques). Ce signal devrait être modulé par le profil de Fraunhofer. Dans cet intervalle de champ magnétique, le profil devrait avoir une allure parabolique.

On observe des modulations périodiques, mais le profil de Fraunhofer n'a pas d'allure de parabole. La modulation du signal périodique semble à première vue perturbée par le champ magnétique. Cependant les mêmes modulations sont reproduites pour différents courants de polarisation. Ceci indiquerait, comme nous l'avons envisagé, que du flux magnétique est piégé ou alors que cette forme de signal est directement liée à la géométrie des boucles du réseau.

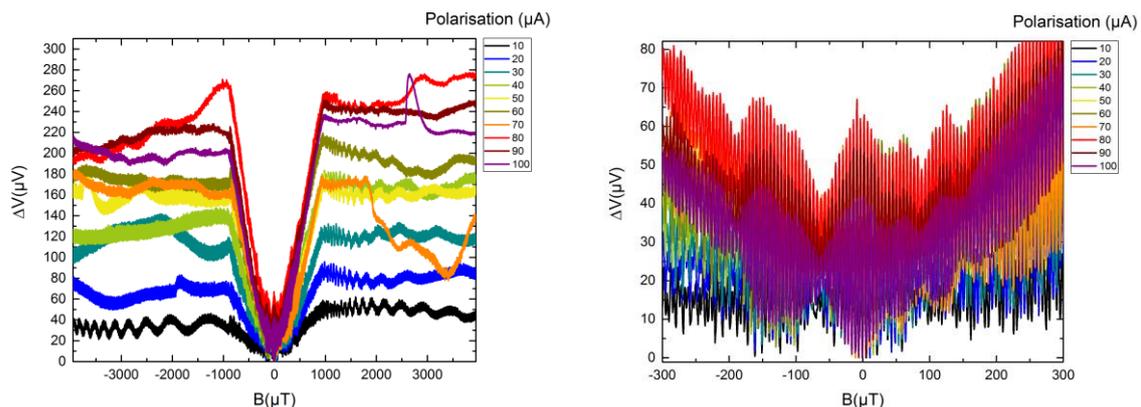


Figure 105 : Réponse en tension d'un motif test de 40 SQUID en série, à la température de 45.5 K et pour différents courants de polarisation. A gauche les mesures effectuées entre -4mT et 4mT et à droite un agrandissement entre $-300\ \mu\text{T}$ et $300\ \mu\text{T}$.

Pour vérifier la nature de la forme des modulations, la transformée de Fourier du signal de tension en fonction du champ appliqué devrait donner des informations utiles. La Figure 106 montre la transformée de Fourier du signal test obtenue à 45.5 K et $80 \mu\text{A}$, point de fonctionnement optimal. L'amplitude de signal non nulle qu'on observe autour de $0 \mu\text{m}^2$

est due à la valeur moyenne en tension du signal mesuré. Cette valeur ne correspond pas à une surface mais plutôt peut être attribuée à tout ce qui est champ magnétique parasite, dû à l'environnement de travail, au circuit de mesure ou à des effets de champ auto induit. Les pics qu'on observe autour de $370 \mu\text{m}^2$ et $430 \mu\text{m}^2$ correspondent à des surfaces. Plusieurs mesures de la surface de boucle du motif test, sur plusieurs puces du wafer permettent de dire qu'en moyenne cette boucle a pour valeur de surface réelle $108.5 \mu\text{m}^2$. Le pic principal dans la transformée de Fourier correspond à une surface de $394 \mu\text{m}^2$. Ainsi le facteur de focalisation qui permet de relier la surface réelle à la surface effective est de 3.5, ce qui est cohérent avec (Clarke & Braginski, 2005b), mais plus faible que ce qui a été mesuré par (Zani et al., 1991) et (Saphia Ouanani, 2015).

Ce qui est intéressant est que cette taille de boucle correspond à la taille maximum de boucle des SQIF présentés précédemment. Dans le cas des SQIF série, nous avons vu que pour faire correspondre la taille de boucle maximale au dernier pic de la transformée de Fourier il fallait un facteur de focalisation de 1.8. En appliquant la même méthode, ici le facteur vaut 3.6. L'espace de piste supraconductrice séparant les SQUID du réseau (paramètre Y) est le même dans les deux cas. Ce qui change entre les deux réseaux est que les plots de connexions électriques, où est faite la microsoudure, ainsi que les pistes de polarisation sont plus rapprochées du réseau dans le cas de SQUID identiques. Les circuits test sont placés là où il restait de la place dans la puce (très souvent proches de pistes d'autres circuits). Les circuits SQIF série ont été volontairement espacés les uns des autres, et faits avec des longues pistes de connexion qui éloignent les réseaux du reste du circuit. Une explication possible est que l'environnement des circuits joue sur la valeur du facteur de focalisation.

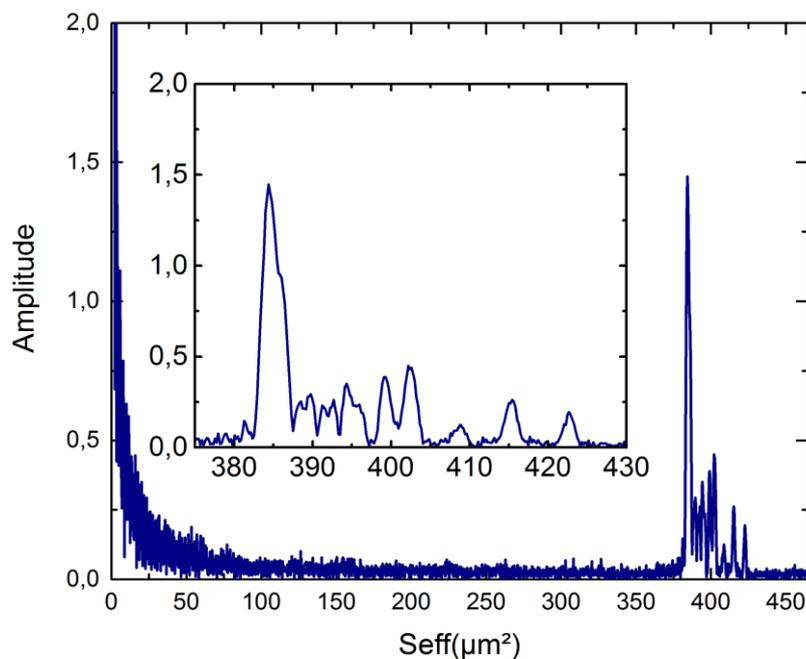


Figure 106 : Transformée de Fourier de la réponse en tension optimale du motif test, obtenue à 45.5 K et 80 μA . En insert un agrandissement des surfaces entre $370 \mu\text{m}^2$ et $430 \mu\text{m}^2$.

En supposant que le pic principal de la transformée de Fourier de la Figure 106 corresponde effectivement à la surface des SQUID identiques du motif test, on peut

s'interroger sur les autres pics présents sur le graphique. Nous avons vu au chapitre 3 que les dimensions des circuits fabriqués n'étaient pas tout à fait fidèles au masque de lithographie et qu'il pouvait y avoir une certaine dispersion dans les dimensions des circuits. Une hypothèse est que les pics pourraient correspondre à des surfaces qui s'écartent légèrement du dessin initial. Une deuxième hypothèse est celle d'un effet de focalisation qui varie au sein du réseau, due aux pistes de circuit proches du réseau. Dans les deux cas nous visualiserons des pics correspondants à des surfaces différentes.

Une modélisation a été effectuée, dans le but de retrouver le profil de la tension en fonction du champ magnétique appliqué. Pour cela, deux expressions sont utilisées, celle qui rend compte du profil de Fraunhofer des jonctions, et celle qui rend compte de la surface d'un SQUID.

Pour les surfaces des SQUIDS la relation suivante est utilisée :

$$V_S = A. \cos \left(\left(\frac{2\pi}{\Phi_0} \right) S_{eff} B \right) \quad (133)$$

Dans cette expression, A est un paramètre d'ajustement. La surface S_{eff} est celle trouvée avec la transformée de Fourier et B est le champ magnétique utilisé pour faire les mesures. Pour le profil de Fraunhofer, l'expression suivante est utilisée :

$$V_F = C. \left| \frac{\sin \left(\pi \frac{S_{eff} B}{\Phi_0} \right)}{\pi \frac{S_{eff} B}{\Phi_0}} \right| \quad (134)$$

Ici C est également un paramètre d'ajustement, B le champ magnétique de mesure et S_{eff} est une surface effective correspondant à la surface des jonctions. La Figure 107 montre en a) la mesure effectuée au point de fonctionnement optimal, de 45.5 K et 80 μ A. En b) est représentée la modélisation de la réponse attendue pour des SQUID identiques ; des modulations périodiques modulées par le profil de Fraunhofer des jonctions. En c) la même modélisation est effectuée en tenant en compte des surfaces correspondant aux pics secondaires de la transformée de Fourier de la Figure 106 . C'est une somme de termes issus de l'expression (133) pondérés. Ce qu'on peut observer est que le nouveau profil de Fraunhofer colle un peu mieux à la forme du signal de la mesure. En d) un agrandissement de c) montre plus en détail les modulations entre -50 et 50 μ T.

Cette méthode de modélisation peut être utilisée pour comprendre la réponse en tension des dispositifs SQIF, bien qu'il ne soit pas possible de déterminer exactement la taille des surfaces réelles des SQUID impliqués dans la réponse en tension. En effet nous ne connaissons pas exactement le facteur de focalisation pour un circuit donné. Nous verrons cependant que cet outil peut être d'une grande aide dans la compréhension des circuits parallèles.

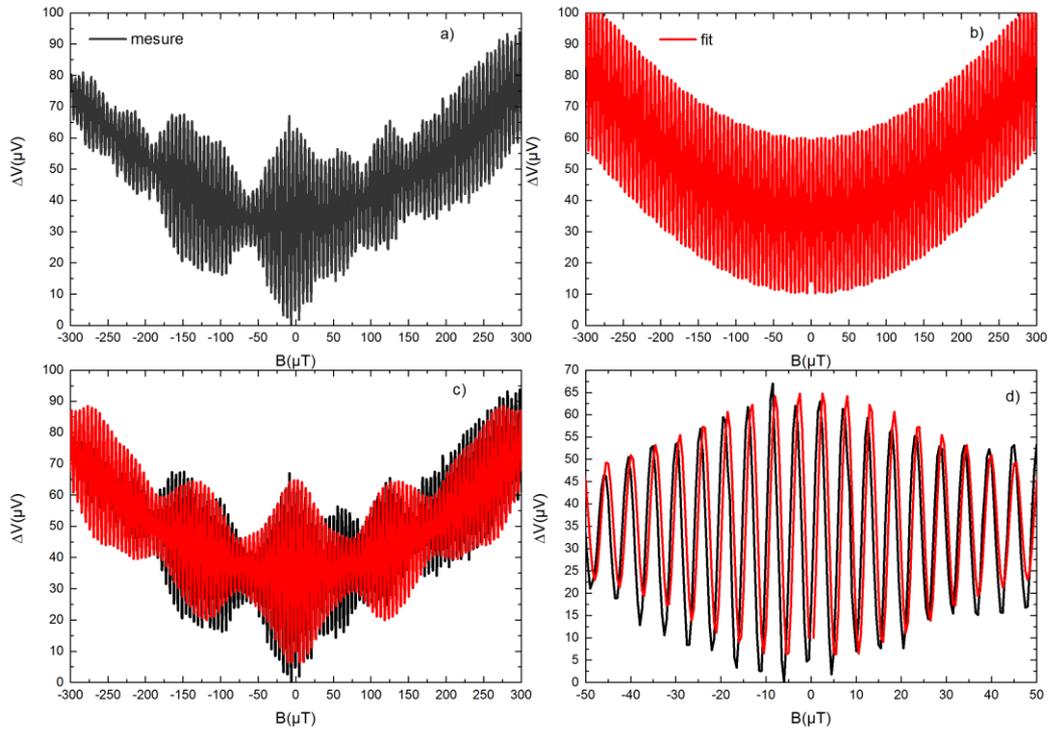


Figure 107: Mesure et modélisation de la réponse en tension du motif test. En a) mesure effectuée au point de fonctionnement optimal de 45.5 K et 80 μA . En b) modélisation prenant en compte une seule surface, celle du pic principal de la transformée de Fourier de la Figure 106. En c) modélisation en prenant en compte toutes les surfaces apparentes dans la transformée de Fourier. En d) agrandissement de c) pour un intervalle de $-50 \mu\text{T}$ à $50 \mu\text{T}$.

Outre l'utilité du motif test pour vérifier l'effet de l'irradiation ionique sur les jonctions, ce motif sert aussi de comparaison avec le SQIF de 40 SQUID en série présenté précédemment. Les surfaces des SQUID identiques correspondent à la surface maximum du SQIF série. La Figure 108 montre les réponses en tension du motif test et du SQIF série aux points de fonctionnement optimaux, 45.5 K et 80 μA pour le motif test et 50 K et 70 μA pour le SQIF. On observe une grande différence en pente et amplitude.

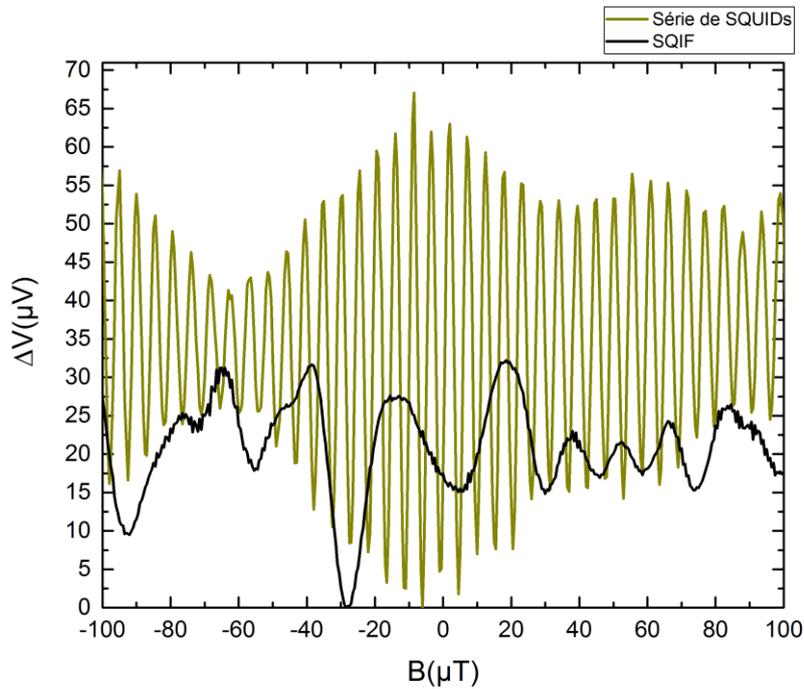


Figure 108 : Réponse en tension du motif test et du SQIF de 40 SQUID en série aux point optimaux de fonctionnement, 45.5 K et 80 μA pour le motif test et 50 K et 70 μA pour le SQIF.

Le tableau suivant reprend les caractéristiques DC des deux dispositifs présentés. Comme nous l'avons observé à la Figure 108 il y a une grande différence en amplitude entre la série de SQUID et le SQIF. En effet pour les amplitudes il y a un facteur 2.1 et pour les pentes un facteur 6.8. Si la perte d'amplitude était uniquement due à l'environnement magnétique comme nous l'avons vu précédemment, les deux facteurs devraient être similaires. Une étude effectuée (S. M. Wu, Cybart, Anton, & Dynes, 2013) montre par simulation que les séries de surfaces identiques ont meilleure pente que les SQIF série. A l'opposé, des mesures expérimentales indiquent que les SQIF sont plus sensibles que les séries des SQUID identiques (Shadrin et al., 2007).

Dans notre cas le tableau suivant nous dit qu'au point de fonctionnement optimal, la série de SQUID identiques avait un plus grand nombre de jonctions actives, car la résistance normale est plus élevée que celle du SQIF. Une autre explication est que ce réseau avait des jonctions n'ayant pas transité à la température optimale. Les deux réseaux ayant même nombre de jonctions, et la série de SQUID identiques une amplitude plus importante, la première hypothèse semble plus adaptée. Il se pourrait que la différence d'amplitude soit liée à cet effet.

Une autre hypothèse est l'écart des températures de fonctionnement. Le produit $R_n I_c$ d'une jonction irradiée peut augmenter lorsque l'on descend en température, dans notre cas nous avons 4.5 K de différence entre les deux mesures, ce qui peut expliquer les différences d'amplitude et sensibilité.

Il semble difficile de conclure quant aux performances des séries de SQUID identiques comparées aux SQIF série. L'incertitude des caractéristiques des jonctions, directement liée au processus d'irradiation ne permet pas une comparaison directe des deux types de réseau. Si l'on devait effectuer un choix, le SQIF reste le seul type de réseau de jonctions

permettant de faire des mesures absolues de champ magnétique, et permet d'obtenir une plus grande dynamique. Dans ce sens, ce serait ce type de réseau le plus performant.

Tableau 10 : Caractéristiques d'un SQIF et d'une série de SQUID identiques

N = 40	SQIF	Série de SQUID
T_{opt} (K)	50	45.5
I_{opt} (μA)	70	80
I_c (μA)	35	40
R_n (Ohm)	13.4	19.2
$R_n I_c$ (μV)	469	768
ΔV_{max} (μV)	31	66.9
V_B (V/T)	4.4	29.8

La transformée de Fourier permet d'analyser la réponse SQIF, et donne des indications quant aux surfaces des SQUIDs qui participent à la réponse SQIF.

Une série de SQUIDs identiques a montré plus d'amplitude et sensibilité qu'un SQIF.

5.1.3 FACTEUR DE FOCALISATION DE RÉSEAUX SÉRIE

Lorsque l'on connecte des SQUID en série, on peut se demander quel doit être la distance minimale ou maximale qui sépare deux boucles consécutives. On peut supposer que des boucles trop rapprochées pourraient générer des effets de couplage indésirables entre des SQUID successifs, et que des espaces larges entre les boucles peuvent servir comme focalisateurs de flux de champ magnétique, améliorant ainsi les performances du réseau entier. Afin d'étudier ces paramètres, une puce a été conçue avec des SQIF série, ayant le même nombre de SQUID et les mêmes tailles de surfaces. C'est le réseau correspondant à N=50 déjà présenté dans la partie 5.1.1 qui a été repris pour cette étude. Pour cette nouvelle puce, l'espacement entre les boucles de chaque réseau varie de $2\mu m$, à $5\mu m$, puis $5\mu m$ à $50\mu m$ par pas de $5\mu m$. C'est le paramètre Y que l'on peut observer à la Figure 109. Dans ce qui suit, seuls les 6 premiers réseaux ont pu être mesurés, ce qui équivaut à un paramètre $Y = 25\mu m$ pour la valeur maximale de Y.

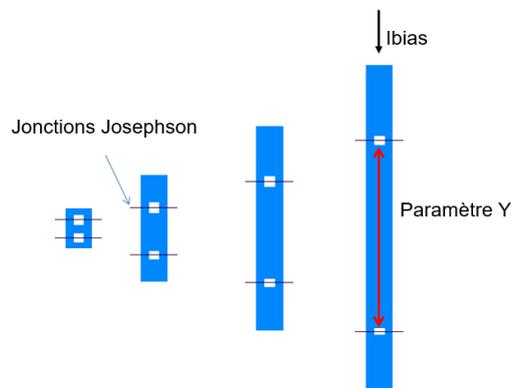


Figure 109 : Schéma montrant le paramètre de variation Y. C'est l'espace de piste supraconductrice entre deux boucles SQUID et cet espace varie entre différents SQIF. Sur cette figure sont seulement représentés 4 réseaux.

La Figure 110 montre les caractéristiques en tension au point de fonctionnement optimal de 6 réseaux de 50 SQUID en série avec le paramètre Y variant de $2 \mu\text{m}$ à $25 \mu\text{m}$. On observe que le réseau correspondant à $Y=2 \mu\text{m}$ est celui qui montre la plus petite pente et amplitude et celui correspondant à $Y=10 \mu\text{m}$ montre la plus forte pente et amplitude. Les autres réponses semblent similaires. Afin de comparer plus en détail les circuits, le Tableau 11 récapitule les caractéristiques de chaque réseau. On observe 2 K de différence entre les températures de fonctionnement des 6 réseaux, $30 \mu\text{A}$ dans les courants de polarisation et $15 \mu\text{A}$ dans les courants critiques.

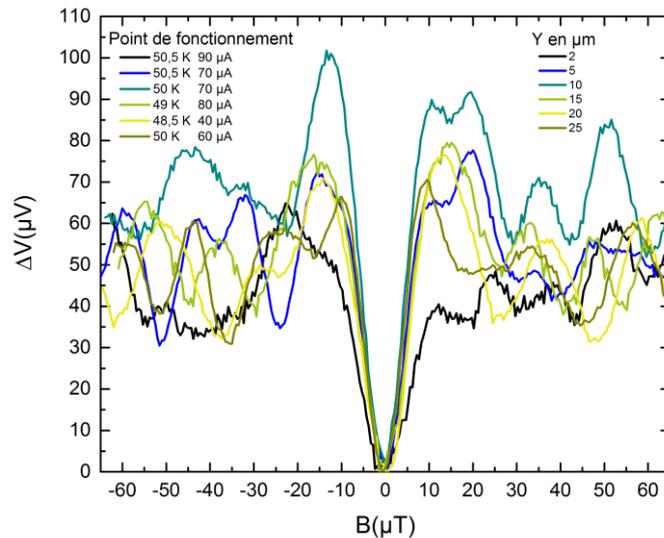


Figure 110 : Réponses en tension de 6 réseaux de 50 SQUID en série avec Y variant de $2 \mu\text{m}$ à $25 \mu\text{m}$.

En analysant le Tableau 11, on observe que les SQIF correspondant à $Y=2\mu\text{m}$ et $Y=10\mu\text{m}$ ont quasiment la même résistance normale au point de fonctionnement optimal, ainsi que des températures de fonctionnement similaires. Cependant la tension caractéristique n'est pas la même, et cette différence est due à des valeurs de courants critiques différents. On peut donc constater l'effet de la dispersion des courants critiques entre les deux réseaux.

Il est possible que la dispersion des courants critiques ne soit pas seule à l'origine de la diminution de la sensibilité et amplitude du signal DC. $Y=2 \mu\text{m}$ est un cas critique où les boucles du réseau se trouvent très rapprochées, il est très probable que le couplage entre les SQUID du réseau soit très important et à l'origine de la dégradation du signal. Il a été calculé qu'une distance de $14 \mu\text{m}$ séparant deux SQUID dans un réseau est nécessaire pour négliger les couplages entre deux boucles successives (S. Ouanani et al., 2016).

En comparant maintenant le réseau correspondant à $Y=10 \mu\text{m}$ et $Y=25 \mu\text{m}$ nous avons des tensions caractéristiques similaires et des résistances normales proches. On constate des sensibilités proches mais des amplitudes différentes d'un facteur 1.4. Ce facteur peut être simplement dû à l'environnement magnétique de travail. D'ailleurs s'il est vrai que des paramètres Y grands augmentent l'effet de focalisation du réseau, paradoxalement il serait normal de voir l'amplitude en tension diminuer, car étant plus sensible au champ magnétique on est aussi plus sensible à un environnement de travail bruyant qui dégrade le signal DC.

La Figure 111 montre les caractéristiques d'amplitude maximale et sensibilité en fonction du paramètre Y. Dans cette figure il apparaît que $Y=10 \mu\text{m}$ est une valeur optimale pour l'amplitude et la sensibilité. Pour des valeurs inférieures, le couplage entre les SQUIDs du réseau intervient et dégrade les caractéristiques DC. Pour des valeurs supérieures, on s'attendrait à ce qu'amplitude et sensibilité augmentent ou restent constantes, mais pas à une diminution. L'hypothèse d'une forte sensibilité à un environnement électromagnétique bruyant peut expliquer cette diminution.

Tableau 11 : Caractéristiques DC de 6 SQIF série avec $N=50$, et le paramètre Y variant de 2 à 25 μm .

N=50	$Y_{s2\mu\text{m}}$	$Y_{s5\mu\text{m}}$	$Y_{s10\mu\text{m}}$	$Y_{s15\mu\text{m}}$	$Y_{s20\mu\text{m}}$	$Y_{s25\mu\text{m}}$
T_{opt} (K)	50.5	50.5	50	49	48.5	50
I_{opt} (μA)	90	70	70	80	70	60
I_c (μA)	45	35	35	40	35	30
R_n (Ohm)	27.2	29.2	28.2	28.9	31.6	31.6
$\frac{R_n}{N}$ (Ohm)	0.53	0.57	0.55	0.58	0.62	0.62
$R_n I_c$ (μV)	1224	1022	987	1156	1106	948
$\frac{R_n I_c}{N}$ (μV)	24.48	20.44	19.74	23.12	22.12	18.96
ΔV_{max} (μV)	44.5	67.8	94.9	77.2	73.1	67.8
V_B (V/T)	5.6	9.4	12.6	9.75	9.1	11.1

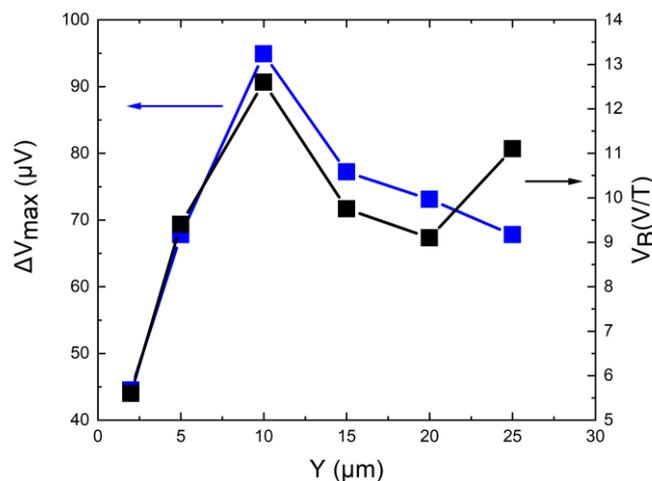


Figure 111 : Caractéristiques de SQIFs de 50 SQUID en série avec Y comme paramètre de variation. En bleu amplitude maximale en fonction de Y, et en noir sensibilité.

D'après la transformée de Fourier, on peut observer sur la Figure 112 que mis à part le réseau correspondant à $Y = 2 \mu\text{m}$, tous les réseaux ont des réponses similaires. Ce ne sont pas toujours les mêmes surfaces qui répondent mais elles sont selon une même distribution. La courbe noire correspondant à $Y = 2 \mu\text{m}$ est légèrement décalée par rapport aux autres, ce qui équivaut à un facteur de focalisation légèrement plus faible. En insert de la figure, pour comparaison est représenté la transformée de Fourier correspondant à $Y = 2 \mu\text{m}$ en $Y = 10 \mu\text{m}$, sur ces deux graphiques on distingue un décalage des surfaces.

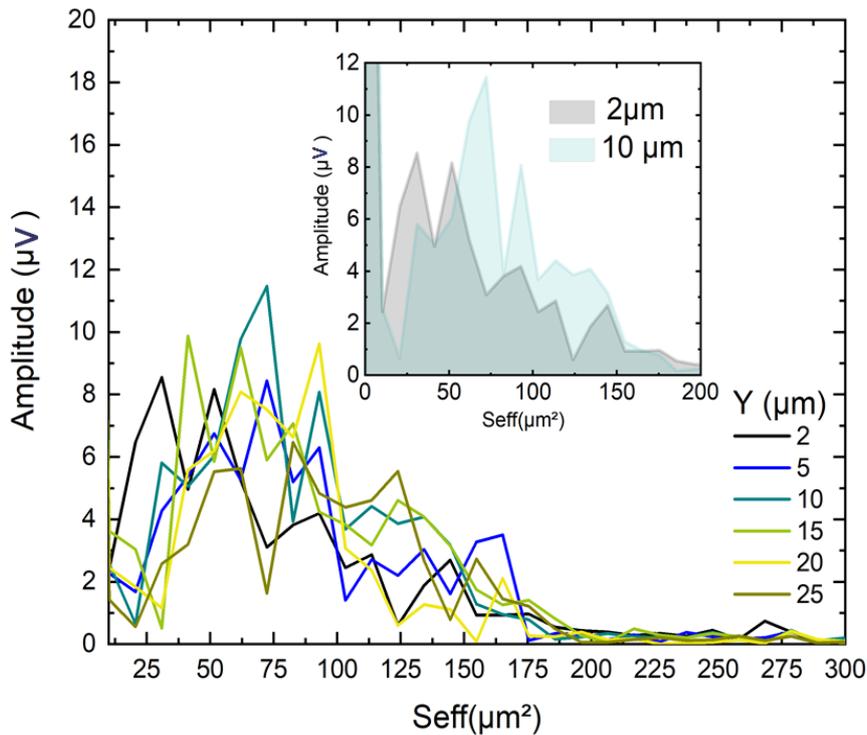


Figure 112 : Transformée de Fourier de 6 réseaux de 50 SQUID en série avec Y variant de $2 \mu\text{m}$ à $25 \mu\text{m}$. En insert comparaison de cas $Y = 2 \mu\text{m}$ et $Y = 10 \mu\text{m}$

La Figure 113 montre des simulations faites à l'aide du logiciel 3D MLSI. Cet outil permet de calculer l'inductance de circuits supraconducteurs et aussi de visualiser les courants lorsque l'on applique un courant de polarisation et/ou un champ magnétique. L'outil ne permet pas d'introduire des jonctions Josephson. C'est la raison pour laquelle elles sont représentées symboliquement sur les figures par des traits noirs en pointillés, à titre explicatif. Le paramètre PSI dans les graphiques correspond aux courants dans la structure. PSI comprend les courants appliqués ainsi que les courants d'écrantage générés lorsqu'un champ magnétique est appliqué. En haut à gauche de la figure est représenté un SQIF de 10 SQUID en série (on a choisi une structure de 10 boucles afin de travailler avec des temps de calcul raisonnables). La flèche noire représente le sens du courant de polarisation.

Pour cette simulation on applique un courant de polarisation de $50 \mu\text{A}$ et un champ magnétique de $100 \mu\text{T}$ (le résultat est le même pour des champs magnétiques plus faibles). Si l'on se réfère à l'échelle de couleur, on voit dans le graphique montrant le réseau entier que dans les conditions de simulation on génère des forts courants d'écrantage entre les boucles SQUID, et les parties qui contiennent les jonctions semblent distribuées en courant de manière homogène. Pour voir plus clairement les distributions de courant, sur cette figure sont aussi représentées les premières boucles des réseaux correspondant à $Y = 2 \mu\text{m}$, $Y = 5 \mu\text{m}$ et $Y = 10 \mu\text{m}$. En regardant de plus près on peut observer que les courants ne sont pas tout à fait distribués de façon homogène tout le long de la jonction. Pour ce qui est des courants d'écrantage, on observe que lorsque le paramètre Y augmente, la valeur maximale de PSI augmente également.

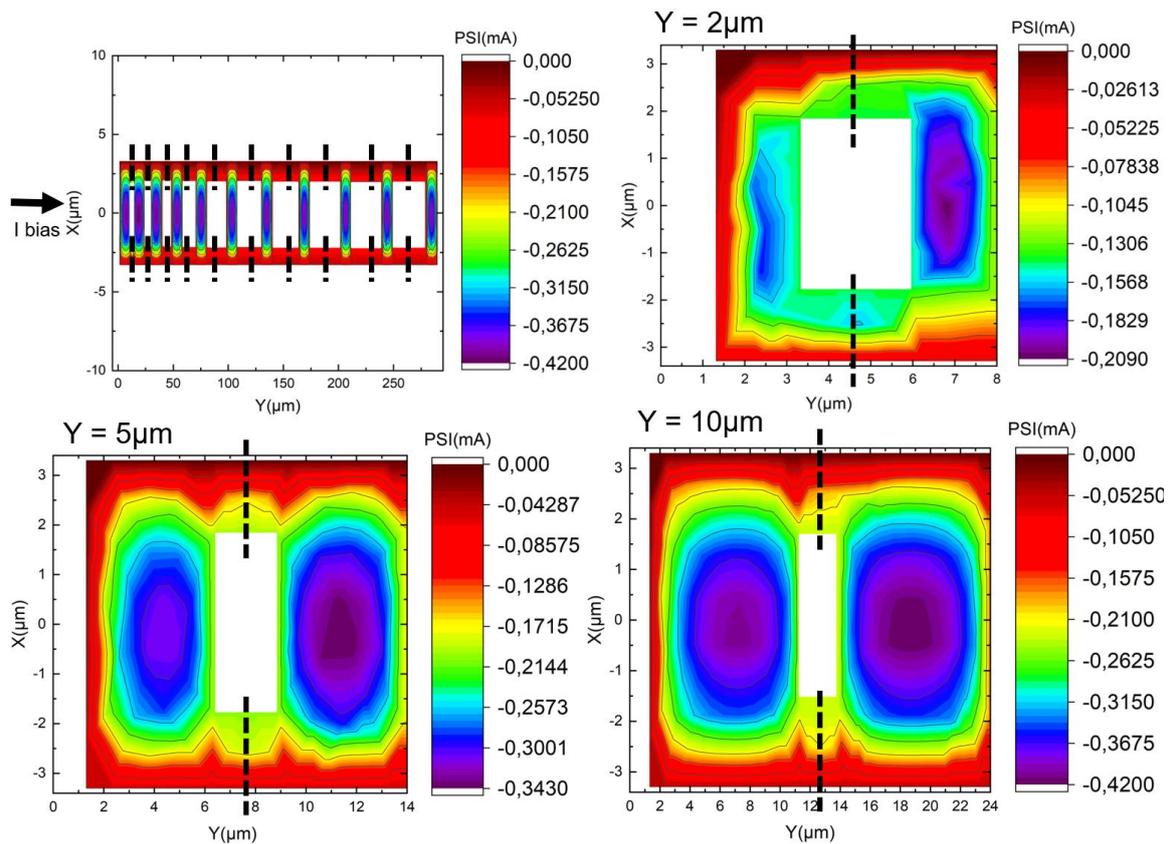


Figure 113 : Simulations 3D MLSI d'un circuit série auquel on applique un courant de $50 \mu\text{A}$ et un champ magnétique de $100 \mu\text{T}$. En haut à gauche est représenté un réseau série de 10 SQUID, les flèches noires représentent le sens du courant de polarisation et le trait en pointillés représentent les jonctions Josephson. En haut à droite, agrandissement sur la première boucle du réseau pour $Y = 2 \mu\text{m}$, en bas à gauche même agrandissement pour $Y = 5 \mu\text{m}$ et en bas à droite même agrandissement pour $Y = 10 \mu\text{m}$.

Si l'on observe la dernière surface du réseau, prenons le cas $Y = 10 \mu\text{m}$ par exemple, on peut voir sur la Figure 114 que, cette fois ci, les courants traversant les jonctions sont presque homogènes, et ils ne sont plus perturbés par les courants d'écrantage. Il existe encore une petite différence entre la distribution de courant traversant la jonction en haut et celle traversant la jonction du bas. Ceci est dû au fait que dans 3D MLSI, lorsque l'on applique uniquement un courant de polarisation, la structure n'ayant pas d'élément résistif, le courant traverse une seule branche du réseau. Lorsque l'on applique un champ magnétique les courants d'écrantage se superposent au courant de polarisation. C'est ce qu'on visualise sur la jonction haute de la dernière surface, l'échelle de couleur indique que sur le bord il y a zéro courant, car seuls les courants d'écrantage circulent, tandis que pour la branche du bas les courants d'écrantage se superposent au courant de polarisation appliqué.

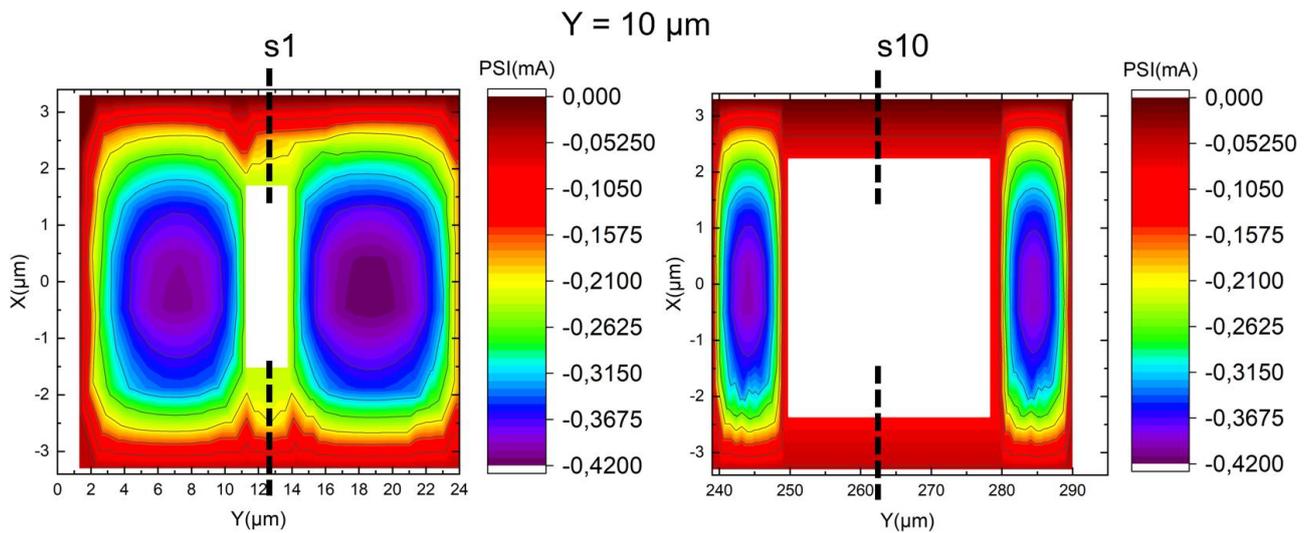


Figure 114 : Simulation 3D MLSI pour un courant de polarisation de $50 \mu\text{A}$ un champ magnétique de $100 \mu\text{T}$, et pour un paramètre Y de $10 \mu\text{m}$. A gauche est représentée la première surface du réseau et à droite la dernière.

Ces simulations nous aident à comprendre les mesures de la Figure 111. On constate que lorsque Y augmente, les courants d'écrantage augmentent aussi. Dans certains cas, le courant n'est pas uniformément distribué le long de la jonction comme on l'observe à la Figure 113. Lorsque l'on applique un courant de polarisation, les jonctions seront mal polarisées à cause de ce gradient de courant, ce qui permet d'expliquer la dégradation des caractéristiques qu'on observe à la Figure 111 lorsque Y augmente.

La Figure 115 montre des caractéristiques de résistance en fonction de la température pour les 6 réseaux étudiés. On observe une augmentation de la valeur de la résistance normale lorsque Y augmente. Ceci peut être interprété de la façon suivante : Si les valeurs de courant d'écrantage augmentent avec le paramètre Y , à même courant de polarisation les jonctions sont différemment alimentées. Etant donné que la résistance normale des jonctions irradiées dépend du courant de polarisation, lorsque l'on effectue des mesures $R(T)$ avec le même courant de $10 \mu\text{A}$ pour tous les dispositifs, et lorsque Y augmente, ce que l'on visualise est la superposition des courants d'écrantage et de polarisation. Bien que nous n'appliquions pas de champ magnétique lors des mesures $R(T)$, le champ magnétique ambiant, ou des champs auto induits peuvent suffire à créer des faibles courants d'écrantage qui viendront se superposer à ceux appliqués. Quelques paragraphes plus haut, nous avons constaté une dispersion dans les courants critiques des réseaux correspondant à $Y = 2 \mu\text{m}$ et $Y = 10 \mu\text{m}$. On peut penser qu'en réalité ce sont des gradients de courant qui perturbent le fonctionnement des jonctions Josephson.

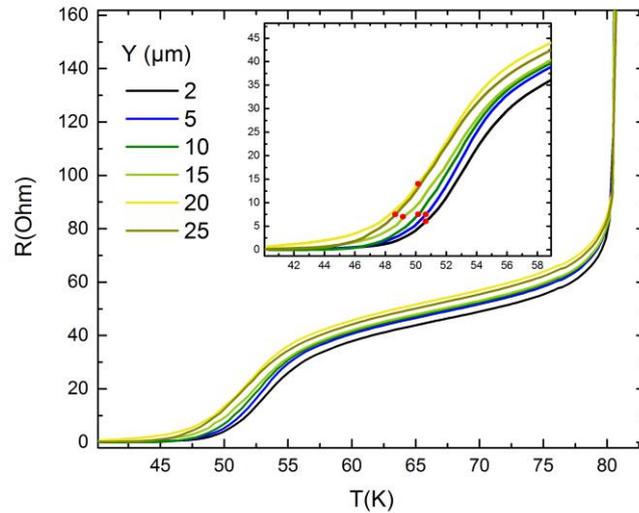


Figure 115 : Caractéristiques $R(T)$ pour des réseaux série de 50 SQUID avec le paramètre Y variant de $2\mu\text{m}$ à $25\mu\text{m}$. Les points rouges correspondent aux points de fonctionnement optimaux des réseaux.

Pour clore l'étude des réseaux série nous pouvons comparer deux réseaux identiques d'après le masque de lithographie. Ce sont des réseaux de 50 SQUID, le premier, en rouge sur la Figure 116 est celui présenté à la partie 5.1.1 lors de l'étude de la mise en série. Le deuxième réseau en noir est celui correspondant à $Y = 10\mu\text{m}$ dans ce qui précède.

On observe des amplitudes et sensibilités différentes, mais de même rapport. 1.7 pour l'amplitude et 1.9 pour la sensibilité. Pour ce qui est des points de fonctionnement, les températures et résistances normales sont proches, mais pas les tensions caractéristiques. Le paramètre Y étant identique dans les deux cas, on peut supposer cette fois ci que la dispersion dans les courants critiques est à l'origine de ces différences, peut être aussi couplée à l'environnement magnétique de travail.

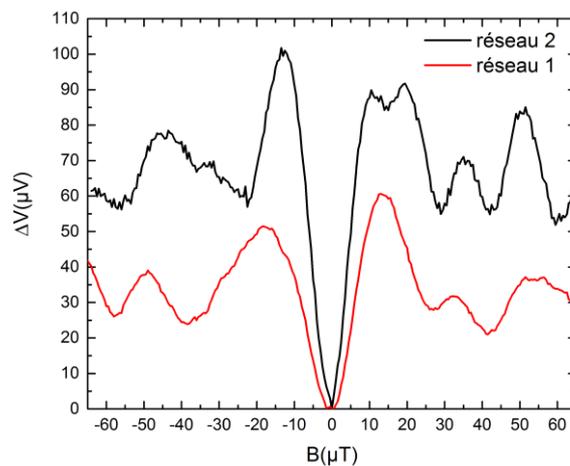


Figure 116 : Deux SQIF série, avec $N=50$, les réseaux sont identiques et appartiennent à deux puces différentes, issues d'un même wafer.

Malgré une différence d'amplitude, on peut remarquer que les variations des deux caractéristiques $V(B)$ sont similaires. Le Tableau 12 résume les caractéristiques DC. On constate que les deux réseaux ont quasiment la même température optimale et résistance

normale. Ce qui change est la tension caractéristique, et surtout le courant critique, qui est certainement à l'origine des différences d'amplitude et sensibilité. La dispersion des courants critiques ne permet pas de reproduire l'amplitude et la sensibilité d'un SQIF série, mais le comportement en réponse à un champ magnétique est similaire. Cependant pour dire que le processus de fabrication est reproductible ou non, il faudrait mesurer des circuits identiques fabriqués sur d'autres wafers.

Tableau 12 : deux réseaux identiques de 50 SQUID en série

N = 50	Réseau 1	Réseau 2
T_{opt} (K)	50.5	50
I_{opt} (μA)	100	70
I_c (μA)	50	35
R_n (Ohm)	29	28.2
$\frac{R_n}{N}$ (Ohm)	0.58	0.55
$R_n I_c$ (μV)	1450	987
$\frac{R_n I_c}{N}$ (μV)	29	19.74
ΔV_{max} (μV)	56	94.9
V_B (V/T)	6.25	12.6

Les analyses des caractéristiques montrent qu'il subsiste des difficultés pour obtenir des circuits reproductibles à cause de la dispersion des courants critiques. Cependant deux circuits d'un même wafer mais dans des puces différentes montrent les mêmes variations de tension en fonction du champ magnétique appliqué. Pour conclure quant à la reproductibilité du processus il faudrait mesurer des circuits identiques dans des wafers différents.

Le paramètre Y a une influence sur l'amplitude et la sensibilité. Ce paramètre ne doit pas être inférieur à 10 μm car le couplage entre les SQUIDs n'est plus négligeable. Au-delà une légère dégradation apparaît, qui pourrait être due à une forte sensibilité à l'environnement électromagnétique bruyant ou à un gradient de courant le long de la jonction Josephson.

Des gradients de courant ont été observés par simulation, ils sont dus aux courants d'écrantage. On observe une augmentation de la valeur de la résistance normale avec Y. Les simulations montrent que les courants d'écrantage augmentent avec Y et ce sont eux qui peuvent être à l'origine des variations de R_n .

5.2 SQIF PARALLÈLE

5.2.1 MISE EN PARALLÈLE

Une étude similaire à celle des SQIF série a été menée, mais cette fois ci avec des SQUID en parallèle. Afin de pouvoir comparer les deux configurations de réseaux, les mêmes tailles de boucle ont été reproduites, avec le même nombre de SQUID. La Figure 117 montre le détail de la puce contenant les 20 SQIF parallèles en a). En b) et c) un agrandissement montre le premier réseau de $M=10$ SQUID en parallèle, avec mise en évidence des surfaces

minimum et maximum qui sont les mêmes pour les 20 réseaux. En d) le paramètre Y est défini, ainsi que le paramètre de variation x_t entre deux surfaces successives. Tous les réseaux possèdent quatre contacts permettant de les polariser individuellement comme on peut le voir sur la Figure 117 b). Il est aussi possible de polariser plusieurs réseaux simultanément via la ligne de polarisation qui relie tous les réseaux en leur milieu comme on peut le voir sur la Figure 117 a).

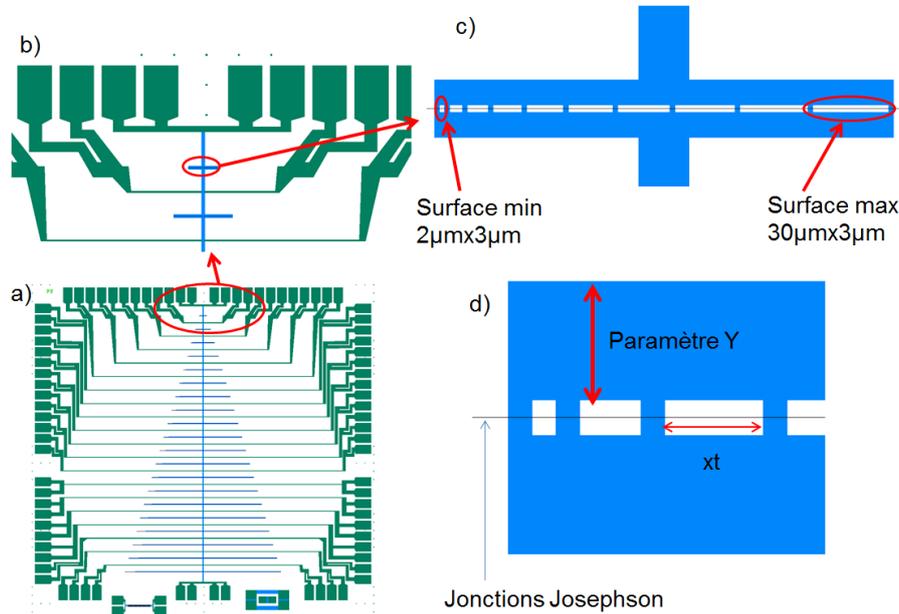


Figure 117 : Puce contenant des SQIF parallèles avec un nombre M croissant de SQUID. En a) La puce entière avec 20 SQIF parallèles, allant de 10 à 200 SQUID par pas de 10. En b) agrandissement sur les deux premiers réseaux. En vert les contacts en or pour les connexions électriques. En c) agrandissement du réseau de 10 SQUID avec mise en évidence des surfaces minimum et maximum. En d) agrandissement sur une partie du réseau et mise en évidence du paramètre Y et du pas de variation entre deux surfaces successives x_t .

La recherche du point de fonctionnement d'un réseau parallèle est plus compliquée que celle d'un réseau série. La température de fonctionnement optimale correspond à une température de fonctionnement commune à une majorité de jonctions dans le réseau. Selon que le réseau soit en parallèle ou en série, les mesures $R(T)$ ne donnent pas la même information.

Pour les réseaux série, s'il y a de la dispersion dans les températures de fonctionnement des jonctions du réseau, alors lors des mesures $R(T)$ on mesurera la transition en température la plus basse pour l'ensemble de jonctions du réseau. Ceci donne la valeur de départ des mesures en température lorsque l'on cherchera le maximum d'amplitude et de sensibilité. D'après l'expérience, le point de fonctionnement en température n'est pas très éloigné de cette valeur. Si l'on se reporte à la Figure 115, on peut voir que le point de fonctionnement optimal se trouve toujours à une température supérieure à la transition en température T_j .

Pour un réseau parallèle, la mesure $R(T)$ donne la plus haute transition des jonctions du réseau, masquant ainsi les autres transitions. Il est alors difficile de restreindre l'intervalle de mesure en température et il faut faire beaucoup plus de mesures pour trouver le point de fonctionnement. La Figure 118 montre des caractéristiques $R(T)$ pour des réseaux parallèles dont on parlera plus loin, il s'agit de réseaux identiques avec le paramètre Y qui

augmente. Comme pour les réseaux série on observe une augmentation de résistance normale avec Y qu'on explique aussi par une distribution non homogène des courants. Nous verrons que les réseaux parallèles ont une distribution de courants de polarisation plus complexe que les réseaux série. Les points rouges montrent les points de fonctionnement optimaux en température pour chaque réseau. Pour les réseaux parallèles, on observe que les points de fonctionnement sont tous plus bas en température que la transition globale du réseau, à l'inverse des réseaux série.

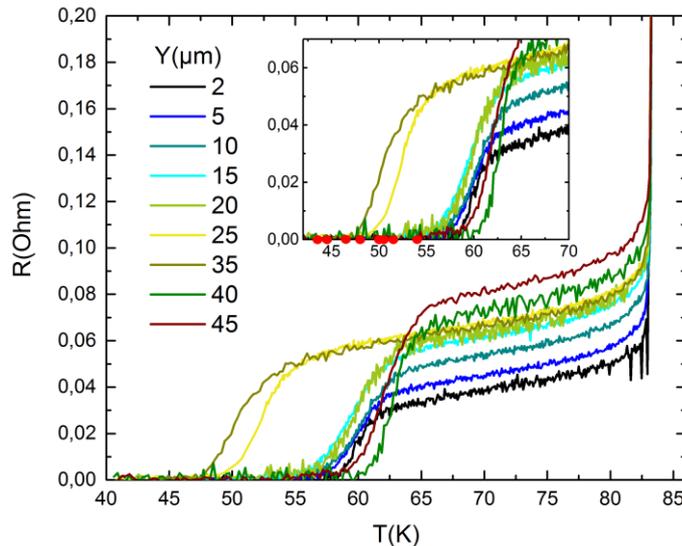


Figure 118 : Caractéristiques de résistance en fonction de la température, pour des réseaux parallèles. Les points rouges correspondent aux points de fonctionnement où les caractéristiques DC sont optimales.

Dans le cas des SQIF série, dès la mise en série de 10 SQUID, on voit apparaître un pic SQIF. Plus le nombre de SQUID en série augmente, plus le pic est distinct comme on peut le voir sur la Figure 96. Les réseaux parallèles ont un comportement différent et inattendu.

La Figure 119 montre les caractéristiques tension en fonction du champ appliqué de 6 réseaux parallèles avec un nombre M croissant de SQUID en parallèle, pour $M = 10, 30, 40, 50, 80, 100$. Ces réponses correspondent à un point de fonctionnement en courant et température qui donne un maximum d'amplitude du signal. Ce que l'on peut observer est qu'aucun réseau n'a une réponse qui ressemble à celle d'un SQIF. De plus, à partir de $M = 30$ toutes les réponses se ressemblent, avec un maximum à environ $35 \mu\text{T}$ et deux « pseudo-pics » de part et d'autre. Des zones grisées montrent ces parties des caractéristiques. La caractérisation des réseaux parallèles est différente des réseaux série. On trouve le point de fonctionnement des réseaux série en trouvant le maximum d'amplitude ΔV_{DC} . Pour les réseaux parallèles ce critère n'est plus pertinent, étant donné qu'un pic SQIF n'est pas clairement identifié. En plus de la recherche du maximum d'amplitude, un contrôle visuel permet de définir ce qui se rapproche le plus d'une réponse SQIF. Pour ce qui est de la sensibilité, on cherche la valeur maximale de dérivée de tension par rapport au champ magnétique. Dans la Figure 119, les réponses montrées sont celles qui ont été estimées comme celles qui ressemblent le plus à une réponse SQIF, et c'est cette méthode visuelle qui sera employée quand un pic ne sera pas clairement distinct comme c'est le cas des réseaux série par exemple.

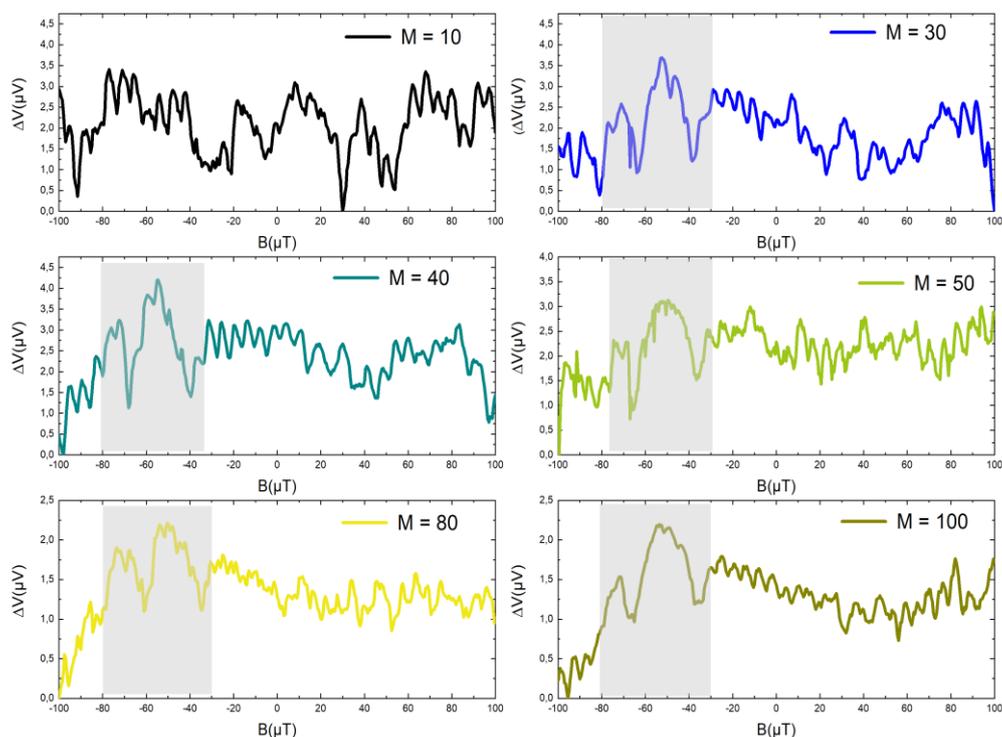


Figure 119 : Caractéristiques tension en fonction du champ appliqué pour 6 SQIF parallèles avec $M = 10, 30, 40, 50, 80$ et 100 SQUID en parallèle.

Comme pour l'analyse des réseaux série, le Tableau 13 donne les caractéristiques DC de chaque réseau. On observe un point de fonctionnement en température plus bas que pour les réseaux série, et une dispersion dans les températures de fonctionnement de 2.5 K.

Pour ce qui est des courants de polarisation optimaux, mis à part pour le réseau correspondant à $M=10$, les valeurs de courant semblent constantes et autour de 1 mA, ce qu'on observe également en haut à droite de la Figure 120. On s'attendrait à ce que le courant de polarisation augmente lorsque le nombre de SQUID en parallèle augmente, comme l'indique la ligne rouge en pointillés.

En comparaison avec les réseaux série, les courants de polarisation se situaient entre 70 et 90 μA , et les courants critiques étaient estimés autour de 45 μA . Avec ces valeurs on s'attend à polariser un réseau de 50 SQUID en parallèle avec un courant dépassant les 3 mA, et des courants de plus en plus forts lorsque le nombre de boucles en parallèle augmente. Ce qu'on observe est qu'en plus d'avoir un courant de polarisation presque constant autour de 1 mA, les courants critiques estimés diminuent avec le nombre de jonctions en parallèle. Ceci suggère que seule une part des jonctions est active dans le réseau et participe à la réponse en tension, quel que soit le nombre de SQUID dans le réseau parallèle au-delà de 10, ou de la longueur de réseau correspondante à 200 μm dans le cas $N = 10$. Ceci pourrait expliquer la ressemblance des caractéristiques en tension de la Figure 119. A cause de la diminution des courants critiques, la tension caractéristique par SQUID en bas à gauche de la Figure 120 diminue lorsque M augmente. En ce qui concerne la sensibilité et l'amplitude, on constate en haut à gauche de la figure que les deux paramètres diminuent avec M . Pour l'amplitude on s'attend à une valeur constante et pour la sensibilité on s'attend à la voir croître avec M .

Dans la Figure 120, les lignes en pointillés nous indiquent le comportement théorique attendu, estimé d'après les lois d'échelle indiquées au Tableau 5 (chapitre 2). Contrairement aux réseaux série, on constate une dégradation des caractéristiques par rapport aux valeurs attendues, lorsque le nombre M de SQUIDs en parallèle augmente.

Tableau 13 : Caractéristiques DC de réseaux de SQUID parallèles.

N	10	20	30	40	50	80	100
T_{opt} (K)	44.5	46.5	44.5	44.5	45	46.5	47 K
I_{opt} (μA)	540	900	920	1040	1250	1000	1020
I_c (μA)	270	450	460	520	625	500	510
I_c/M (μA)	27	22.5	15.3	13	12.5	6.25	5.1
R_n (Ohm)	0.13	?	0.045	0.032	0.026	0.018	0.01
$R_n * M$ (Ohm)	1.3	?	1.35	1.28	1.3	1.44	1.5
$R_n I_c$ (μV)	3.51	?	0.69	0.4	0.32	0.1	0.08
ΔV_{max} (μV)	3.2	1.3	3.7	4.1	3	2.2	2.2
V_B (V/T)	0.67	0.42	0.75	0.74	0.69	0.36	0.33

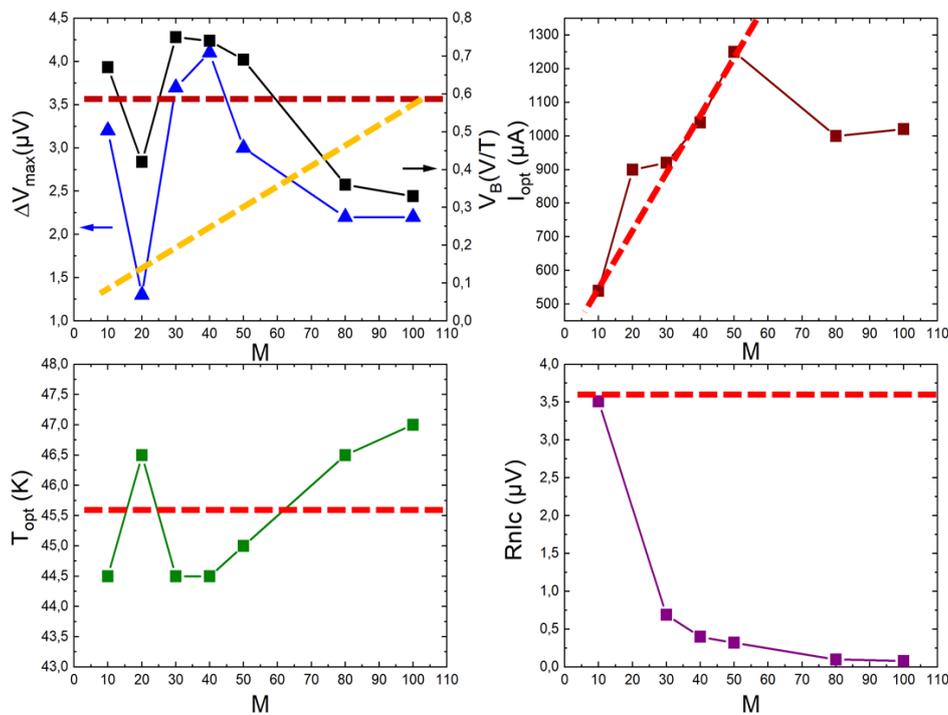


Figure 120 : Paramètres de SQIFs parallèles en fonction du nombre M croissant de SQUIDs. En haut à gauche, amplitude en bleu et sensibilité en noir. En haut à droite courant optimal de fonctionnement, en bas à gauche température optimale de fonctionnement et en bas à droite produit $R_n I_c$ par SQUID. En pointillés sont représentés les comportements attendus. En haut à gauche, les pointillés rouges correspondent à l'amplitude et les pointillés oranges à la sensibilité.

Afin de comparer les résistances normales des jonctions des réseaux parallèles avec celles des réseaux série, le Tableau 14 récapitule les valeurs de résistance à 67.5 K, avant les transitions des réseaux. Pour les réseaux série nous avons relevé des valeurs autour de 2 Ohm par jonction. Pour les réseaux parallèles on observe que cette valeur par jonction reste constante lorsque le nombre de boucles en parallèle augmente, mis à part pour le réseau $M=20$. Ce réseau avait une transition en température très élevée lors de la mesure $R(T)$, par rapport aux autres réseaux. Par conséquent il n'était pas possible d'extraire correctement la valeur de résistance normale.

Tableau 14 : Résistance normale de réseaux parallèles à 67.5 K

N	10	20	30	40	50	80	100
R_n	0.22	0.068	0.08	0.062	0.05	0.033	0.024
$R_n \cdot M$	2.2	1.36	2.4	2.48	2.5	2.64	2.4

5.2.2 DISTRIBUTION INHOMOGÈNE DE COURANT DANS LES RÉSEAUX PARALLÈLES

La Figure 121 montre la transformée de Fourier du réseau de 50 SQUID en parallèle à une température de 45.5 K et pour différents courants de polarisation allant de 800 μA à 2.3 mA. Ce qu'on observe est qu'en fonction du courant de polarisation ce ne sont pas les mêmes surfaces qui participent au signal. Les surfaces de ce réseau augmentent selon une suite arithmétique et la disposition est telle que les petites surfaces sont situées à une extrémité, et les grandes à l'autre. Nous appellerons cette configuration A, et nous verrons plus loin d'autres configurations de disposition des surfaces. Selon la configuration de surfaces A donc, lorsque le courant de polarisation augmente, on observe avec la transformée de Fourier que les petites surfaces ne répondent plus, ou leur contribution est moindre, tandis que des surfaces plus grandes apparaissent. Ceci est visible à l'insert de la Figure 121, si l'on compare par exemple la réponse à 800 μA et celle à 1.2 mA. Les flèches en traits pleins nous indiquent des surfaces qui disparaissent lorsque le courant augmente et les flèches en traits pointillés montrent des surfaces qui apparaissent avec l'augmentation du courant. Si à 800 μA les jonctions aux extrémités sont suffisamment polarisées, le fait d'augmenter le courant de polarisation permet d'atteindre d'autres jonctions plus proches du centre du réseau, mais le courant devient trop élevé pour les jonctions aux extrémités, qui passent à l'état résistif. C'est la raison pour laquelle les pics correspondants aux petites surfaces disparaissent lorsque le courant augmente et des nouvelles surfaces apparaissent.

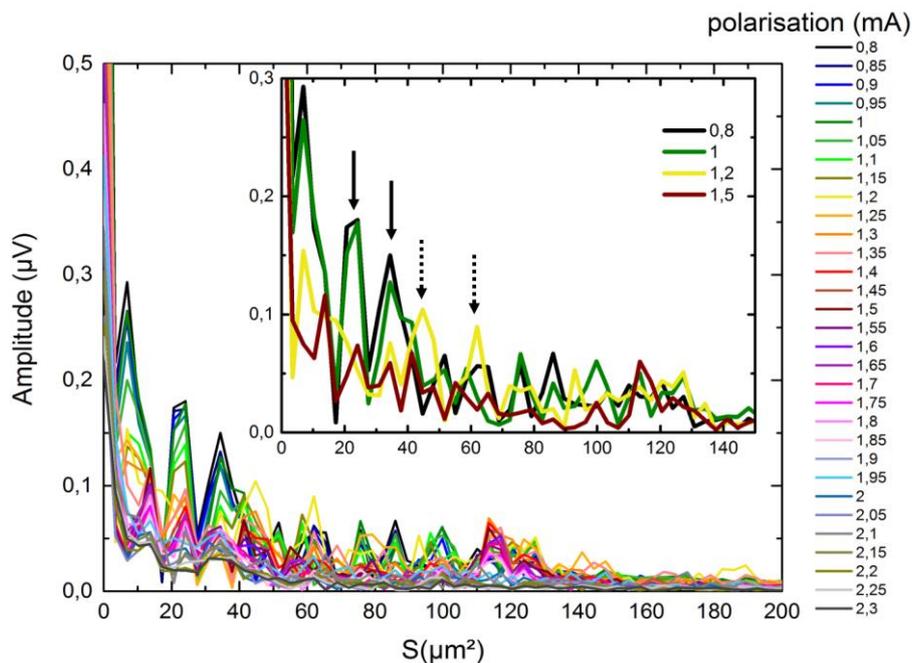


Figure 121 : Transformée de Fourier du réseau de 50 SQUID en série, à 45.5 K et pour plusieurs courants de polarisation allant de 0.8 mA à 2.3 mA par pas de 0.5 mA. En insert on observe l'activation de différentes surfaces dans la transformée de Fourier pour différents courants de polarisation.

Le schéma de la Figure 122 illustre le comportement des courants de polarisation dans un réseau parallèle. Supposons que le réseau ait besoin d'un courant I_1 pour un fonctionnement optimal. En appliquant ce courant (en jaune), à cause des courants d'écrantage comme nous verrons plus loin, le courant de polarisation ne traverse pas le réseau entier mais passe plutôt par les extrémités, comme le montre la partie gauche de la figure. De cette façon seules quelques jonctions sont activées. Si l'on applique un courant $I_2 > I_1$, le courant arrive à atteindre des jonctions plus au centre du réseau, mais celles des extrémités reçoivent un courant plus fort (en orange) que celui de fonctionnement optimal, la contribution de ces jonctions au signal sera diminuée. Si l'on augmente encore le courant, tel que $I_3 > I_2 > I_1$, alors d'autres jonctions encore plus au centre du réseau seront polarisées avec le courant optimal, en jaune sur le schéma de droite. Mais les jonctions aux extrémités reçoivent un courant très fort (en rouge) et ne fonctionnent plus du tout. Par ce mécanisme, lorsque l'on augmente le courant de polarisation dans un réseau parallèle, on active différentes surfaces au fur et à mesure que le courant augmente. C'est ce qu'on observe dans la transformée de Fourier de la Figure 121, lorsque le courant de polarisation augmente, certains pics correspondants à des surfaces disparaissent, des exemples sont indiqués avec des flèches en trait plein. D'autres surfaces apparaissent, comme on peut le voir indiqué par des flèches en pointillés. Dans cette structure les petites surfaces sont à une extrémité et les grandes de l'autre. On peut observer que des petites surfaces disparaissent lorsque le courant augmente, et des plus grandes apparaissent.

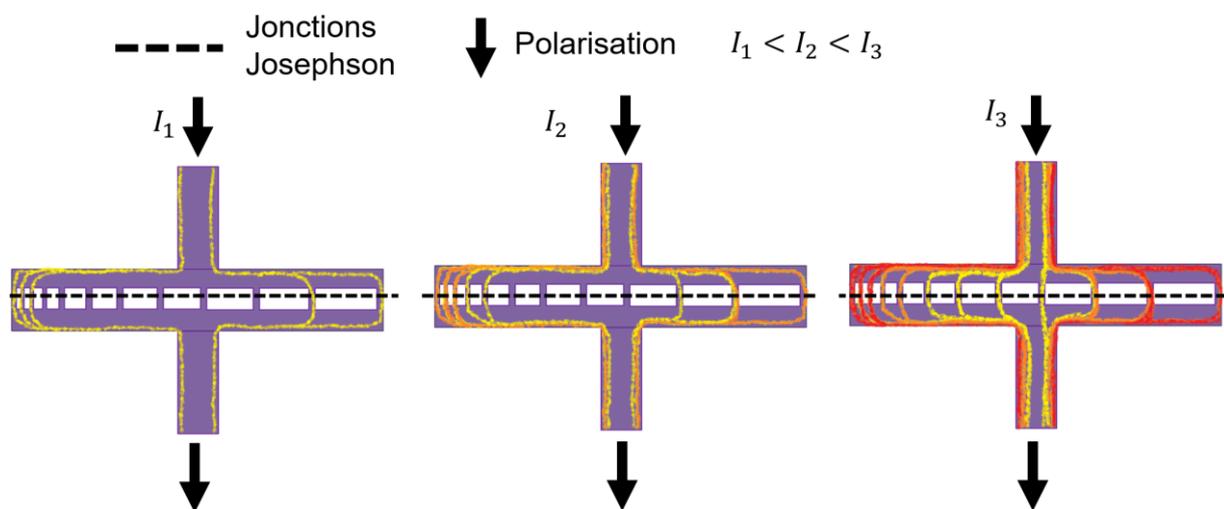


Figure 122 : Schéma de polarisation d'un SQIF parallèle. A gauche le circuit est polarisé avec un courant I_1 , seules les jonctions aux extrémités sont actives. Au milieu le courant de polarisation $I_2 > I_1$ polarise des jonctions plus au centre, et celles des extrémités commencent à recevoir un courant élevé pour fonctionner en régime Josephson. A droite le réseau est polarisé avec le courant $I_3 > I_2 > I_1$, les jonctions aux extrémités ne fonctionnent plus car le courant est trop fort et d'autres jonctions au centre du réseau sont polarisées.

Les circuits parallèles ne suivent pas la théorie, à cause d'une distribution non homogène des courants de polarisation, due à l'effet Meissner. La conséquence est que les jonctions ne peuvent pas interférer pour produire une réponse SQIF satisfaisante. La sensibilité d'un SQIF parallèle n'augmente pas avec le nombre de SQUIDS en parallèle, et la réponse SQIF ne montre pas d'anti pic comme les SQIFs série.

La transformée de Fourier montre que lorsque le courant de polarisation augmente, des surfaces aux extrémités du réseau cessent de contribuer au signal, tandis que d'autres surfaces plus au centre s'activent.

Une nouvelle simulation faite avec le logiciel 3D MLSI permet de comprendre la distribution des courants sur un réseau parallèle. La Figure 123 est une simulation d'un réseau de 10 SQUID en parallèle. Les résultats restent valables pour des réseaux plus grands en nombre de jonctions. Lorsque l'on applique un courant de $50 \mu\text{A}$ et un champ magnétique de $100 \mu\text{T}$ on observe sur la figure en haut à gauche que des courants d'écrantage se créent, et viennent se superposer au courant de polarisation. D'après cette simulation le courant vaut $50 \mu\text{A}$ uniquement sur les bords externes de la structure. A l'intérieur, graduellement les courants d'écrantage se développent jusqu'à atteindre une valeur de -1.285 mA .

Lors de l'étude des réseaux série, nous avons vu que les courants de polarisation qui donnent des caractéristiques optimales se trouvent entre $60 \mu\text{A}$ et $100 \mu\text{A}$. Disons qu'on polarise en moyenne un SQIF série avec $80 \mu\text{A}$. Cela équivaut à un courant optimal de $40 \mu\text{A}$ par jonction. En gardant cette valeur comme référence, si l'on voulait polariser un SQIF parallèle de façon que toutes les jonctions reçoivent $40 \mu\text{A}$, alors il faudrait un courant de $400 \mu\text{A}$ pour un SQIF correspondant à $M = 10$. D'après les simulations de la Figure 123, à $50 \mu\text{A}$ les jonctions ne peuvent pas recevoir toutes le même courant à cause des distributions inhomogènes. Si l'on augmente le courant à $500 \mu\text{A}$, figure en haut à droite, les inhomogénéités sont encore plus prononcées, et la situation ne fait qu'empirer lorsque le courant augmente. Par exemple pour 1 mA et 1.5 mA respectivement en bas à gauche et à droite, le courant de polarisation passe d'un seul côté du réseau.

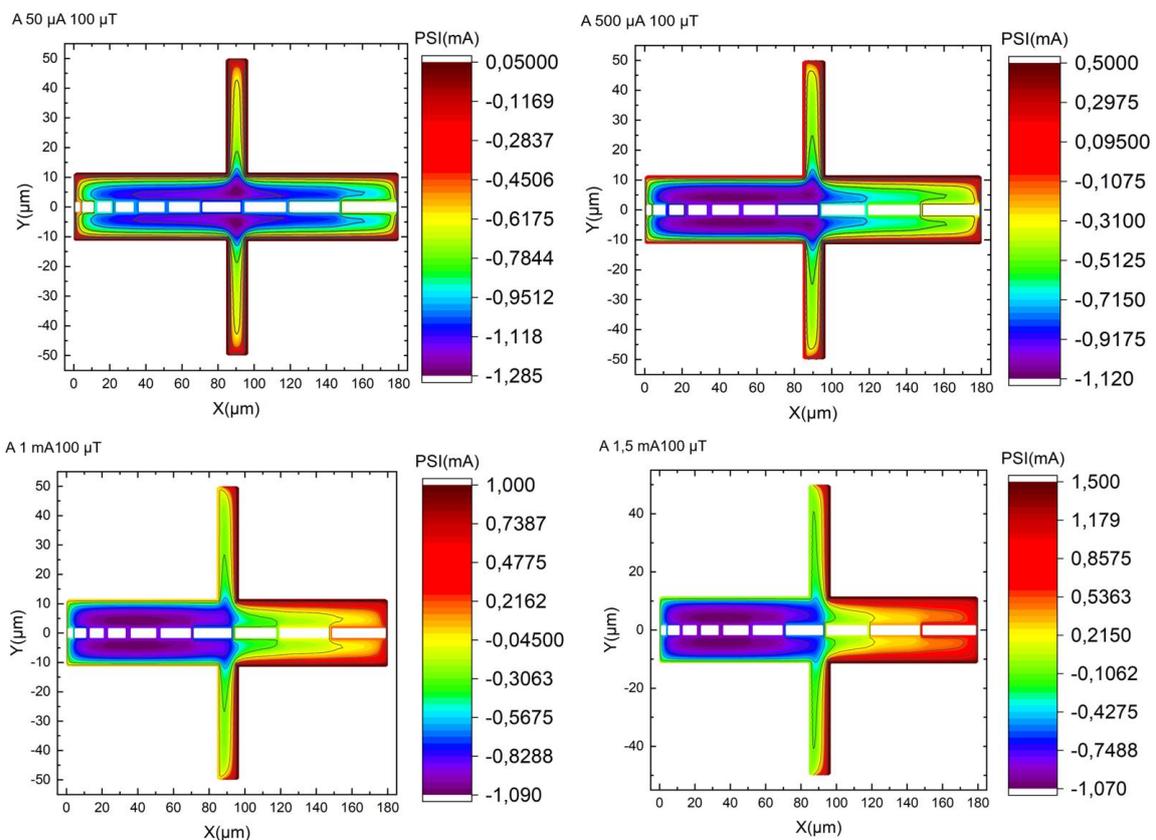


Figure 123 : Simulation 3D MLSI du réseau de 10 SQUID en parallèle pour $100 \mu\text{T}$ de champ magnétique appliqué et plusieurs courants de polarisation. En haut à gauche $50 \mu\text{A}$, en haut à droite $500 \mu\text{A}$, en bas à gauche 1 mA et en bas à droite 1.5 mA .

Ces simulations semblent en accord avec les mesures de la Figure 119, où nous ne visualisons pas de pic SQIF distinct, comme c'est le cas des SQIF série. Ou encore avec la transformée de Fourier de la Figure 121, où l'on voit que différentes surfaces répondent à différents courants de polarisation. Nous pouvons dire qu'il y a des interférences Josephson entre certaines jonctions, car les réponses en tension montrent des modulations périodiques, et celles-ci évoluent avec le courant de polarisation. Cependant ces interférences ne suffisent pas pour avoir une réponse SQIF.

Les dimensions des boucles du réseau de 10 SQUID en parallèle des simulations sont les dimensions réelles du SQIF mesuré. La Figure 124 est une image prise au microscope optique de ce réseau parallèle, des mesures des dimensions des boucles ont été effectuées, la figure d'en haut montre les dimensions que nous avons appelé x_t , et celle du bas les dimensions que nous avons appelé y_t .

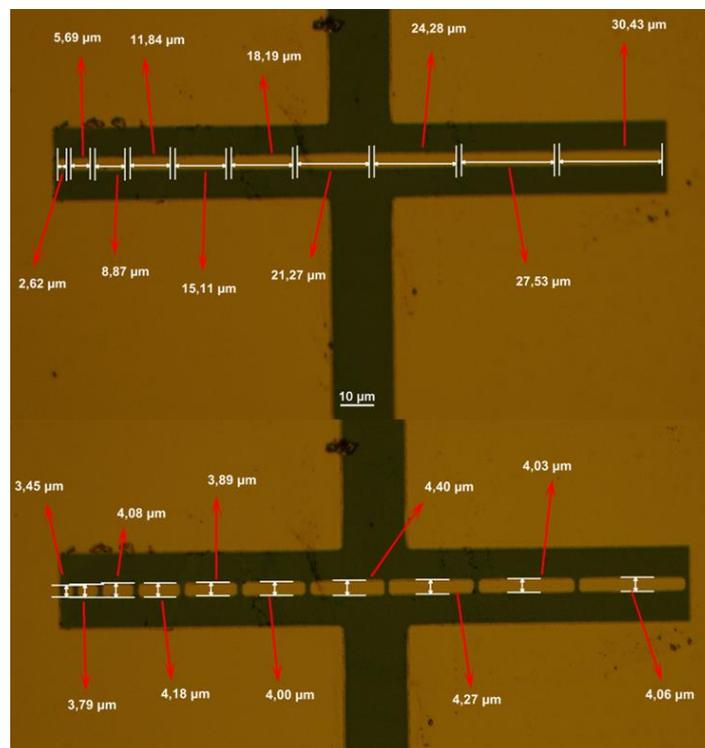


Figure 124 : Image prise au microscope optique du réseau $M=10$, avec mesures des dimensions des boucles. En haut est mesurée la dimension x_t et en bas y_t .

La Figure 125 montre la transformée de Fourier de la réponse optimale mesurée pour le réseau correspondant à $M = 10$. En se basant des mesures au microscope optique nous essayons ici d'identifier les surfaces présentes dans la réponse en tension. La première surface réelle a pour dimensions $9.04 \mu\text{m}^2$ d'après la Figure 124. Ainsi un facteur de focalisation de 3.4 fait correspondre le premier pic de la transformée de Fourier à cette valeur. Les flèches rouges de la Figure 125 indiquent les valeurs homogènes à une surface pour chaque pic apparent dans le signal. Le Tableau 15 récapitule à la première ligne les valeurs des surfaces réelles mesurées au microscope optique et les valeurs des pics de la transformée de Fourier à la deuxième ligne. On peut constater une correspondance très proche entre les deux lignes du tableau. Certaines valeurs diffèrent légèrement mais il ne faut pas oublier que la résolution du microscope optique estimée à $0.1 \mu\text{m}$ est à la limite

des dimensions des circuits, les valeurs des surfaces mesurées peuvent légèrement être entachées d'erreur. On observe que les petites surfaces apportent le plus de signal, ceci a été observé dans d'autres mesures expérimentales (Cybart et al., 2012).

Si nous considérons que ces pics correspondent effectivement aux surfaces des SQUID du réseau qui participent au signal en tension, alors on constate que certaines surfaces contribuent plus que d'autres. On observe que les deux premières surfaces ont une forte contribution par rapport aux autres, ensuite les amplitudes des pics décroissent puis augmentent avec les dernières surfaces. Si l'on interprète ce qu'on observe d'après les simulations effectuées, il semblerait que seules les jonctions aux extrémités reçoivent la bonne valeur de courant de polarisation. A même distribution de courant à gauche et droite du réseau, d'un côté les petites surfaces permettent la polarisation de plus de jonctions que du côté droit où se trouvent les grandes surfaces. Si toutes les jonctions étaient correctement polarisées, on s'attendrait à ce que tous les pics de la transformée de Fourier aient la même amplitude.

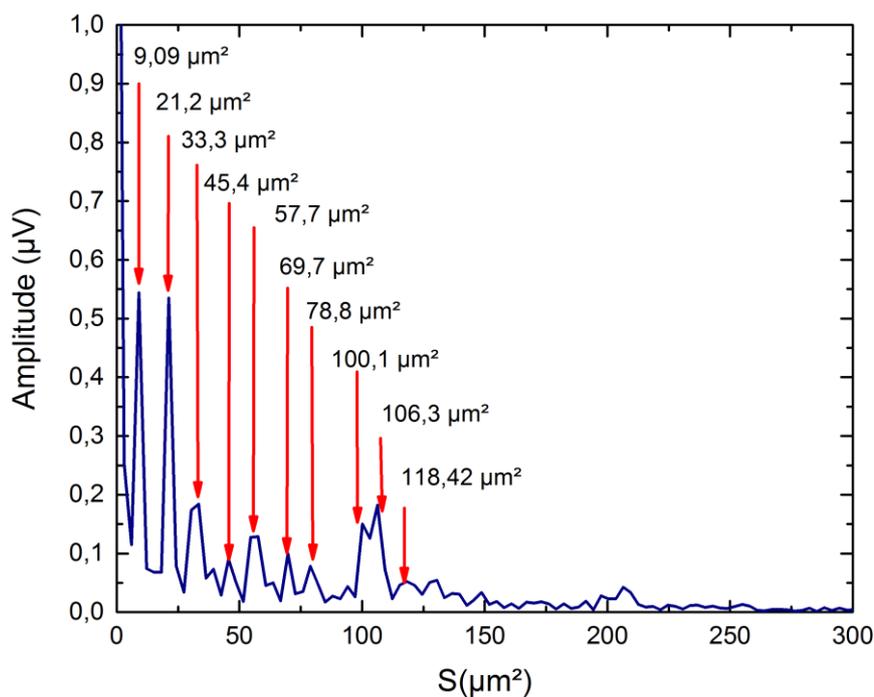


Figure 125 : Transformée de Fourier du réseau de $M=10$ SQUID en parallèle. Les flèches rouges montrent les pics qui correspondent à une surface.

Tableau 15 : Surfaces du SQIF parallèle pour $M = 10$

Surfaces mesurées (μm^2)	9.04	21.6	36.2	49.5	58.8	72.8	93.6	103.7	110.8	123.4
Pic dans la TF (μm^2)	9.09	21.2	33.3	45.4	57.7	69.7	78.8	100.1	106.3	118.42

Pour compléter cette analyse, la Figure 126 reprend la transformée de Fourier de la Figure 125 sur une gamme de surfaces plus étendue, et montre d'autres surfaces qui apparaissent dans le signal, plus grandes que les surfaces mesurées. Ces valeurs correspondent à des combinaisons des surfaces individuelles, qui forment des nouvelles surfaces. Par exemple, les deux avant dernières boucles combinées forment une boucle de dimension $206 \mu\text{m}^2$. On observe également un pic dans la transformée de Fourier à cette valeur. On ne peut

observer ce phénomène qu'avec des réseaux parallèles, et c'est peut-être la raison pour laquelle on considère en théorie que les réseaux parallèles sont plus sensibles que les réseaux série. Le caractère combinatoire des surfaces individuelles résulterait en un ajout virtuel de surfaces. Du point de vue réponse en tension, cela revient à rajouter des signaux périodiques supplémentaires qui participent à la suppression des modulations secondaires au profit d'un anti-pic proche du champ magnétique nul.

On s'attendrait d'autant plus à voir une réponse SQIF avec des réseaux parallèles, grâce aux surfaces supplémentaires formées par la combinaison des surfaces individuelles. Cependant la contribution de ces surfaces supplémentaires n'est pas vraiment visible car ce sont des très grandes surfaces, qui ont une grande inductance, elles ont donc une petite modulation en tension, qui n'est pas visible dans les réseaux parallèles. En revanche, dans les réseaux 2D leur contribution peut être bénéfique étant donné que lorsqu'elles sont en série, leurs contributions en tension seront sommées.

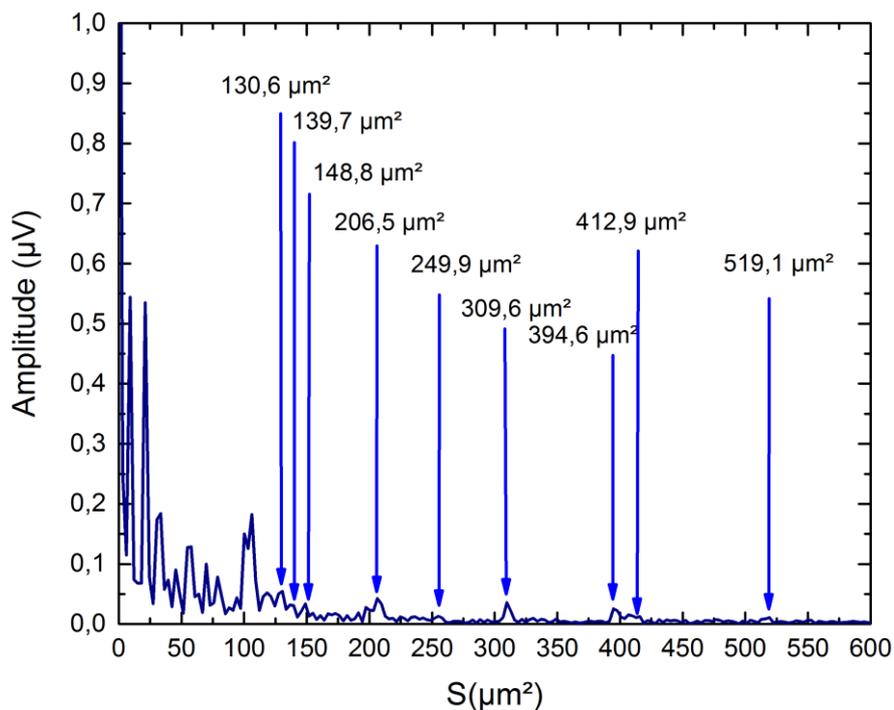


Figure 126 : Transformée de Fourier du réseau de $M=10$ SQUID en parallèle, on visualise des surfaces autres que celles correspondant aux surfaces individuelles mesurées.

Les réponses des réseaux parallèles présentées dans la section précédente ont été choisies pour des courants de polarisation qui donnent un maximum d'amplitude. C'était notre critère d'optimisation lorsque l'on étudiait les réseaux série. Il a été observé, pour des réseaux parallèles, que pour des courants de polarisation plus élevés, bien que l'amplitude du signal diminue, la réponse en tension ressemble davantage à celle d'un SQIF.

La Figure 127 montre les réponses en tension des réseaux de 80 et 100 SQUID en parallèle. Les graphiques de gauche sont les réponses en tension en fonction du champ appliqué. Pour les deux réseaux une polarisation supérieure à celle qui donne le maximum d'amplitude en tension a pour effet une diminution de l'amplitude et l'apparition de ce

qui se rapproche d'un pic SQIF. Les graphiques de droite sont les transformées de Fourier des signaux de gauche. On observe qu'à plus fort courant de polarisation les petites surfaces apportent moins de signal. Il est possible qu'en augmentant le courant de polarisation les jonctions aux extrémités soient à l'état résistif car le courant est trop important, comme nous l'avons déjà supposé. Dans ce cas les surfaces aux extrémités ne sont plus actives et ce sont celles qui suivent qui participent au signal. Ceci semble être le cas lorsque l'on observe la transformée de Fourier du réseau de 100 SQUID en parallèle. Les flèches en traits pleins montrent des surfaces actives lorsque le réseau est polarisé à 1.02 mA. Lorsque l'on augmente le courant à une valeur de 1.34 mA, certaines de ces surfaces disparaissent et d'autres apparaissent, signalées par les flèches en pointillés.

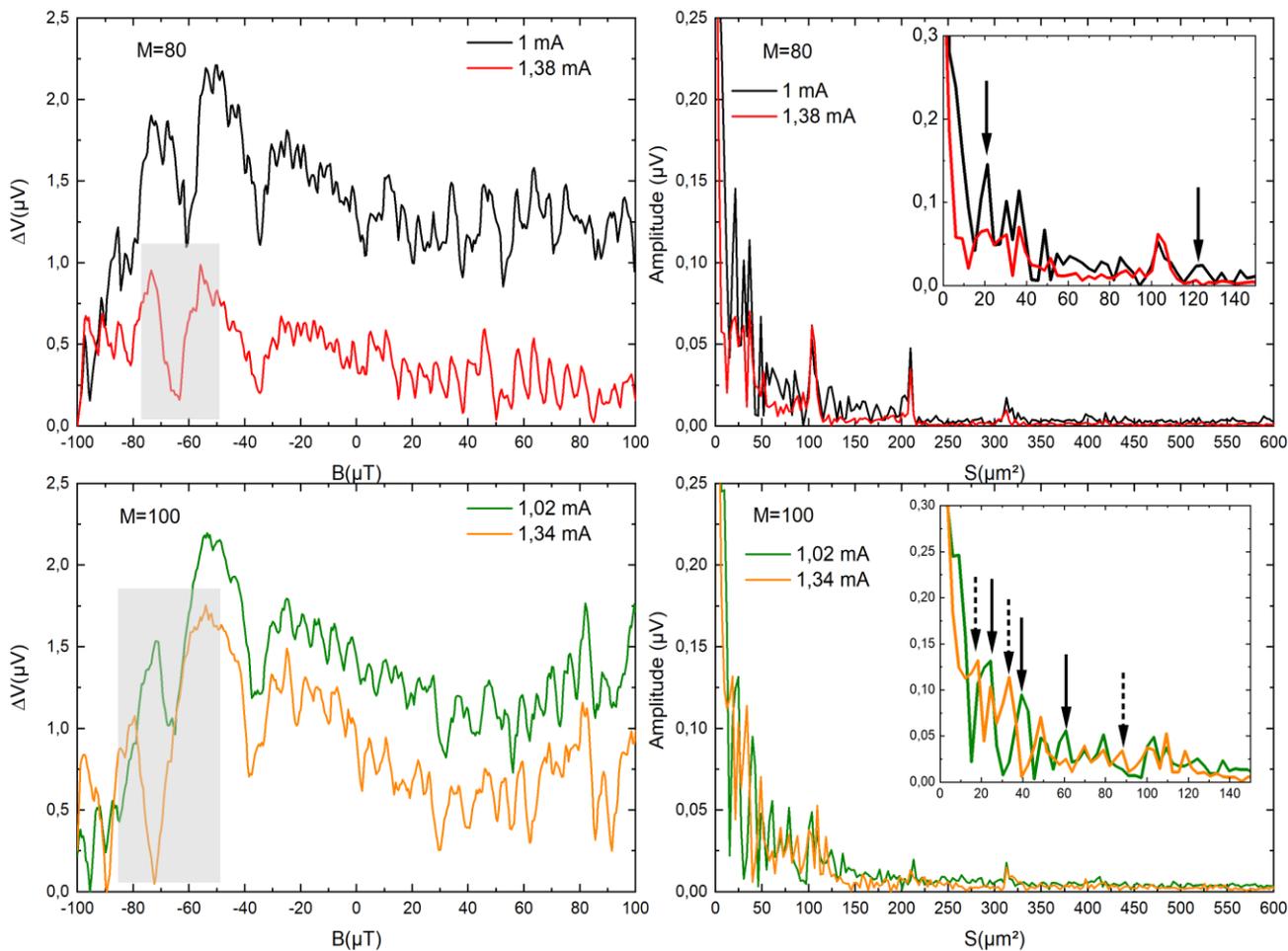


Figure 127 : Réponse en tension de deux réseaux parallèles, pour $M = 80$ et $M = 100$ pour deux courants de polarisation et les transformées de Fourier correspondantes.

Ces nouvelles considérations nous font revoir notre critère de signal optimal. Pour les réseaux série la réponse optimale se trouve en cherchant le maximum d'amplitude en tension. Ceci permet de créer des algorithmes qui identifient le point de fonctionnement de façon automatique, et c'est de cette façon que nous avons procédé pour les SQIF série. Pour les réseaux parallèles, les algorithmes ne sont plus suffisants, il est nécessaire de combiner l'analyse avec la méthode visuelle qui permet d'identifier ce qui se rapproche de plus d'un signal SQIF.

Des simulations montrent que ce sont les courants de polarisation distribués de façon non homogène qui sont à l'origine du dysfonctionnement des réseaux parallèles. Les courants d'écrantage, dus à l'effet Meissner empêchent les courants de polarisation d'atteindre le centre du réseau. Dans les structures que nous avons vues, au-delà de 10 SQUIDs en parallèle les réseaux sont fortement affectés par ce phénomène. En réalité c'est la longueur du réseau qui compte, dans notre cas, le réseau de 10 SQUID a une longueur de 200 μm environ. Pour des boucles de plus petite surface cela peut correspondre à plus que 10 SQUID en parallèle.

Dans les réseaux parallèles, des surfaces supplémentaires sont formées par la combinaison de surfaces individuelles. Lorsque les réseaux sont uniquement en parallèle, la contribution de ces surfaces n'est pas visible, mais lorsque les réseaux sont en 2D, alors leur contribution peut être bénéfique.

5.2.3 FACTEUR DE FOCALISATION DE RÉSEAUX PARALLÈLES

Comme pour les réseaux série, une étude du paramètre de variation Y a été menée. Ce sont les mêmes surfaces du réseau de 50 SQUID qui ont été utilisées, assemblées en parallèle cette fois-ci. Le paramètre Y , visible sur la Figure 128, varie de la même manière, de 2 μm à 5 μm puis de 5 μm à 50 μm par pas de 5 μm .

Le Tableau 16 récapitule les caractéristiques des réseaux mesurés. Ici la dispersion des températures de fonctionnement est plus importante que pour les autres réseaux, elle est de 10.5 K. Pour ce qui est des courants de polarisation, les deux premiers réseaux nécessitent plus de courant que les autres, mais pour le reste les valeurs ne vont pas au-delà de 1.5 mA. Pour rappel si nous prenons comme référence le courant de polarisation optimal de 40 μA par jonction, nous devrions nous attendre à polariser un réseau de 50 SQUID avec un courant de 2 mA environ. On constate que les résistances normales calculées par jonction augmentent avec le paramètre Y . La résistance normale par jonction est obtenue en divisant la résistance normale du réseau entier par le nombre de jonctions. Si cette valeur augmente pour des réseaux ayant même nombre de jonctions cela veut dire que toutes les jonctions ne sont pas actives. Pour ce qui est des amplitudes des réseaux, mis à part pour les deux premiers réseaux, les valeurs sont proches pour tous les autres réseaux. Pour ce qui est de la sensibilité, il semblerait qu'un optimum existe pour Y allant de 15 μm à 25 μm , comme on peut le voir à la Figure 129. Pour extraire les valeurs de sensibilité, nous avons relevé le maximum de dérivée en tension par rapport au champ magnétique. Lorsqu'un pic se distingue nettement dans la réponse, c'est à cet endroit que se trouve le maximum de dérivée. Lorsqu'il n'y a pas de pic, le maximum de dérivée nous donne le maximum de conversion de champ magnétique en tension, dans l'intervalle de champ balayé.

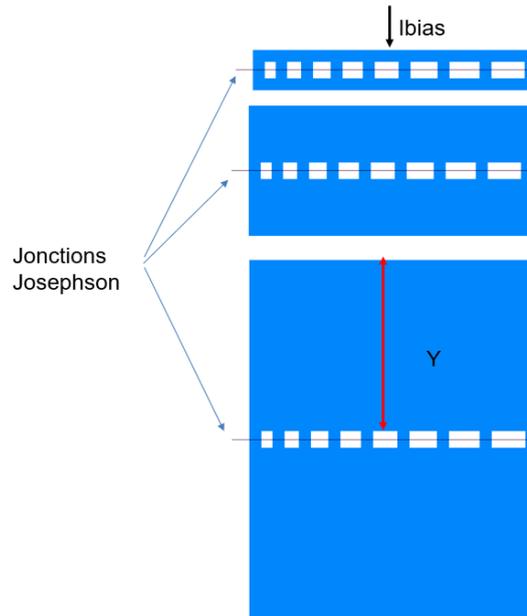


Figure 128 : Paramètre Y pour des réseaux parallèles, représenté pour 3 réseau.

Tableau 16 : Caractéristiques de réseaux parallèles avec Y comme paramètre de variation.

$M=50$	$Y_{p2\mu m}$	$Y_{p5\mu m}$	$Y_{p10\mu m}$	$Y_{p15\mu m}$	$Y_{p20\mu m}$	$Y_{p25\mu m}$	$Y_{p35\mu m}$	$Y_{p40\mu m}$	$Y_{p45\mu m}$
T_{opt} (K)	53.5	49.5	51	47.5	46	44	43	50	44
I_{opt} (μA)	2070	2770	720	890	1150	710	1020	1180	1490
I_c (μA)	1034	1385	359	444	574	355	509	590	745
$I_c/50$ (μA)	20.7	27.7	7.9	8.9	11.5	7	10.2	12	14.9
R_n (Ohm)	0.019	0.024	0.031	0.039	0.029	0.038	0.039	0.043	0.042
$R_n * 50$ (Ohm)	0.95	1.2	1.55	1.95	1.45	1.9	1.95	2.15	2.1
$R_n I_c$ (μV)	19.5	33.1	11	17.2	16.5	13.5	19.8	25.4	31.3
ΔV_{max} (μV)	1.4	1.7	2.3	3.3	3.1	3.3	2.4	3	3.4
V_B (V/T)	0.17	0.42	0.74	1.13	1.06	1.12	0.65	0.58	0.54

Pour les réseaux série, nous avons relevé un optimum de Y pour $10 \mu m$, et nous avons effectué deux hypothèses concernant la dégradation des caractéristiques. La première est qu'en augmentant Y on augmente le facteur de focalisation, et par conséquent la sensibilité. Ceci entraîne une forte sensibilité à un environnement électromagnétique bruyant qui dégrade les caractéristiques DC. La deuxième hypothèse est basée sur des simulations, et notamment sur l'effet des courants d'écrantage. Cet effet est d'autant plus marqué dans les réseaux parallèles, comme nous l'avons vu à la partie 5.2.2 et rend le problème des distributions de courant plus complexe.

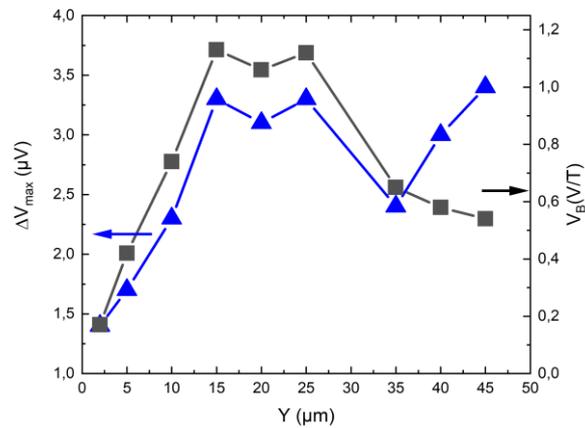


Figure 129 : Caractéristiques de SQIFs de 50 SQUID en parallèle avec Y comme paramètre de variation. En bleu amplitude maximale en fonction de Y , et en noir sensibilité.

La Figure 130 montre les réponses en tension en fonction d'un champ magnétique appliqué. Sur ces graphiques, le chiffre en légende indique la valeur du paramètre Y . Visuellement deux voire trois réseaux montrent une signature SQIF (en la présence d'un pic distinct des modulations secondaires). Ce sont les réseaux correspondants à $Y = 2\mu\text{m}$, $10\mu\text{m}$ et $20\mu\text{m}$. Pour les autres réseaux, certains possèdent plusieurs pics, comme pour les réseaux $Y = 15\mu\text{m}$, $25\mu\text{m}$ et $35\mu\text{m}$. D'autres présentent un signal périodique modulé par le profil de Fraunhofer des jonctions, comme c'est le cas des réseaux correspondant à $Y = 40\mu\text{m}$ et $Y = 45\mu\text{m}$. La variété des formes de signal semble indiquer que le facteur Y a une influence sur les réseaux parallèles. Augmenter la valeur de ce paramètre peut augmenter le facteur de focalisation. Pour vérifier ceci nous allons nous intéresser à la transformée de Fourier.

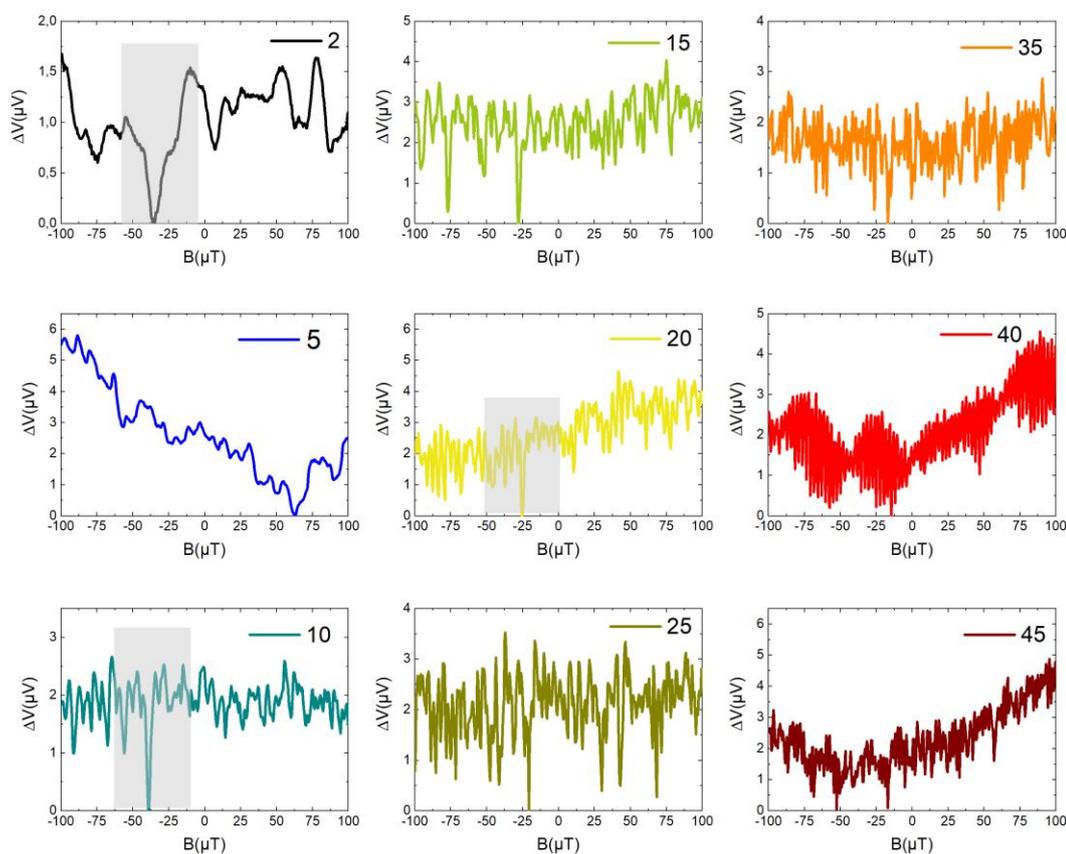


Figure 130 : Réponses en tension de réseaux de 50 SQUID en parallèle avec le paramètre Y croissant de $2 \mu\text{m}$ à $45 \mu\text{m}$.

La Figure 131 montre la transformée de Fourier des réseaux étudiés. On peut observer que les surfaces effectives du réseau correspondant à $Y = 2 \mu\text{m}$ ont des valeurs allant jusqu'à $250 \mu\text{m}^2$ environ, tandis que pour les autres réseaux elles s'étendent plus loin. Le réseau suivant ($Y = 5 \mu\text{m}$) s'étend jusqu'à $750 \mu\text{m}^2$ et les autres ont des surfaces allant vers $1000 \mu\text{m}^2$ et même au-delà. L'augmentation des surfaces effectives semble indiquer que le facteur de focalisation augmente. Mais il reste difficile de dire de combien, car nous n'avons pas de moyen de savoir quelles surfaces nous pouvons prendre comme référence (celles qui seraient toujours actives d'un réseau à l'autre).

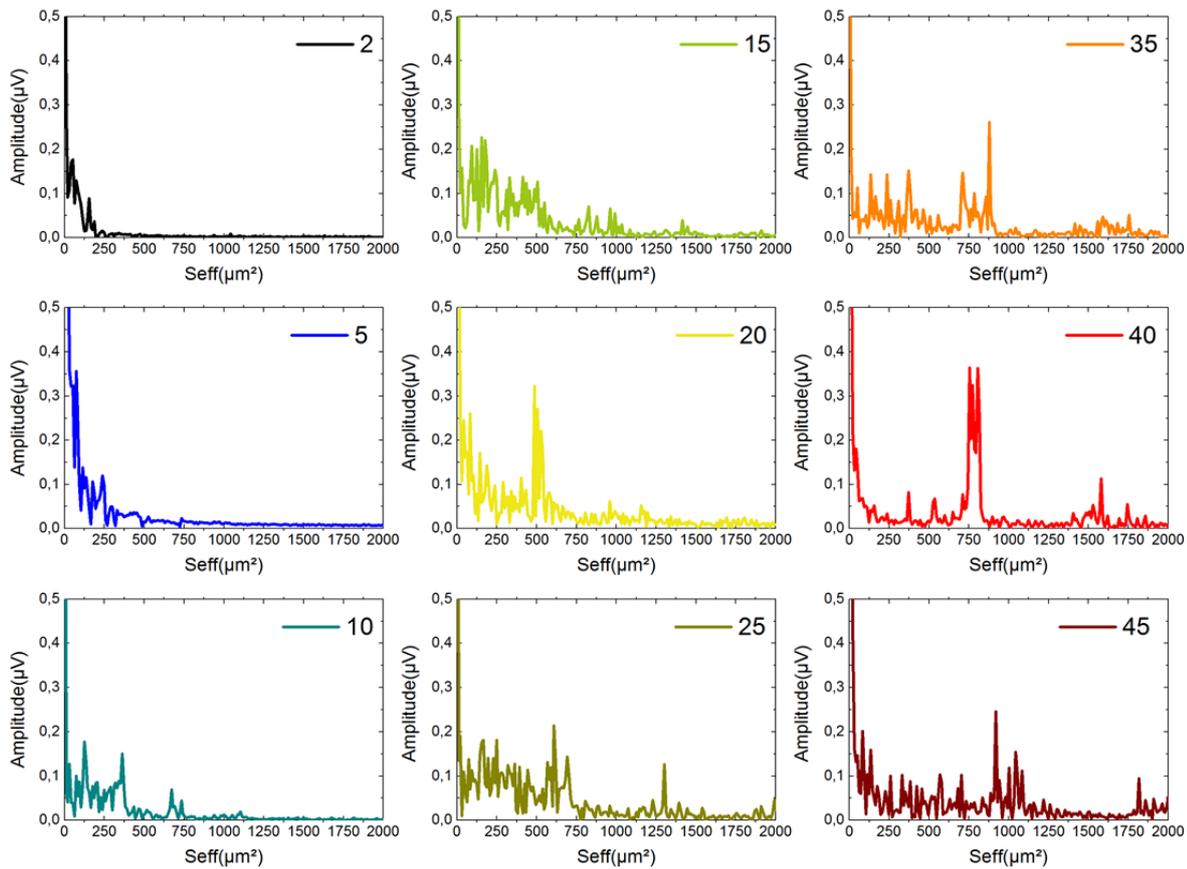


Figure 131 : Transformée de Fourier de 50 SQUID en parallèle avec le paramètre Y croissant de $2 \mu\text{m}$ à $45 \mu\text{m}$.

Une nouvelle simulation 3D MLSI nous permet de mieux comprendre ce qui se passe dans ces réseaux. La Figure 132 montre une simulation d'un réseau parallèle de 10 SQUID dont le paramètre Y varie de $2 \mu\text{m}$ en haut à gauche, à $5 \mu\text{m}$ en haut à droite, $10 \mu\text{m}$ en bas à gauche et $45 \mu\text{m}$ en bas à droite. Le réseau est polarisé avec un courant de $500 \mu\text{A}$ et un champ magnétique de $100 \mu\text{T}$ est appliqué. Pour $Y = 2 \mu\text{m}$ des courants d'écrantage se forment sur les pistes de polarisation, allant jusqu'à $-460 \mu\text{A}$, ce qui est quasiment le courant appliqué. Au niveau du réseau le courant de polarisation semble passer à droite du réseau et alimenter de façon homogène les 3 dernières surfaces avec un courant très supérieur aux $40 \mu\text{A}$ souhaités. A gauche du réseau le courant est beaucoup plus faible ($20 \mu\text{A}$) et plus proche de la valeur souhaitée pour chaque jonction, mais les courants d'écrantage commencent à se développer et atteignent les $100 \mu\text{A}$. Plus le paramètre Y augmente, plus les courants d'écrantage se développent, augmentent en valeur absolue et se localisent au centre du réseau. Pour $Y = 45 \mu\text{m}$, les courants d'écrantage atteignent les -5.52 mA . D'après ces simulations l'inhomogénéité des distributions de courant augmente avec Y . Nous avons constaté une dégradation des caractéristiques DC lorsque Y augmente, à la Figure 129, comme pour les réseaux série les simulations nous montrent que c'est l'augmentation des courants d'écrantage qui est à l'origine de ces dégradations.

Ce qu'on observe dans les mesures est que la sensibilité des réseaux augmente dans un premier temps avec le paramètre Y . Cette augmentation est certainement due à l'augmentation du facteur de focalisation, comme semble l'indiquer la transformée de Fourier. Ensuite nous avons vu diminuer la sensibilité lorsque Y continue d'augmenter. Cette fois ci ce sont les distributions inhomogènes qui nuisent à la bonne polarisation des jonctions du réseau.

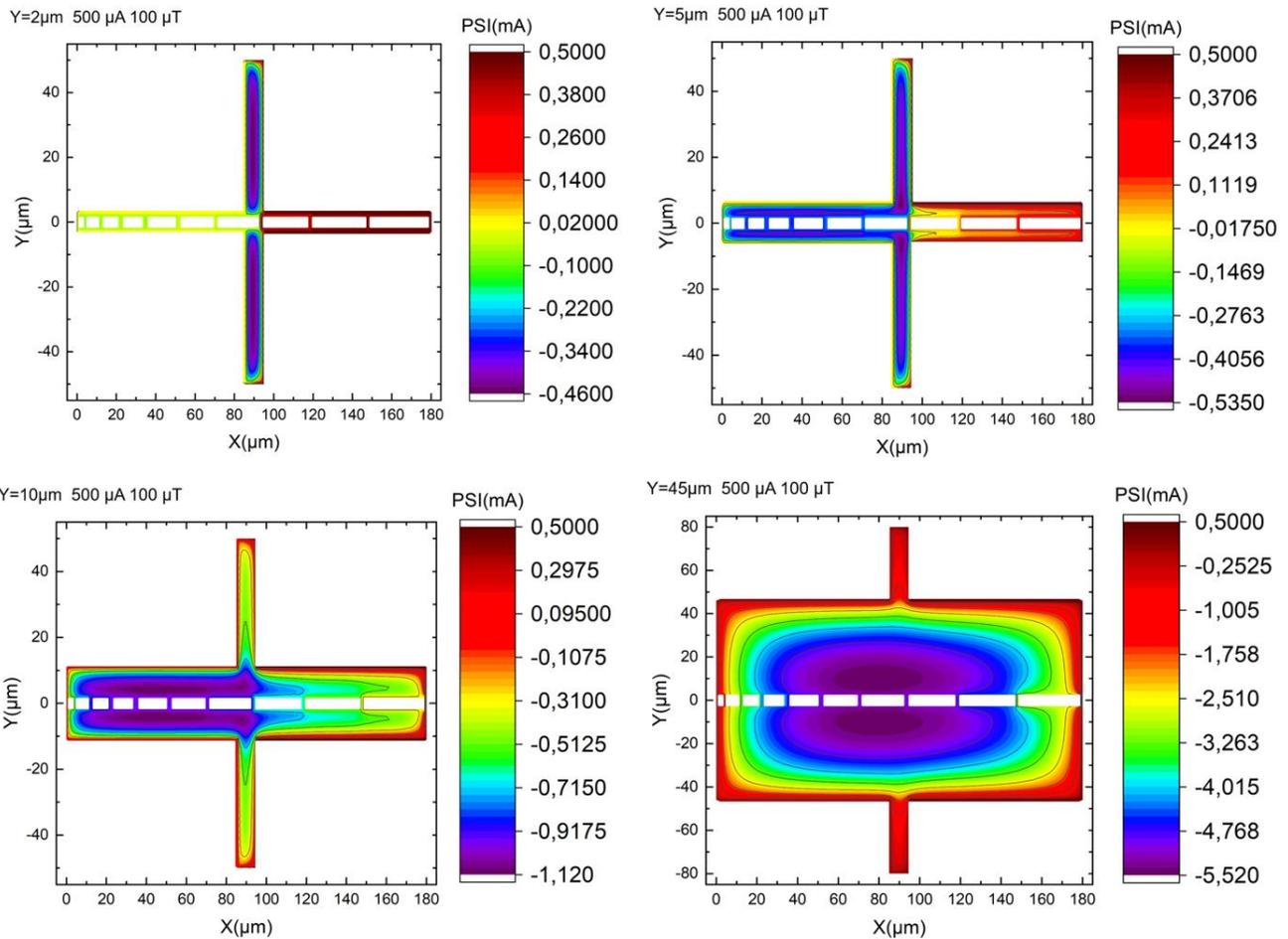


Figure 132 : Simulation 3D MLSI d'un réseau parallèle de 10 SQUID polarisé à $500 \mu\text{A}$, avec un champ magnétique appliqué de $100 \mu\text{T}$. Le paramètre de variation est Y , en haut à gauche $Y = 2 \mu\text{m}$, en haut à droite $5 \mu\text{m}$, en bas à gauche $10 \mu\text{m}$ et en bas à droite $45 \mu\text{m}$

Un peu plus haut dans le manuscrit nous avons présenté des caractéristiques de résistance en fonction de la température, à la Figure 118. Ces mesures correspondent aux réseaux que nous venons d'étudier. Comme pour les réseaux série, on constate ici une augmentation de la valeur de la résistance normale lorsque le paramètre Y augmente. L'explication est la même que celle donnée pour les réseaux série. Lorsque Y augmente, les courants d'écrantage augmentent également et viennent se superposer au courant de polarisation, modifiant de cette manière la valeur de résistance normale.

L'analyse par transformée de Fourier semble indiquer que lorsque Y augmente la sensibilité des réseaux parallèles augmente aussi. Les simulations nous montrent que les courants d'écrantage générés lorsqu'un champ magnétique est appliqué augmentent lorsque Y augmente. Ceci nuit fortement à la polarisation des réseaux parallèles, et le gain qu'on peut obtenir en sensibilité en augmentant Y est masqué par les problèmes de polarisation.

5.2.4 DISTRIBUTIONS DE SURFACES DANS UN RÉSEAU PARALLÈLE

Un autre paramètre d'importance dans la réponse d'un SQIF parallèle est la position des surfaces dans le réseau. Le réseau de 50 SQUID en parallèle a été reproduit avec les mêmes tailles de boucle, mais en faisant varier leur position. La Figure 133 montre les différentes

configurations qui ont été dessinées dans le masque de lithographie, en partant du réseau de 50 SQUID en parallèle, 5 configurations existent. La configuration A est celle qui a été utilisée dans tous les circuits présentés jusqu'à maintenant, les petites surfaces se trouvent à une extrémité, les grandes à l'autre. La configuration B est une structure symétrique, les petites surfaces sont aux extrémités et les grandes au milieu. La configuration C est l'inverse de la configuration B, les grandes surfaces sont aux extrémités et les petites au milieu. La configuration D est aussi symétrique, elle consiste en l'alternance de grandes et petites surfaces. Enfin, la configuration E est une distribution aléatoire des surfaces dans le réseau. Seules les configurations A, B et C ont pu être mesurées pour des SQIF parallèles.

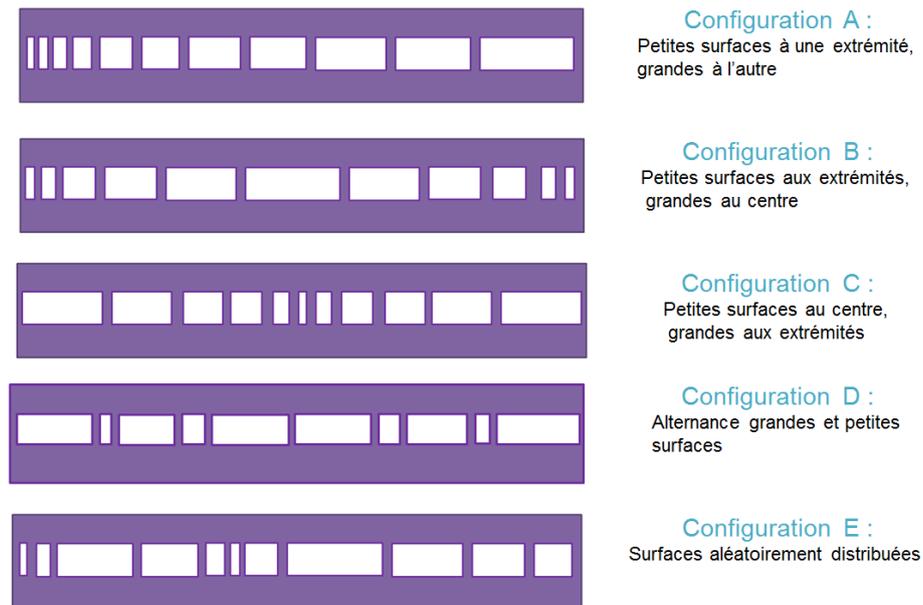


Figure 133 : schéma de différentes configurations des surfaces dans un réseau de 50 SQUID en parallèle.

Des simulations 3D MLSI sont présentées sur la Figure 134. Des réseaux parallèles de 10 SQUID sont présentés, en configuration A en haut, en configuration B en bas à gauche et en configuration C en bas à droite. Les réseaux sont polarisés avec $50 \mu\text{A}$ et un champ magnétique de $100 \mu\text{T}$ est appliqué. Du point de vue des courants d'écrantage, les distributions sont similaires dans les trois cas. Les valeurs maximales de courant généré sont autour de -1.3 mA . A distributions de courant similaires le fait de varier l'emplacement des petites ou grandes surfaces aura pour effet que le nombre de jonctions qui participent à la réponse en tension ne sera pas le même. Par exemple prenons les configurations B et C. La dimension spatiale occupée par une surface à une extrémité du réseau C correspond à 2 voire 3 surfaces sur une extrémité du réseau B.

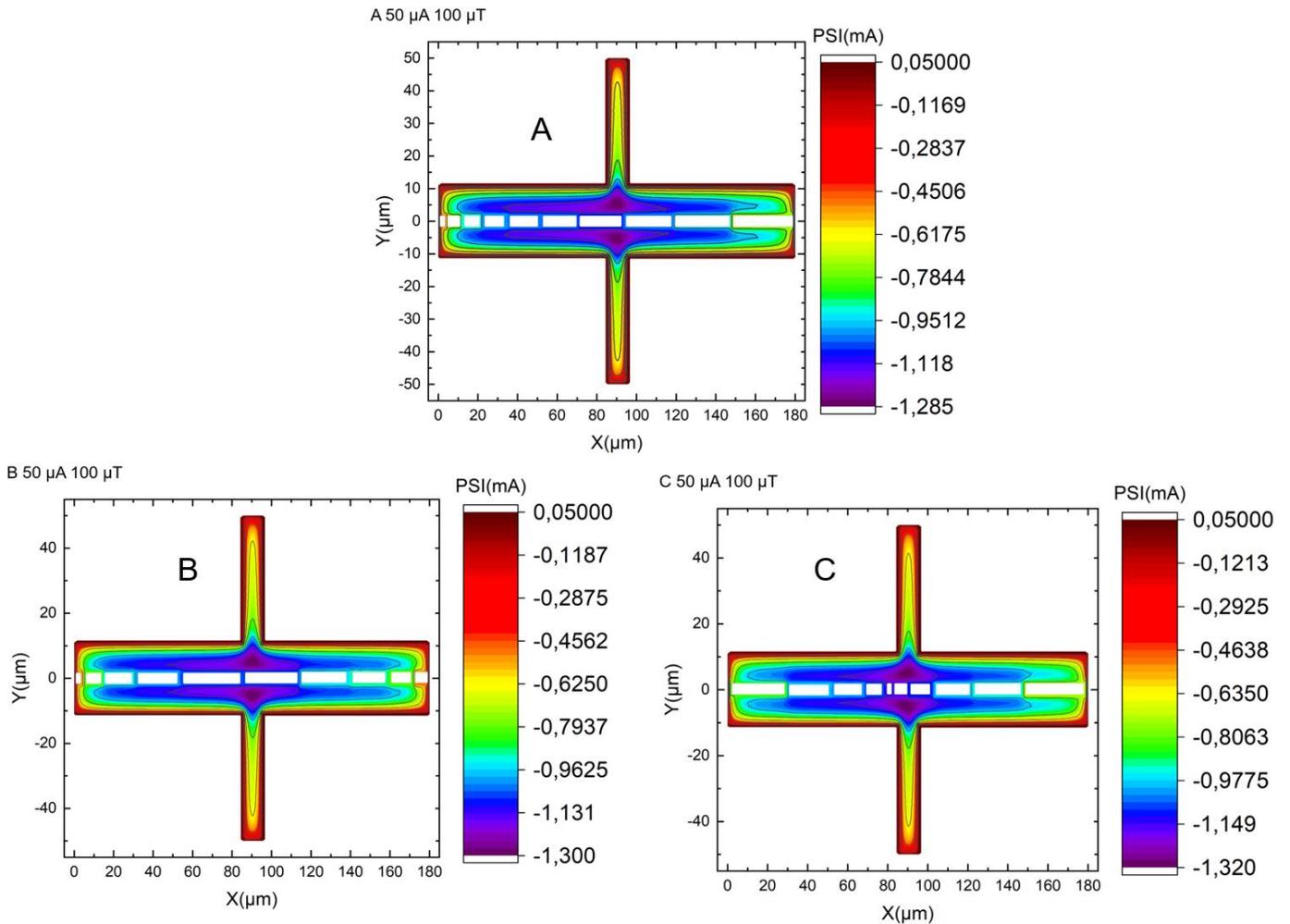


Figure 134 : Simulation 3D MLSI de réseaux de 10 SQUID en configuration A en haut, B en bas à gauche et C en bas à droite. Dans tous les cas les réseaux sont polarisés avec $50 \mu\text{A}$ et un champ magnétique de $100 \mu\text{T}$ est appliqué.

La Figure 135 montre les réponses en tension de différents réseaux de 50 SQUID en parallèle, selon les configurations A, B et C aux points de fonctionnement optimaux. On observe un pic, grisé dans la configuration A et B. Le pic disparaît dans la configuration C. Le facteur commun entre les réseaux qui présentent un pic SQIF est la présence de petites surfaces aux extrémités. Dans la configuration C les petites surfaces sont au centre. Selon l'hypothèse qui suggère que les courants de polarisation se distribuent aux extrémités du réseau et qu'au centre, les courants d'écrantage sont très élevés, ces mesures restent cohérentes. On peut supposer que lorsque les petites surfaces sont aux extrémités il y aura plus de jonctions correctement polarisées que lorsque les grandes surfaces se trouvent aux extrémités. Dans le cas où les grandes surfaces se trouvent aux extrémités, il n'y a pas suffisamment de jonctions correctement polarisées qui interfèrent pour créer un pic SQIF, c'est la raison pour laquelle nous n'observons pas de pic pour la configuration C de la Figure 135. À l'inverse, les configurations A et B possédant des petites surfaces aux extrémités présentent un pic SQIF.

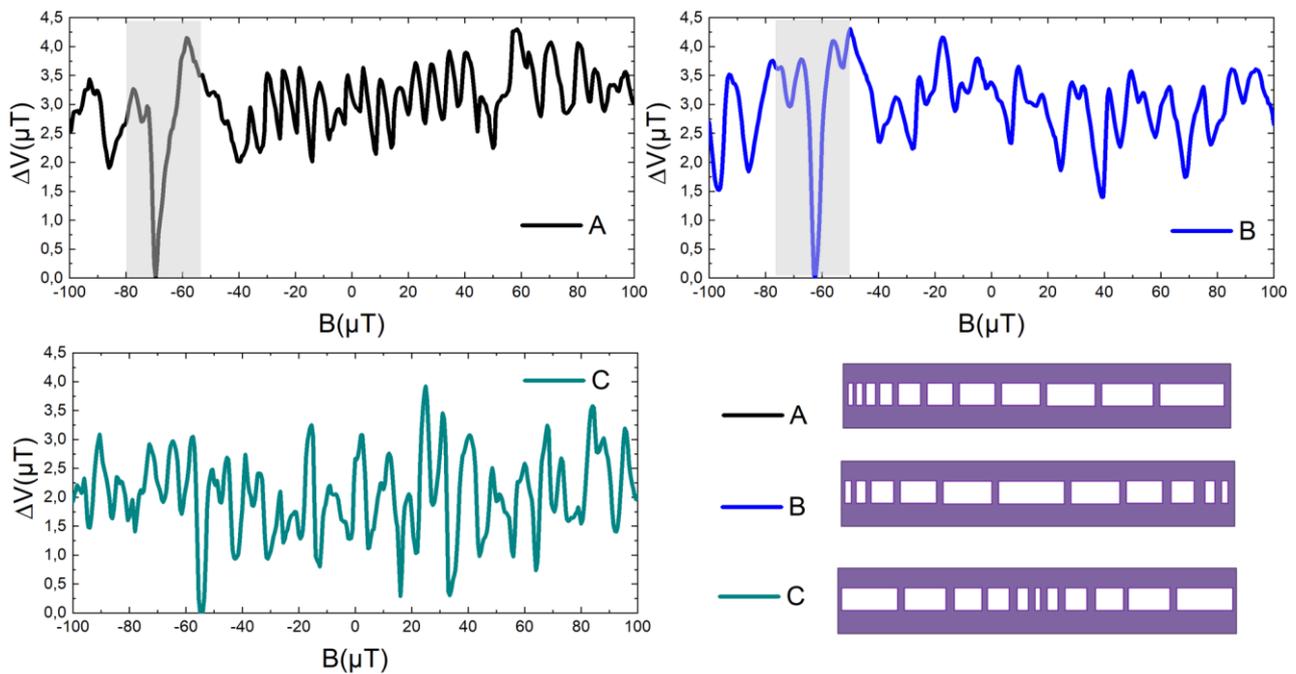


Figure 135 : Caractéristiques de tension en fonction du champ magnétique appliqué pour des réseaux de 50 SQUID en parallèle ayant les mêmes surfaces, disposées selon différentes configurations, A, B et C.

L'emplacement des surfaces dans un réseau parallèle à une importance, mais même dans un cas favorable, il se peut que la dispersion des courants critiques dégrade les caractéristiques en tension. Deux réseaux identiques, en configuration B ont été mesurés. Dans un cas, nous avons observé un pic, visible à la Figure 135 et en haut de la Figure 136. En bas de cette dernière figure, la réponse d'un réseau identique ne montre pas de pic SQIF. Les réseaux parallèles sont très sensibles à la dispersion des courants critiques car le nombre de jonctions qui interfèrent est réduit à cause des problèmes de polarisation.

On peut se représenter une situation où les jonctions ne transitent pas à la même température. Par exemple si une jonction transite à plus basse température que les jonctions voisines, de part et d'autre, alors ce qui aurait dû se comporter comme deux SQUID en parallèle, devient un seul SQUID de surface équivalente aux surfaces des deux boucles. Ainsi, selon la dispersion des températures de fonctionnement et l'emplacement des jonctions concernées, on peut avoir des réseaux qui se comportent comme des réseaux avec moins de boucles ayant des surfaces plus grandes. Ceci peut expliquer qu'on obtienne des réponses différentes pour des réseaux identiques.

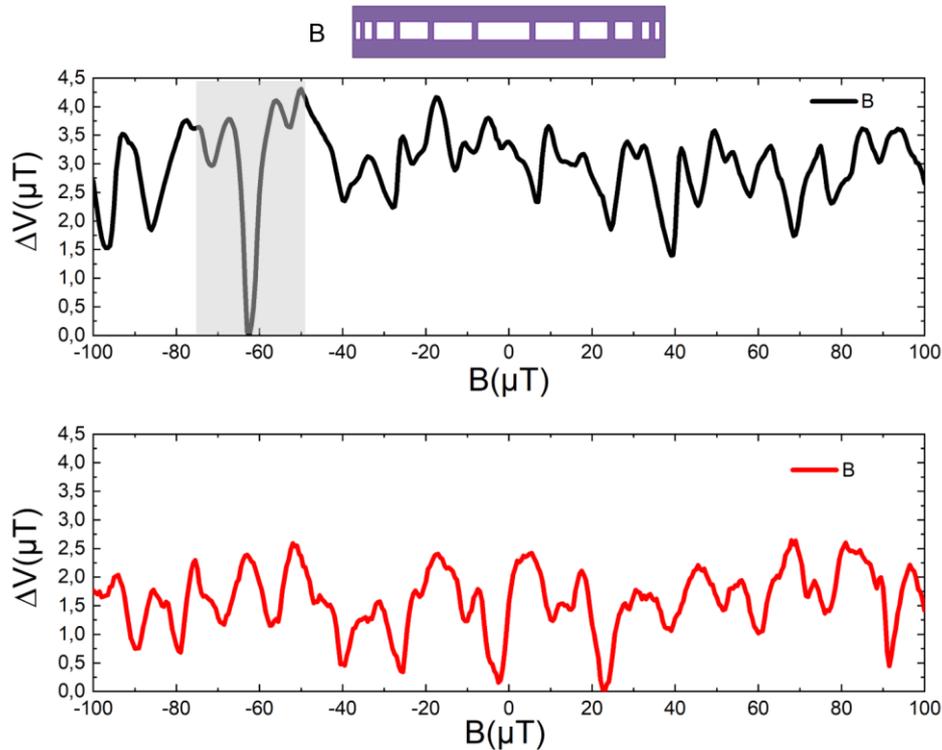


Figure 136 : Réponses de deux réseaux identiques, de 50 SQUID en parallèle, en configuration B.

Le positionnement des surfaces dans un réseau parallèle est important lorsque les courants de polarisation se distribuent de façon non homogène. La contribution prédominante des surfaces dans le signal DC correspond aux jonctions aux extrémités du réseau. Plus il y aura de jonctions, ou plus les surfaces seront petites, plus la réponse SQIF sera satisfaisante.

La dispersion des caractéristiques affecte plus les réseaux parallèles que les réseaux série. Pour les derniers, la dispersion se voit en une diminution de l'amplitude et la sensibilité, mais le signal garde les mêmes modulations de champ magnétique. Pour un circuit parallèle, la dispersion peut conduire à une disparition du pic SQIF.

5.3 SQIF 2D

5.3.1 DISTRIBUTION INHOMOGÈNE DE COURANTS DANS LES RÉSEAUX 2D

Les réseaux 2D sont les structures les plus prometteuses. Pour un réseau de N SQUID en série et M en parallèle la théorie stipule que l'amplitude en tension augmente proportionnellement à N et la sensibilité augmente proportionnellement à NxM. De plus lorsque l'on souhaite faire de la détection de signaux radiofréquences, les réseaux 2D permettent de choisir l'impédance du réseau afin de l'adapter à un circuit radiofréquence. Comme pour les réseaux série et parallèle, nous avons effectué une étude avec des réseaux 2D dont le nombre de SQUID augmente. Des réseaux dont le nombre augmente en série ainsi qu'en parallèle ont été construits mais n'ont pas pu être mesurés. D'autres réseaux

consistent en 10 répétitions en série des réseaux parallèles précédents pour $M = 20, 30, 40, 50$ et 60 SQUID. Les mêmes tailles de surfaces ont été utilisées. Ce sont ces réseaux que nous verrons dans ce qui suit.

La Figure 137 montre la réponse en tension en fonction d'un champ magnétique appliqué pour 5 réseaux de 10 SQIF parallèles en série, en structure compacte (cf chapitre 2 partie 2.4.2.3). Un schéma sur la figure rappelle la structure compacte. Le nombre de SQUID en parallèle varie d'un réseau à l'autre. Dans la légende l'indice M indique le nombre de SQUID en parallèle et N ceux en série. On observe une réponse SQIF très nette pour le réseau correspondant à $M = 20$. Plus le nombre de SQUID en parallèle augmente, plus la réponse se dégrade. Pour $M = 60$ on ne distingue plus de signature SQIF. On observe le même comportement qu'avec les réseaux parallèles, c'est-à-dire une dégradation des caractéristiques lorsque M augmente.

En bas de la Figure 137 est représentée la transformée de Fourier pour chaque réseau. Si nous regardons pour chaque signal les pics qui correspondent aux plus grandes surfaces, il semblerait que les pics correspondent à des surfaces de plus en plus grandes lorsque M augmente. Or tous les réseaux ont même taille de surface maximum. Pour une structure 2D compacte, augmenter le nombre de SQUID en parallèle revient à augmenter la surface supraconductrice sensible au champ magnétique. Il serait alors logique que le facteur de focalisation augmente avec M , et c'est la raison pour laquelle le dernier pic de la transformée de Fourier pour chaque signal correspond à des surfaces de plus en plus grandes lorsque M augmente.

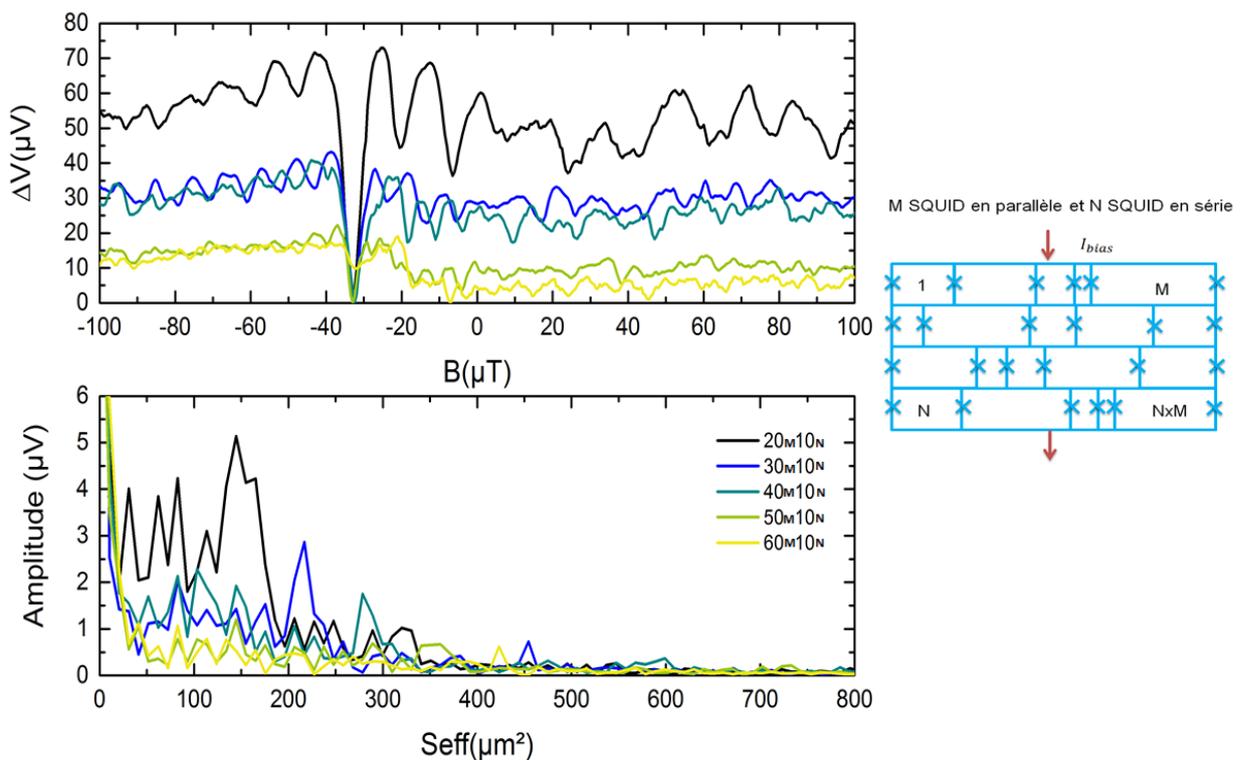


Figure 137 : Réponse en tension en fonction du champ magnétique appliqué en haut et transformée de Fourier en bas de réseaux 2D constitués de SQIF parallèles de $M=20, 30, 40, 50$ et 60 SQUID en parallèle répétés 10 fois en série. A droite un schéma rappelle la structure compacte.

Le Tableau 17 récapitule les caractéristiques des réseaux. Si l'on regarde les courants de polarisation optimaux, on peut observer qu'ils sont plus faibles que pour les réseaux parallèles seuls, comme on peut l'observer en haut à droite de la Figure 138. Par exemple, le réseau de 50 SQUID en parallèle était polarisé avec 1250 μA , tandis que la version 2D est polarisée à 610 μA , quasiment la moitié de courant. Les résistances normales par jonction sont similaires, mis à part pour le réseau $M = 60$. Pour ce qui est des amplitudes et sensibilités, elles diminuent avec M au lieu d'augmenter.

Tableau 17 : Caractéristiques de réseaux 2D de 10 SQIF parallèles de M SQUID

$M \times 10$	20m10n	30m10n	40m10n	50m10n	60m10n
T_{opt} (K)	44.5	46.5	46.5	47.5	46.5
I_{opt} (μA)	580	570	740	610	980
I_c (μA)	290	285	370	304	490
I_c/M (μA)	14.4	9.5	9.2	6	8.2
R_n (Ohm)	0.79	0.56	0.4	0.24	0.09
$R_n * M$ (Ohm)	1.6	1.7	1.6	1.2	0.5
$\frac{10}{R_n I_c}$ (μV)	22.8	16	14.8	7.3	4.3
ΔV_{max} (μV)	73.2	43	38.5	22.3	16.3
V_B (V/T)	18	12.9	9.8	7.8	4.8

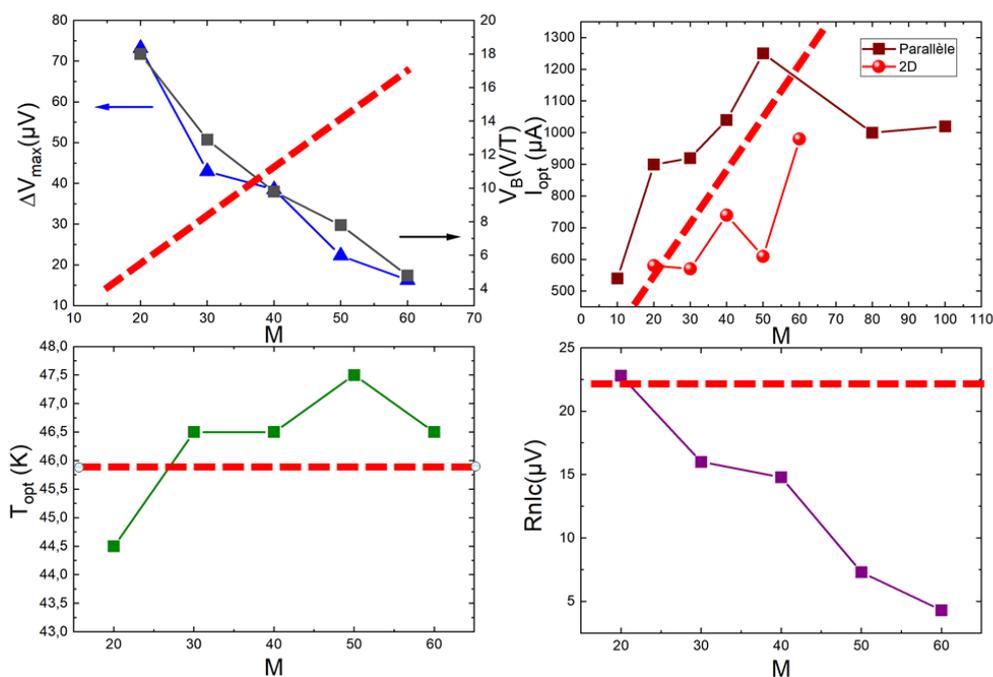


Figure 138 : Paramètres de SQIFs 2D en fonction du nombre M croissant de SQUIDs en parallèle. En haut à gauche, amplitude en bleu et sensibilité en noir. En haut à droite courant optimal de fonctionnement, en bas à gauche température optimale de fonctionnement et en bas à droite produit $R_n I_c$ par SQUID. En pointillés rouges sont représentés les comportements attendus.

A nouveau des simulations 3D MLSI ont été effectuées. La Figure 139 montre une simulation d'un réseau compact de 5 SQIF parallèles en série, chaque réseau ayant 10

SQUID en parallèle. Le réseau est polarisé avec $50 \mu\text{A}$ et un champ magnétique de $100 \mu\text{T}$ est appliqué. Comme pour les réseaux parallèles, le problème des distributions inhomogènes de courant est présent dans les réseaux 2D. C'est la raison pour laquelle les caractéristiques en tension se dégradent lorsque le nombre de SQUID en parallèle augmente. Les courants d'écrantage sont beaucoup plus importants que ceux des réseaux 1D. Lors des précédentes simulations nous avons relevé des courants d'écrantage de -1.28 mA dans les mêmes conditions de polarisation et de champ appliqué. Ici les courant d'écrantage vont jusqu'à -3.19 mA . Plus le réseau est grand plus ces courants risquent d'augmenter et amplifier le problème de polarisation du réseau parallèle.

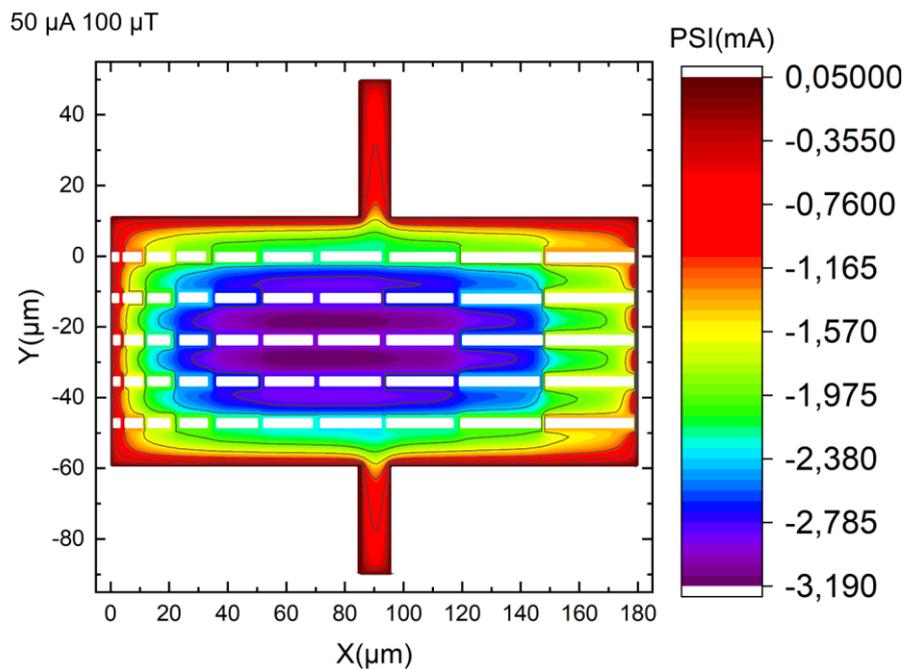


Figure 139 : Simulation 3D MLSI d'un SQIF 2D compact de 5 réseaux parallèles en série de 10 SQUID chacun, polarisé à $50 \mu\text{A}$ et avec un champ magnétique appliqué de $100 \mu\text{T}$.

Les réseaux 2D sont affectés par les distributions non homogènes de courant de polarisation, comme les réseaux parallèles, et les courants d'écrantage générés sont beaucoup plus importants. La réponse SQIF est dégradée lorsque le nombre de SQUID en parallèle augmente, ce qui est contraire au comportement attendu.

5.3.2 COMPARAISON DE RÉSEAUX SÉRIE, PARALLÈLE ET 2D

Le dessin des circuits série, parallèle et 2D présentés a été volontairement fait en utilisant les mêmes tailles de boucles afin de pouvoir comparer les différents types de réseaux. Il est intéressant de comparer la théorie aux mesures expérimentales. Pour un nombre N de SQUID en série et M en parallèle nous nous attendons à voir l'amplitude croître comme N pour les réseaux série et 2D et rester constante pour les réseaux parallèles. Pour ce qui est de la sensibilité nous nous attendons à ce qu'elle évolue comme N pour les réseaux série, comme M pour les réseaux parallèles et comme $N \times M$ pour les réseaux 2D.

La Figure 140 compare les données expérimentales et la théorie. L'amplitude des réseaux série, parallèles et 2D est à gauche et la sensibilité à droite, les deux en fonction du nombre

de SQUID. Pour ce qui est de l'amplitude, les réseaux série et les réseaux parallèles suivent la théorie. En revanche pour les réseaux 2D, pour un petit nombre de SQUID en parallèle (20 par exemple) l'amplitude est plus élevée que celle attendue (le réseau possède $M \times N = 20 \times 10$ SQUIDs). La valeur théorique a été estimée en fonction des mesures sur les réseaux série, dont nous avons pu évaluer le comportement théorique (Figure 102). A partir de ces mesures nous avons estimé les valeurs de tension et sensibilité par SQUID. On peut interpréter le comportement du réseau $M \times N = 20 \times 10$ de deux façons : La première interprétation consiste à dire que les valeurs théoriques estimées ne correspondent pas à la réalité, et c'est la raison pour laquelle nous avons une valeur expérimentale d'amplitude supérieure à celle estimée théoriquement. La deuxième interprétation consiste à dire que les réseaux 2D compacts optimisent les caractéristiques DC, certainement grâce à leur facteur de focalisation élevé et la possibilité de combiner des surfaces, et dans ce cas nous observons réellement une valeur d'amplitude plus élevée que celle estimée.

Plus le nombre de SQUID en parallèle augmente dans un réseau 2D, plus l'amplitude décroît et se rapproche de la théorie. Pour ce qui est de la sensibilité, seuls les SQIF série suivent la tendance théorique. A cause de l'échelle, les réseaux parallèles semblent constants en sensibilité avec M croissant mais en réalité la sensibilité diminue, comme pour les réseaux 2D. Nous avons compris avec les simulations 3D MLSI pourquoi cette dégradation des caractéristiques a lieu, lorsque les boucles sont mises en parallèle. Ce qui est inattendu dans ces mesures est que les réseaux 2D soient plus performants que les réseaux série pour un M petit.

Comme nous l'avons évoqué, lorsque des surfaces sont mises en parallèle, la combinaison de surfaces individuelles fait apparaître des nouvelles surfaces, dont la contribution n'est pas visible lorsque les boucles sont seulement en parallèle. En 2D ces surfaces supplémentaires peuvent aussi se sommer en série, ce qui fait que leur contribution est maintenant visible. D'autre part, même si toutes les jonctions d'un réseau 2D ne peuvent pas être atteintes par les courants de polarisation, il y a toujours plus de jonctions en parallèle que pour un SQIF série qui en a seulement 2. Ceci permet au courant de mieux se distribuer et masque des effets de dispersion, ce qui n'est pas possible dans un SQIF série.

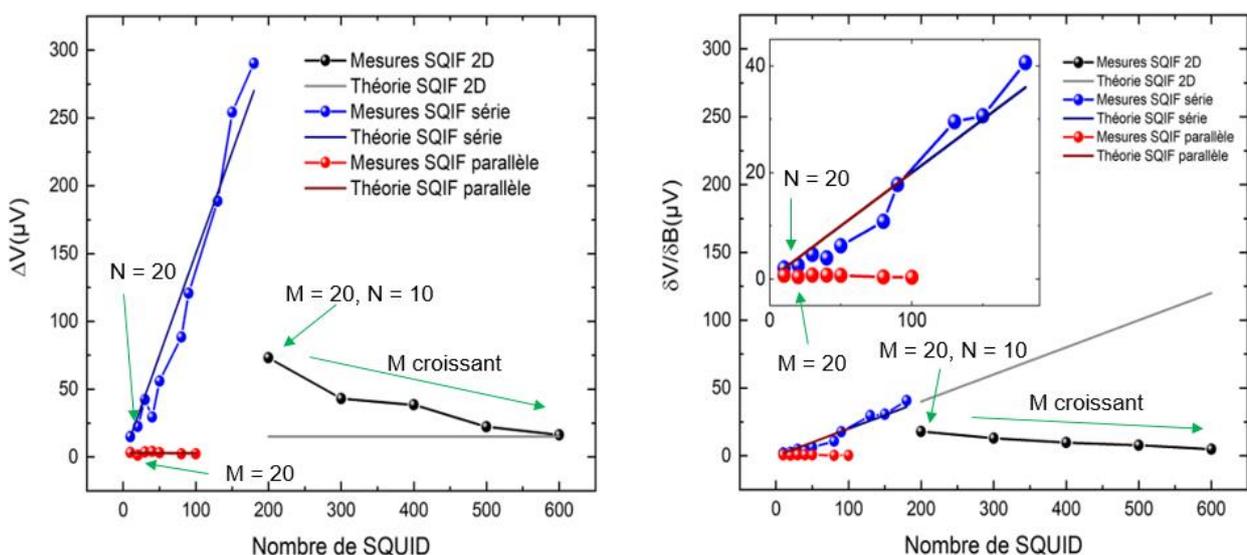


Figure 140 : Comparaison de mesures et de la théorie pour l'amplitude de réseaux SQIF à gauche et la sensibilité à droite en fonction du nombre de SQUID dans les réseaux.

La Figure 141 montre la comparaison des réponses SQIF optimales mesurées pour des réseaux série parallèle et 2D compacts que nous avons vu. Les indices M dans la légende indiquent le nombre de boucles en parallèle et N le nombre de boucles en série. La tension d'un réseau parallèle est de l'ordre de grandeur de la tension d'un SQUID.

Pour la comparaison les réseaux série et 2D ont été divisés par le nombre de SQUID en série, pour se ramener à la même échelle en tension d'un SQIF parallèle. Le premier graphique compare des réseaux pour $M \times N = 20 \times 10$, $N = 20$ et $M = 20$. En appliquant une mise à l'échelle, nous pouvons observer que le réseau série à une tension du même ordre de grandeur que le réseau parallèle, ce qui est attendu. Du point de vue sensibilité le réseau parallèle est beaucoup plus sensible, ce qui est également attendu. Pour le réseau 2D, la sensibilité est équivalente à celle du réseau parallèle. En théorie le réseau 2D devrait avoir une meilleure sensibilité. Pour ce qui est des amplitudes, même après mise à l'échelle, l'amplitude du réseau 2D est environ cinq fois plus importante que celle des deux autres réseaux.

Deux hypothèses peuvent être formulées : Soit les réseaux 1D étaient dégradés, et dans ce sens le réseau 2D étant plus robuste, ses caractéristiques sont celles réellement attendues. Soit la structure 2D compacte apporte un gain supplémentaire de performance. Il peut être dû à une surface plus importante de matériau supraconducteur qui est plus sensible au champ magnétique. Comme nous l'avons évoqué pour les structures parallèles, dans les réseaux 2D des boucles supplémentaires formées par la combinaison des boucles individuelles apportent une contribution au signal DC. Les structures 2D sont aussi plus flexibles devant la dispersion des courants critiques. Pour les réseaux série, les courants ne peuvent circuler que sur les deux branches du réseau contenant les jonctions. Pour des réseaux 2D la possibilité de changer de chemin fait en sorte que les courants qui circulent puissent se distribuer naturellement de façon optimale.

En termes de sensibilité, dans tous les cas de la Figure 141, les réseaux parallèles et 2D ont une sensibilité équivalente et elle est meilleure que celle des réseaux série comparés dans cette figure. Pour l'amplitude, dans les deux premiers cas (graphiques en haut de la figure) les réseaux 2D sont meilleurs que les autres structures, puis l'amplitude de ces réseaux finit par diminuer jusqu'à ce que ce soit le réseau parallèle qui soit le plus performant (figure en bas à droite). Nous avons vu que l'origine de cette dégradation du signal est la distribution inhomogène de courants dans le réseau.

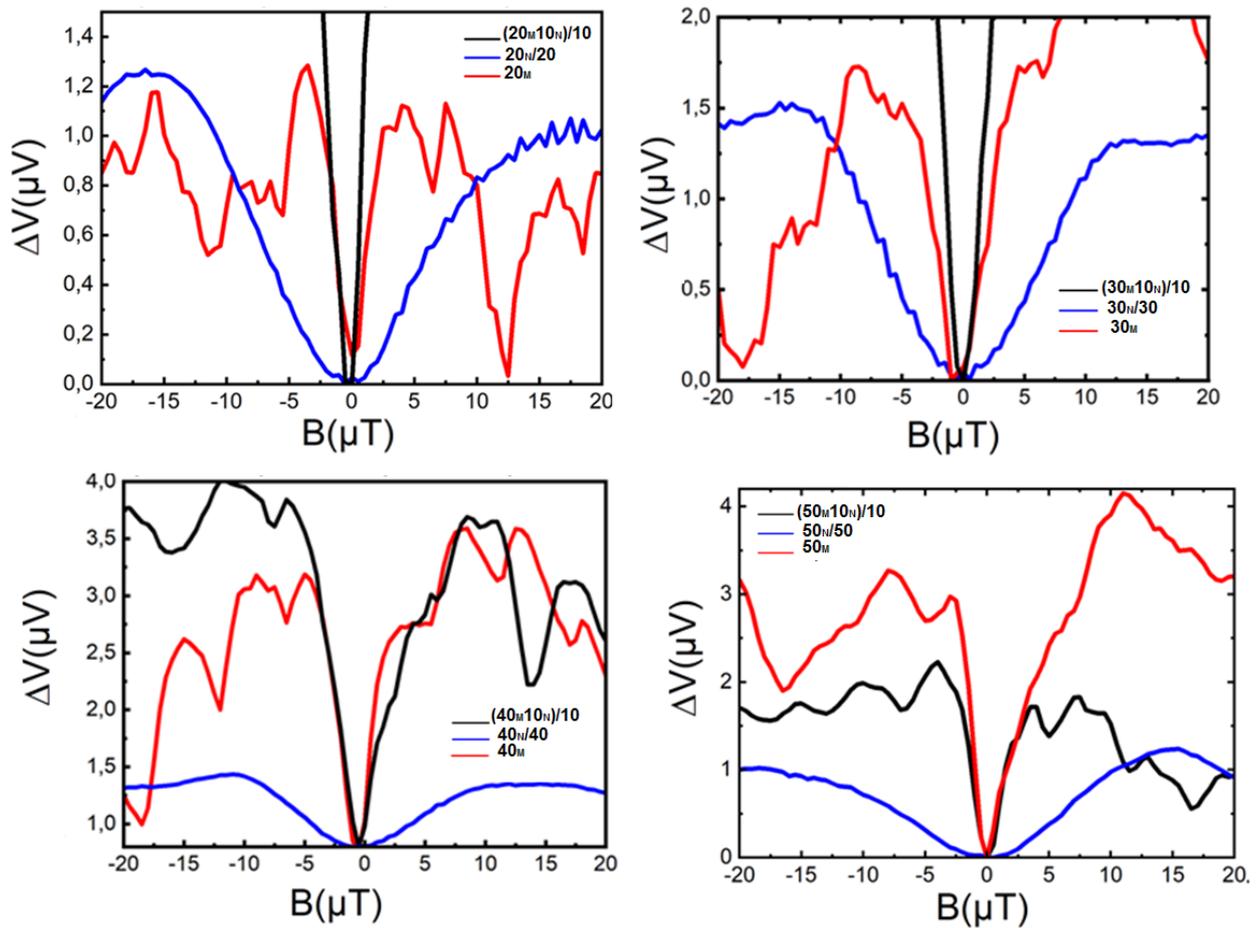


Figure 141 : Comparaison de réponses SQIF de réseaux série, parallèle et 2D. Dans la légende l'indice M indique le nombre de SQUID en parallèle et N celui en série.

Les réseaux 2D ayant peu de SQUIDs en parallèle sont plus performants que les réseaux série et parallèle. Ceci s'explique par le fait que les structures 2D sont plus flexibles à la dispersion des courants critiques d'une part, et d'autre part par l'apparition de surfaces supplémentaires dans le réseau qui sont des combinaisons des surfaces individuelles. On peut supposer également un facteur de focalisation plus élevé que pour les autres structures.

5.3.3 MISE EN 2D

Comme pour les réseaux série et parallèle, nous avons voulu étudier la mise en 2D. Pour ce faire, quatre ensembles de circuits ont été créés, tous identiques en structure mais chacun selon une configuration de distribution de surfaces selon les configurations A, B, C et D définies précédemment. Pour chaque ensemble de circuits, des SQIFs parallèles sont répétés en série 2, 5, 10 puis 15 fois, sous forme de structure compacte. Les circuits sont reliés en leur milieu par une ligne de polarisation commune, et ils ont aussi des connexions individuelles. De cette façon il est possible de polariser tous les réseaux en même temps, ou chacun individuellement, comme on peut le voir sur la Figure 142 c). Pour pousser l'étude plus loin, ces mêmes réseaux ont été assemblés sous forme compacte, comme on le voit en a), puis régulièrement espacés sous la forme que nous avons nommé structure espacée, comme on le voit en b). Les réseaux compacts et espacés ont été

fabriqués dans les configurations A, B, C et D. Tous les réseaux n'ont pas pu être mesurés, mais nous avons cependant pu obtenir des informations sur les circuits mesurés, que nous présenterons dans les parties qui suivent.

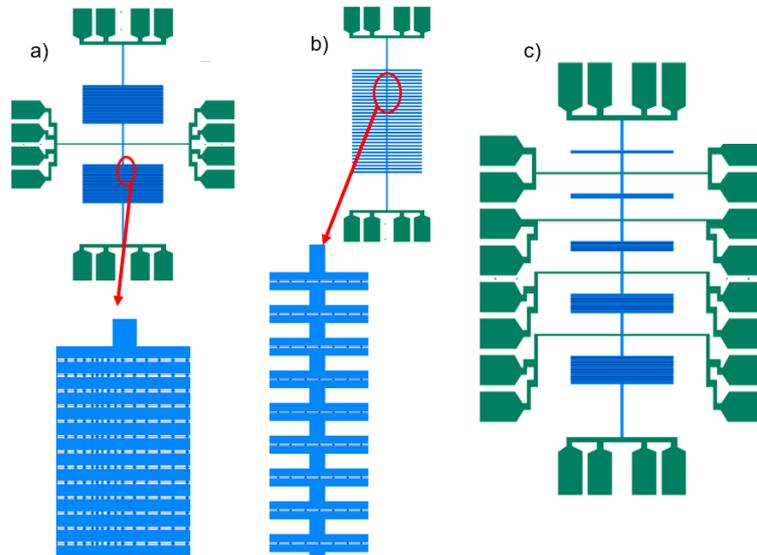


Figure 142 : Structures de réseaux 2D. En a) deux réseaux sous forme de structure compacte, avec agrandissement sur le circuit. En b) un réseau espacé, ayant même nombre de SQIF parallèles que la structure compacte. En bas un agrandissement de la structure. En c) un ensemble de circuits 2D compacts visant l'étude de la mise en 2D, Du haut vers le bas du circuit 1 SQIF parallèle, puis 2 répétés en série, 5, 10 et 15. Les circuits de la structure c) sont les mêmes que ceux de la structure a) et b).

5.3.3.1 CONFIGURATION DE SURFACES A

La Figure 143 montre la réponse en tension de 50 SQUID en parallèle, en configuration A, répétés 2, 5, 10 et 15 fois en série selon une structure compacte. Dans les légendes l'indice M indique le nombre de SQUID en parallèle et N ceux en série. On observe que pour le réseau parallèle (pour $N = 1$), un pic apparaît. Plus le nombre de réseaux parallèles en série augmente, plus le signal présente un pic SQIF qui se distingue très nettement des modulations secondaires.

Les réseaux 2D sont une façon de corriger les effets de dispersion des températures critiques. Le Tableau 18 présente les caractéristiques DC des réseaux 2D. On observe une diminution du courant optimal de polarisation lorsque le nombre de SQIF en série augmente. Pour les réseaux série nous avons constaté une amplitude moyenne par SQUID de $1.5 \mu\text{V}$, et une sensibilité de 0.2 V/T . Pour les réseaux parallèles il est difficile de définir une sensibilité moyenne, dans le sens où, selon les hypothèses formulées tous les SQUID d'un réseau parallèle ne participeraient pas à la réponse en tension. Pour l'amplitude cependant on constate une amplitude moyenne de $3 \mu\text{V}$. Selon cette valeur, si l'on compare l'amplitude d'un réseau au nombre N de SQUID en série, on peut observer que la tension n'évolue pas avec N. Pour ce qui est de la sensibilité les valeurs mesurées sont très éloignées de celles attendues (0.2 V/T par SQUID d'après les réseaux série). Il semblerait donc, que bien que la mise en 2D soit bénéfique pour le fonctionnement collectif des jonctions, elle ne soit pas suffisante pour atteindre les valeurs théoriques d'amplitude et sensibilité.

On observe également à la Figure 143 que la valeur en champ magnétique à laquelle se trouve le pic SQIF diminue lorsque le nombre de réseaux parallèles augmente en série. Ceci veut dire qu'il y a des effets de champ auto-induit dans les réseaux parallèles qui disparaissent dans les réseaux 2D, où la valeur de champ magnétique à laquelle se trouve le pic diminue. Nous avons déjà observé des courants de polarisation inférieurs pour les circuits 2D lorsque l'on a étudié les répétitions de 10 réseaux parallèles en série (Tableau 17). Est-ce que c'est la raison pour laquelle il faut polariser les réseaux parallèles à plus fort courant que les réseaux 2D ? Ou plutôt est-ce que ce sont les forts courants de polarisation qui génèrent un champ auto induit plus important ? La dernière proposition paraît la plus vraisemblable, mais il reste à comprendre pourquoi a-t-on besoin d'appliquer plus de courant dans les circuits parallèles.

Tableau 18 : Caractéristiques des réseaux 2D selon la configuration des surfaces A

MxN	A50x1	A50x2	A50x5	A50x10	A50x15
$T_{opt} (K)$	48	48	48.5	49	49.5
$I_{opt} (\mu A)$	1140	1200	990	820	810
$I_c (\mu A)$	570	600	459	410	405
$I_c/50 (\mu A)$	11.4	12	9.2	8.2	8.1
$R_n (Ohm)$	0.023	0.05	0.13	0.3	0.43
$\frac{R_n * 50}{N} (Ohm)$	1.15	1.25	1.3	1.5	1.3
$\frac{R_n I_c}{N} (\mu V)$	13	15	11.8	12.3	11.5
$\Delta V_{max} (\mu V)$	4.2	5.2	10.3	23.9	53.5
$V_B (V/T)$	1.1	1.3	2.8	4	19.7

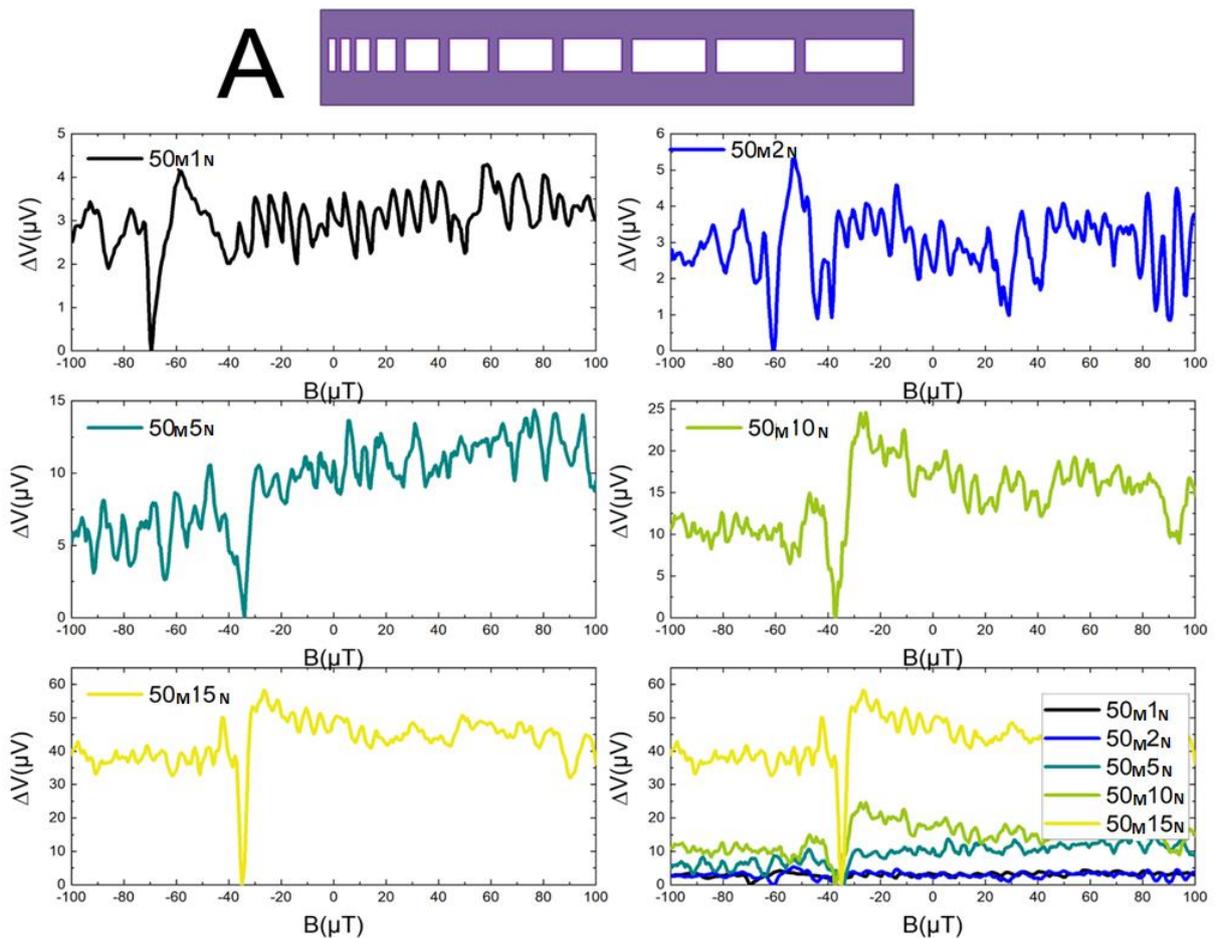


Figure 143 : Réponses en tension en fonction du champ magnétique appliqué de 50 SQUID en parallèle, répétés en série 2, 5, 10 et 15 fois selon la configuration A. Dans les légendes l'indice M indique le nombre de SQUID en parallèle, et l'indice N ceux en série.

La Figure 144 montre la transformée de Fourier des réponses des réseaux 2D de la Figure 143. On observe un comportement similaire à celui montré par tous les réseaux parallèles selon la configuration A. A savoir deux groupes de surfaces actives qui peuvent correspondre aux petites et grandes surfaces aux extrémités du réseau.

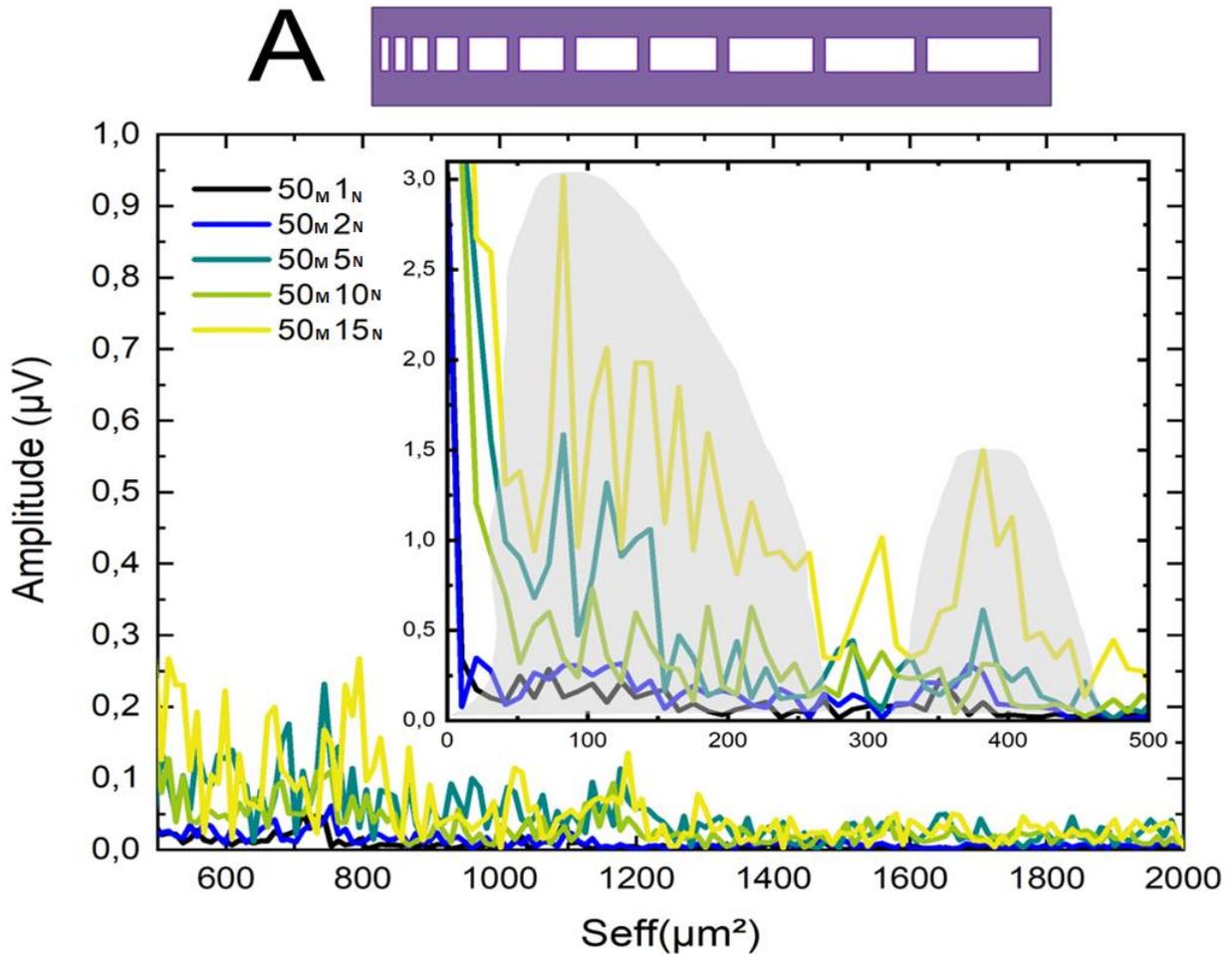


Figure 144 : Transformée de Fourier des réponses des réseaux 2D selon la configuration A. Dans la légende l'indice M indique le nombre de SQUID en parallèle et l'indice N la répétition en série.

Avec la mise en 2D, nous pouvons comparer 3 réseaux parallèles identiques. Le premier réseau est celui mesuré lors de la mise en parallèle, c'est le réseau 1 dans le Tableau 19. Le réseau 2 est celui que nous avons étudié lorsque l'on a fait varier le paramètre Y. Parmi les différentes valeurs de ce paramètre de variation il se trouvait une qui correspondait au même réseau. Enfin le réseau 3 est celui mesuré lors de la mise en 2D. Comme nous pouvons l'observer les trois réponses sont différentes mais présentent un pic. Les caractéristiques DC du Tableau 19 nous montrent que les courants de polarisation sont différents dans les trois cas, ainsi que les valeurs de courant critique. Pour ce qui est de la sensibilité et l'amplitude en tension les valeurs sont également différentes. Si l'on tient en compte la comparaison effectuée avec deux SQIF série identiques à la partie 5.1.4, nous avons vu que les réponses DC étaient également différentes. Il semblerait donc que le processus technologique utilisé ne soit pas tout à fait reproductible. La Figure 145 montre les réponses DC ainsi que la transformée de Fourier. Pour les trois réseaux on observe le même comportement dans les surfaces actives, sous formes de deux groupes de surfaces.

Tableau 19 : Caractéristiques DC de 3 SQIF de 50 SQUID en parallèle identiques.

M = 50, N = 1	Réseau 1	Réseau 2	Réseau 3
T_{opt} (K)	45	50	48
I_{opt} (μA)	1250	720	1140
I_c (μA)	625	360	570
$I_c/50$ (μA)	12.5	7.2	11.4
R_n (Ohm)	0.026	0.031	0.023
$R_n * M$ (Ohm)	1.3	1.55	1.15
$R_n I_c$ (μV) (par SQUID)	16.2	11.2	13
ΔV_{max} (μV)	3	2.3	4.2
V_B (V/T)	0.69	0.74	1.1

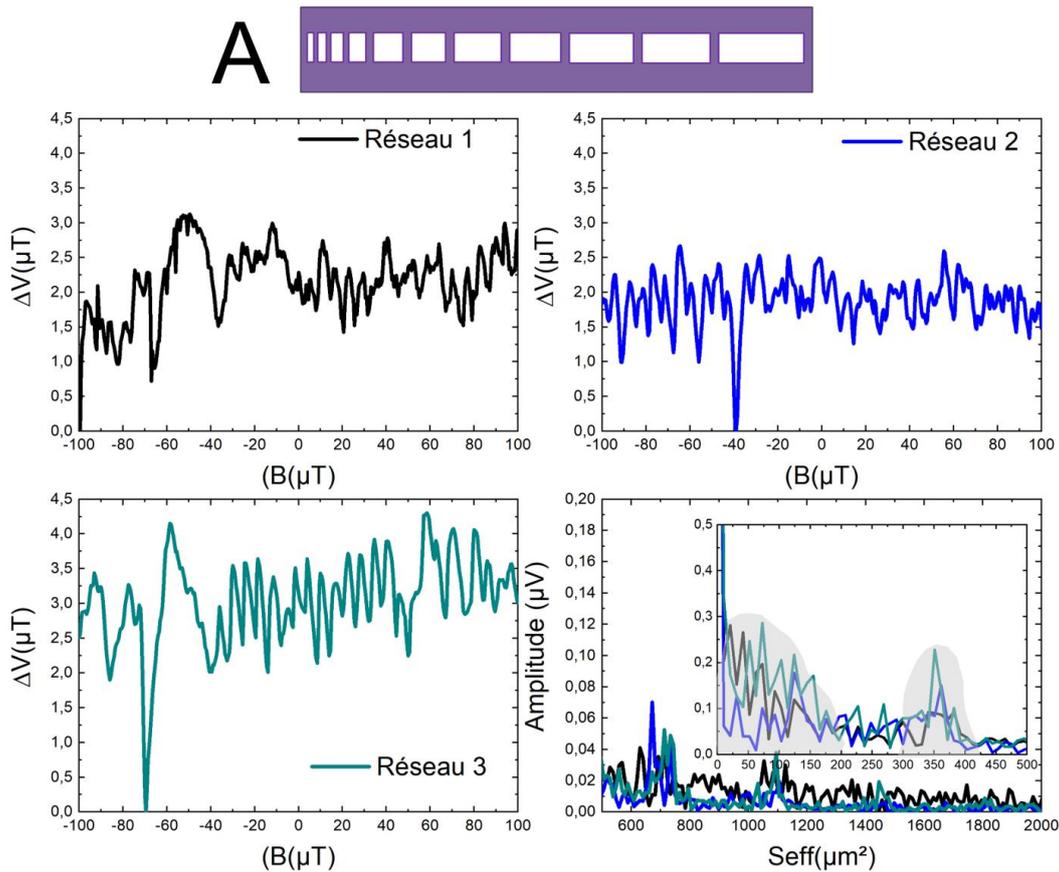


Figure 145 : Caractéristiques de tension en fonction du champ magnétique appliqué de 3 SQIF identiques de 50 SQUID en parallèle. En bas à droite est représentée la transformée de Fourier des trois réseaux

5.3.3.2 CONFIGURATION DE SURFACES B

La même étude que celle de la partie précédente a été réalisée avec des réseaux parallèles de 50 SQUID selon la configuration B, c'est-à-dire ayant les petites surfaces aux extrémités et les grandes au centre du réseau. On observe un comportement similaire en l'apparition d'un pic avec le nombre croissant de SQUID en série, comme le montre la Figure 146. Les courants de polarisation ne diminuent pas avec le nombre de SQUID en série, comme c'était le cas pour les réseaux en configuration A. Ceci veut dire que l'asymétrie introduite par la configuration de surfaces A serait à l'origine des champs auto-induits. En ce qui concerne l'amplitude et la sensibilité, on mesure encore des valeurs inférieures à celles attendues théoriquement.

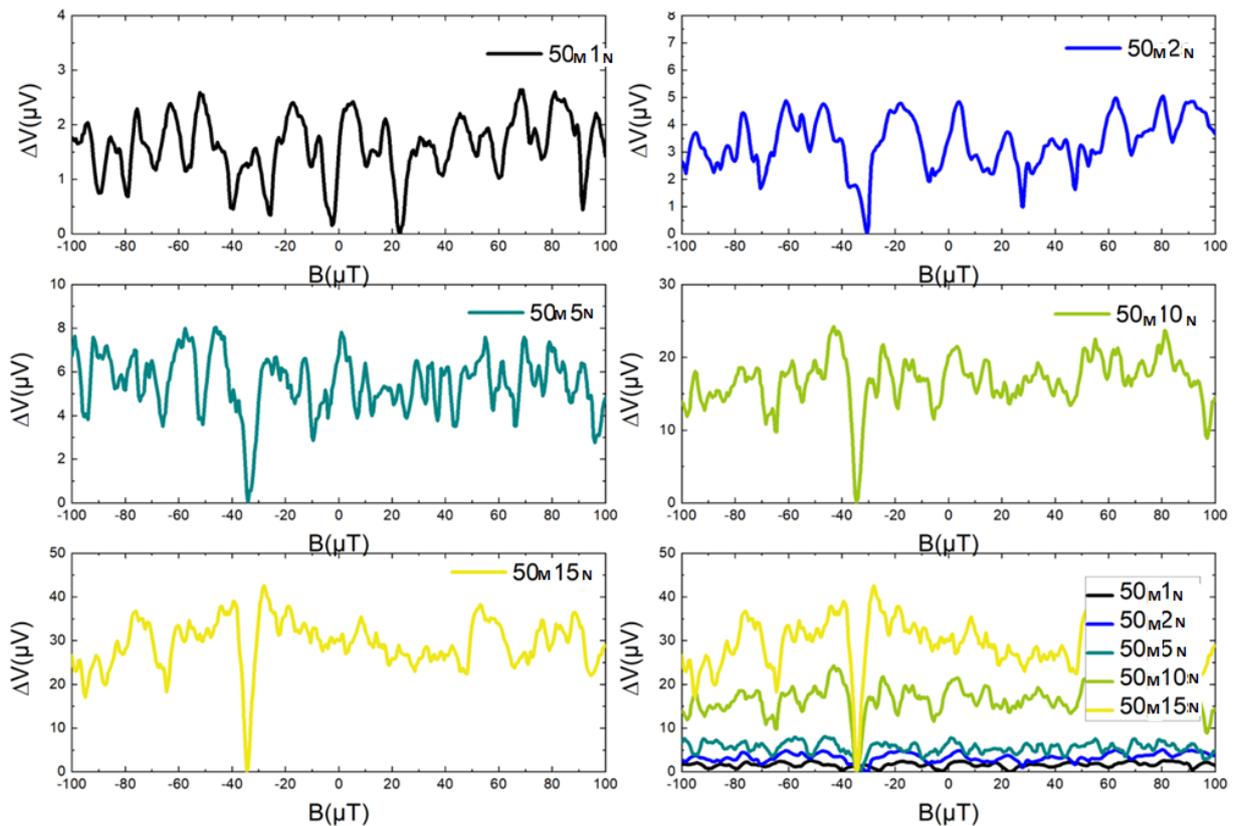


Figure 146 : Réponses en tension en fonction du champ magnétique appliqué de 50 SQUID en parallèle, répétés en série 2, 5, 10 et 15 fois selon la configuration B. Dans les légendes l'indice M indique le nombre de SQUID en parallèle, et l'indice N ceux en série.

Tableau 20 : Caractéristiques des réseaux 2D selon la configuration des surfaces B

MxN	B50x1	50x2	50x5	50x10	50x15
T_{opt} (K)	45	46	46	46.5	46.5
I_{opt} (μA)	580	1270	1000	1010	1140
I_c (μA)	290	635	500	505	570
$I_c/50$ (μA)	5.8	12.7	10	10.1	11.4
R_n (Ohm)	0.036	0.062	0.041	0.32	0.45
$\frac{R_n * 50}{N}$ (μV)	1.8	1.55	0.41	1.6	1.5
$\frac{R_n I_c}{N}$ (μV)	10.3	19.7	4.1	16.2	17.1
ΔV_{max} (μV)	2.4	4.8	6.4	23.9	42.6
V_B (V/T)	0.67	1.1	1.5	6.5	11.7

Pour ce qui est de la transformée de Fourier, représentée à la Figure 147 on peut observer que les surfaces autour de $400 \mu m^2$ ne sont plus présentes. Ceci est directement lié à la configuration qui place les grandes surfaces au milieu. Notre hypothèse d'une distribution inhomogène des courants de polarisation semble valable.

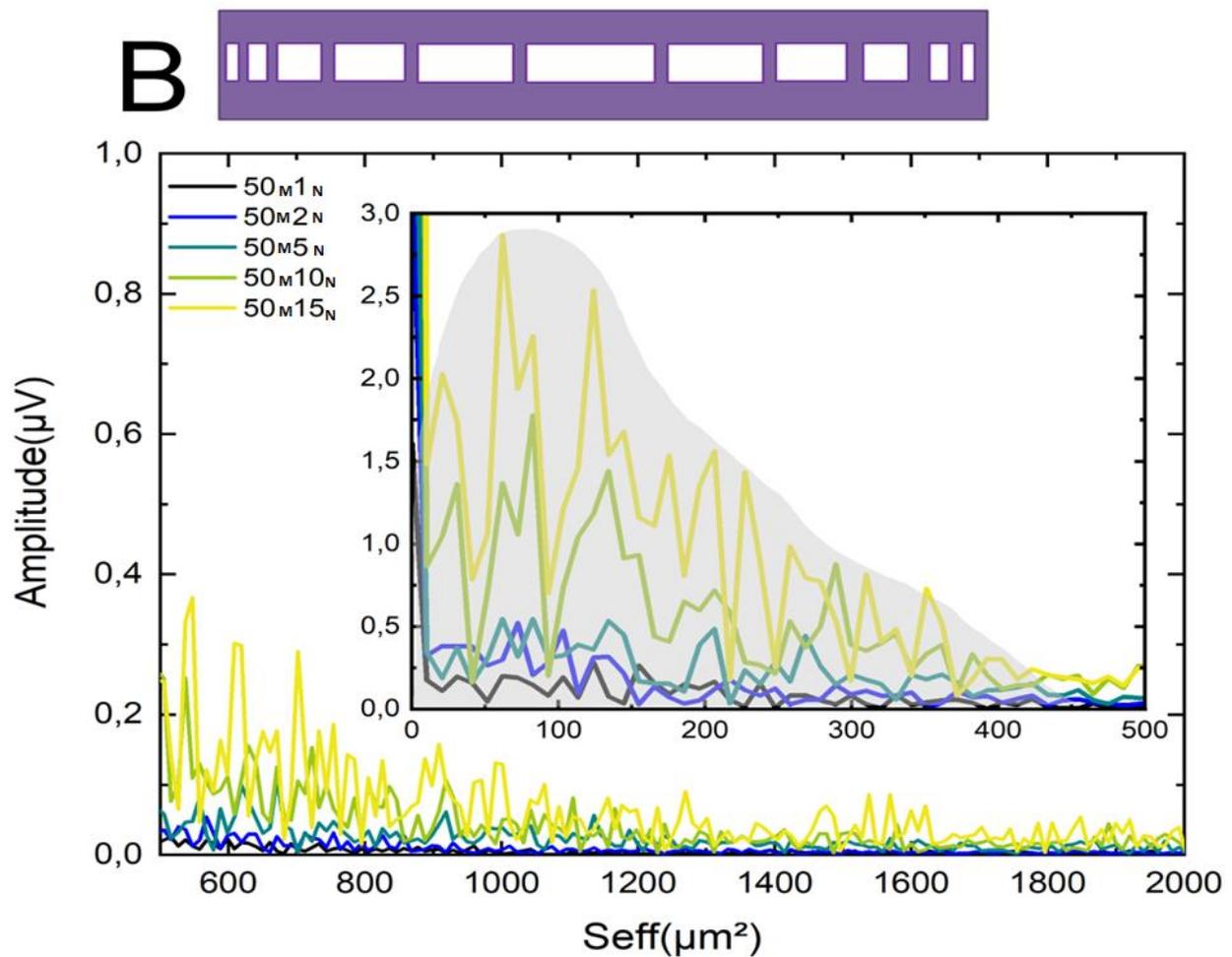


Figure 147 : Transformée de Fourier des réponses des réseaux 2D selon la configuration B. Dans la légende l'indice M indique le nombre de SQUID en parallèle et l'indice N la répétition en série.

Afin de comparer les pics obtenus avec les réseaux 2D en configuration A et B, la Figure 148 montre en haut les réponses en tension et en bas les transformées de Fourier. Pour ce qui est des réponses en tension le réseau en configuration A a une amplitude et une sensibilité plus importantes que celui en configuration B. Cependant compte tenu de la conclusion que nous avons fait sur la reproductibilité des dispositifs, nous ne pouvons pas dire avec certitude que le réseau en configuration A est plus avantageux que celui en configuration B. En bas de la figure les transformées de Fourier sont en accord avec les distributions de surfaces. La configuration B a les grandes surfaces au milieu du réseau, à cause des problèmes de polarisation elles n'apparaissent pas dans la transformée de Fourier. La configuration A a des grandes surfaces à une extrémité, et on les voit apparaître à la transformée de Fourier.

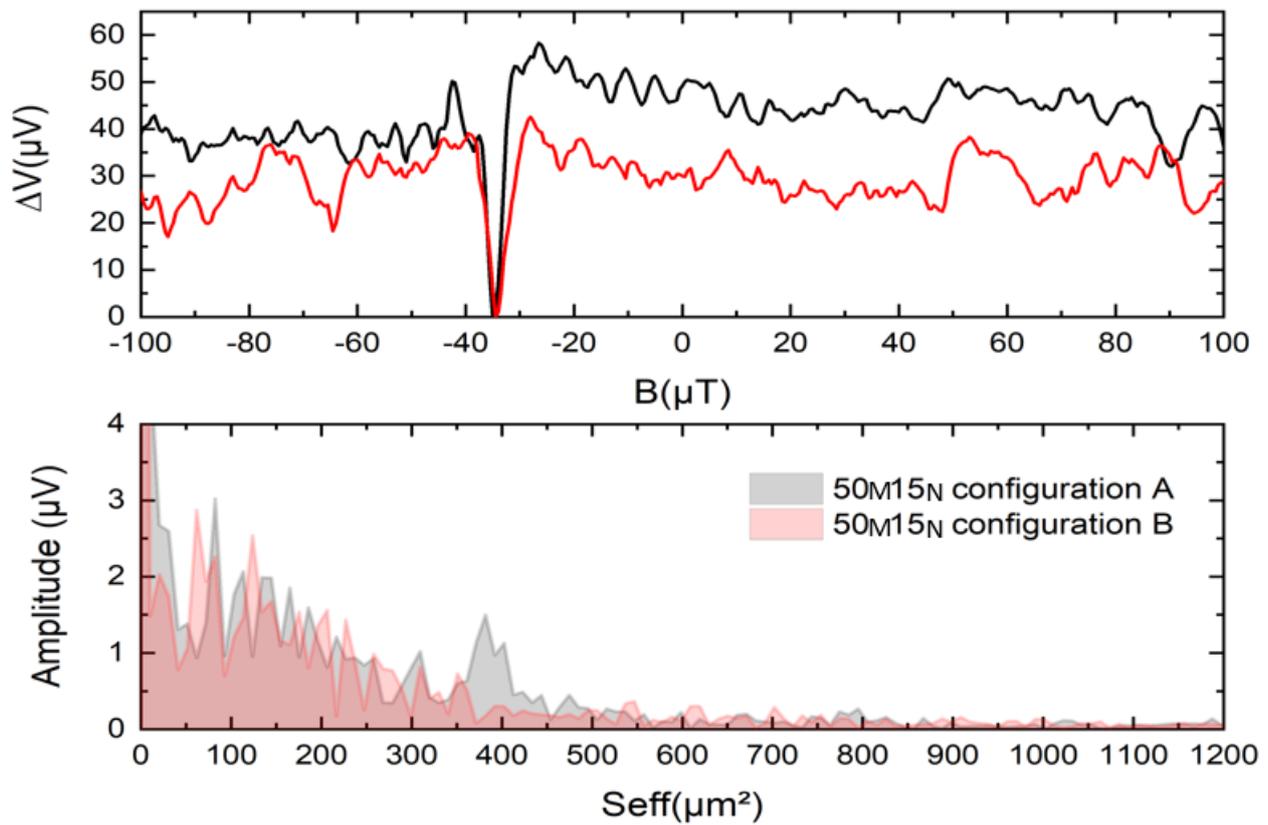


Figure 148 : Comparaison entre deux réseaux 2D selon la configuration des surfaces A en noir et B en rouge. Les réseaux sont constitués de 15 SQIF parallèles, connectés en série, chaque SQIF parallèle ayant 50 SQUID en série. En haut est représentée la réponse en tension en fonction du champ magnétique appliqué et en en bas la transformée de Fourier des deux réseaux.

La Figure 149 reprend les valeurs de sensibilité et d'amplitude des réseaux 2D que nous venons d'étudier. A gauche est représenté l'amplitude en tension pour les configurations de surfaces A et B, en fonction du nombre de SQIF parallèles. En pointillés sont représentés deux valeurs théoriques. La première correspond à la valeur de référence d'amplitude par SQUID de $1.5 \mu\text{V}$ extraite des mesures des SQIF série. Cette valeur a été multiplié par le nombre de SQUID pour obtenir la droite noire en pointillés. La deuxième valeur théorique est celle extraite des réseaux parallèles, ces circuits ont une amplitude en tension équivalente à celle d'un SQUID. La valeur que nous avons extrait des mesures est de $3 \mu\text{V}$. Ainsi nous pouvons dire que par rapport aux SQIF série, les réseaux 2D ont des meilleures performances en termes d'amplitude. Par rapport aux circuits parallèles ces réseaux sont équivalents. A droite de cette figure est représenté la sensibilité des réseaux, en comparaison avec une valeur théorique. Cette fois ci comme nous ne sommes pas en mesure d'extraire la valeur de sensibilité par SQUID dans les réseaux parallèles, nous ne pouvons comparer la sensibilité des réseaux 2D qu'avec les SQIF série. Ici aussi nous avons des meilleures performances pour les réseaux 2D, ce qui était attendu contrairement au cas de l'amplitude en tension.

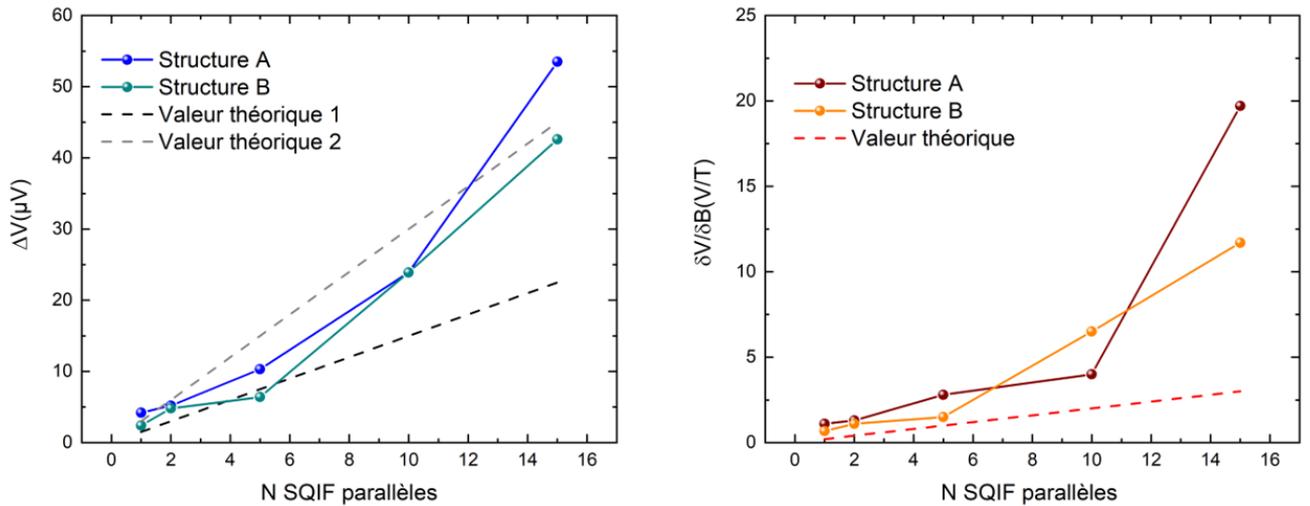


Figure 149 : Caractéristiques des réseaux 2D en configuration A et B. Amplitudes en fonction du nombre de SQIF en série à gauche et sensibilités à droite.

La configuration de surfaces A et B n'a pas beaucoup d'influence dans les réseaux 2D.

La mise en série de réseaux parallèles fait gagner en amplitude lorsque l'on se réfère aux réseaux série, et est celle attendue lorsque l'on se réfère aux réseaux parallèles. Pour la sensibilité, à cause des problèmes de polarisation des réseaux parallèles, nous ne savons pas calculer la valeur par SQUID dans un SQIF parallèle. Pour cette raison on ne peut comparer la sensibilité des réseaux parallèles mis en série qu'avec les SQIF série, et on constate un gain de sensibilité pour la mise en série de réseaux parallèles.

5.3.2 STRUCTURES 2D COMPACTES VS ESPACÉES

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, il existe plusieurs façons de faire un réseau 2D. En plus de la structure compacte, on peut connecter en parallèle des réseaux série. Une autre façon de faire des réseaux 2D consiste à connecter en série des réseaux parallèles, avec une piste de polarisation reliant chaque réseau par leur milieu comme représenté à la Figure 142 b). Nous appellerons cette dernière structure un réseau 2D espacé, en opposition aux réseaux compacts.

Dans cette section nous nous intéresserons à la structure de réseau 2D compacte en comparaison avec une structure espacée. Les réseaux ont été constitués d'après les réseaux utilisés pour faire l'étude de la mise en 2D. Ces réseaux consistaient en des SQIF parallèles de 50 SQUID que l'on répète 2, 5 10 et 15 fois. En prenant en compte le réseau parallèle tout seul cela fait en tout 33 SQIF parallèles pour chaque configuration A, B, C et D. En partant de ces réseaux, la structure compacte consiste en un rassemblement de ces 33 réseaux en série selon une structure où les réseaux sont collés les uns aux autres. C'est la structure compacte de la Figure 142 a). Ces SQIF compacts ont été régulièrement espacés par une piste de polarisation de 10 μm qui relie chaque SQIF parallèle en son milieu. C'est la structure espacée.

En plus de ces réseaux, pour la structure compacte en configuration C, un autre réseau identique a été produit, dans lequel nous avons retiré une jonction au milieu d'un réseau parallèle, une ligne sur deux. La Figure 150 montre en a) deux SQIF compacts, en b) un

agrandissement sur la structure, et en c) un agrandissement sur trois lignes correspondant à trois SQIF parallèles. Celui du haut possède toutes ses jonctions, celui du milieu à une jonction manquante au centre et celui qui suit a aussi toutes ses jonctions. De cette façon nous voudrions étudier le comportement des distributions de courant. Nous avons appelé cette structure C*.

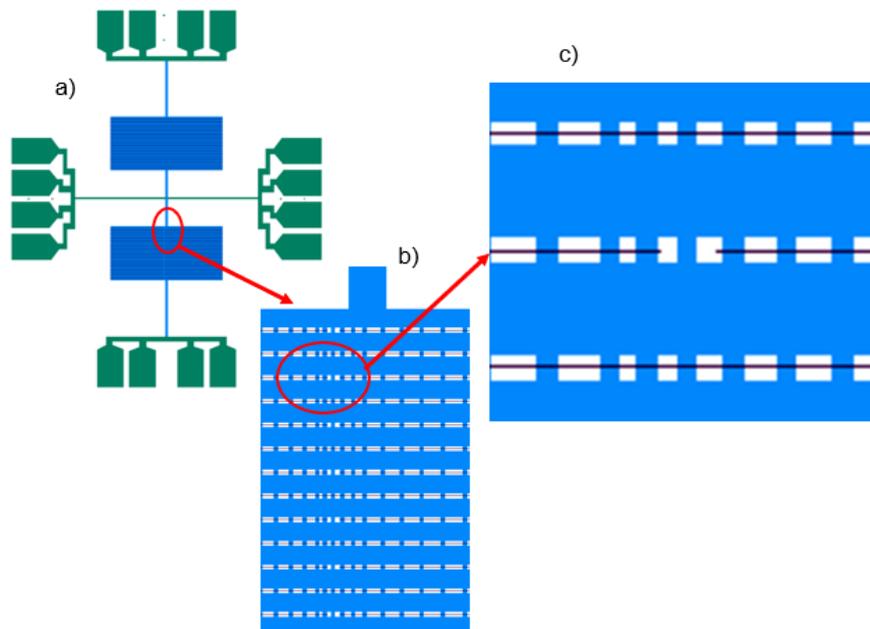


Figure 150 : Configuration C*, il s'agit d'un réseau compact a), en configuration C, b) et pour lequel une jonction est retirée au centre d'un réseau parallèle sur deux, c).

Dans ce qui suit, tous les réseaux n'ont pas pu être mesurés, nous présenterons des résultats pour les circuits en configuration compacte, A, C* et D, puis en configuration espacée A, C et D.

La Figure 151 montre les caractéristiques en tension en haut et les transformées de Fourier en bas pour les réseaux compacts A et D. En termes d'amplitude les deux réseaux ont des valeurs similaires, et en termes de sensibilité aussi. Quant à la forme du signal, on observe un pic asymétrique pour la configuration A, certainement due à l'asymétrie du réseau et on observe une modulation périodique en plus du pic SQIF pour la configuration D. La transformée de Fourier montre que pour ce dernier réseau il y a une forte contribution du signal pour une surface effective proche de $500 \mu\text{m}^2$. D'après ce que nous avons vu concernant les distributions de courant, et étant donné la structure du réseau alternant grandes et petites surfaces, cette transformée de Fourier semble cohérente.

Lorsque nous avons décrit les SQIF, une condition pour observer un anti-pic proche du champ magnétique nul était celle d'assembler des surfaces incommensurables. Les modulations périodiques de la courbe bleue sont le résultat d'un réseau ayant des surfaces commensurables, puisqu'il s'agit de répétitions de SQIF parallèles. Afin d'éviter ces effets, il faudrait que toutes les surfaces du réseau soient différentes et incommensurables.

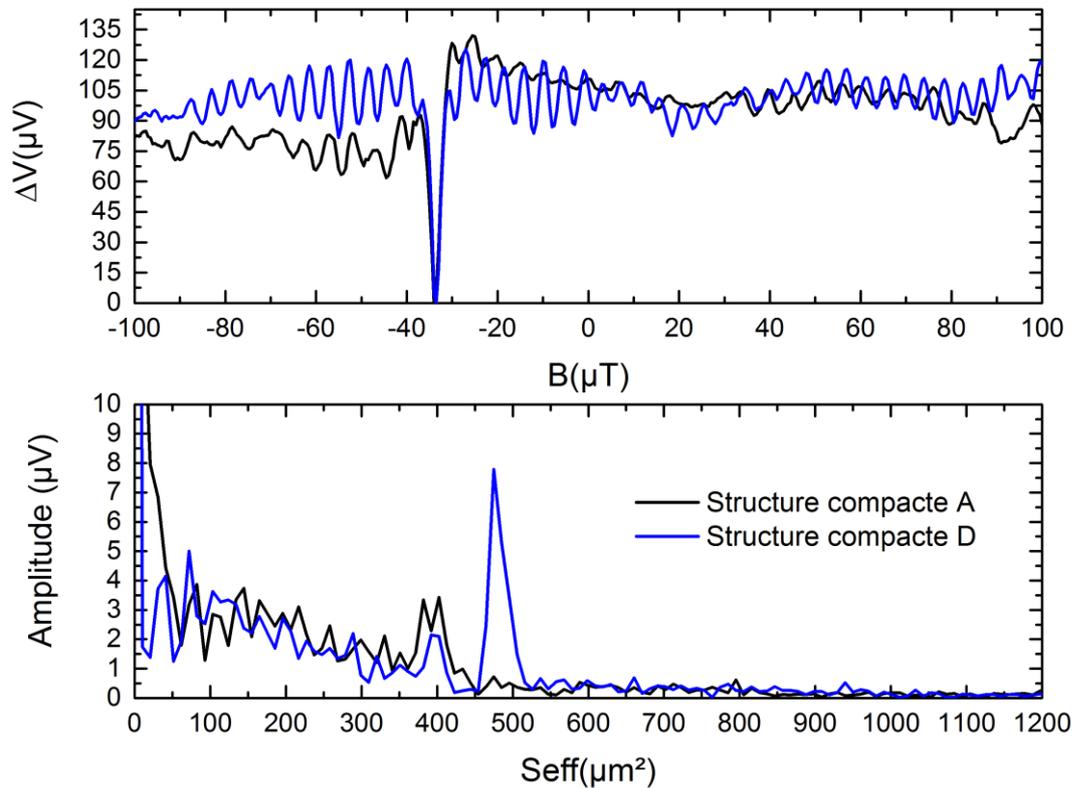


Figure 151 : Comparaison entre deux réseaux 2D selon la configuration des surfaces A en noir et D en bleu. Les réseaux sont constitués de 33 SQIF parallèles, connectés en série, chaque SQIF parallèle ayant 50 SQUID. En haut est représentée la réponse en tension en fonction du champ magnétique appliqué et en bas la transformée de Fourier des deux réseaux.

Comme pour les réseaux parallèles, au-delà du point de fonctionnement qui donne un maximum d'amplitude et sensibilité, lorsque l'on augmente le courant de polarisation, on peut observer une réponse en tension différente. La Figure 152 montre la réponse en tension optimale pour le réseau en configuration D en rouge, et une réponse DC du même réseau à une température un peu plus faible et à très fort courant de polarisation. Ce qu'on observe est que les modulations périodiques présentes sur la réponse optimale disparaissent, ainsi que le pic autour de $500 \mu\text{m}^2$ sur la transformée de Fourier. Le pic SQIF a la même amplitude mais perd de la sensibilité. Ce comportement est encore une fois cohérent avec notre hypothèse. En effet en polarisant à plus fort courant on utilise les surfaces proches du milieu. Etant donné que la structure alterne grandes et petites surfaces, les plus grandes surfaces se trouvent aux extrémités. En polarisant à fort courant on les élimine donc de la réponse en tension.

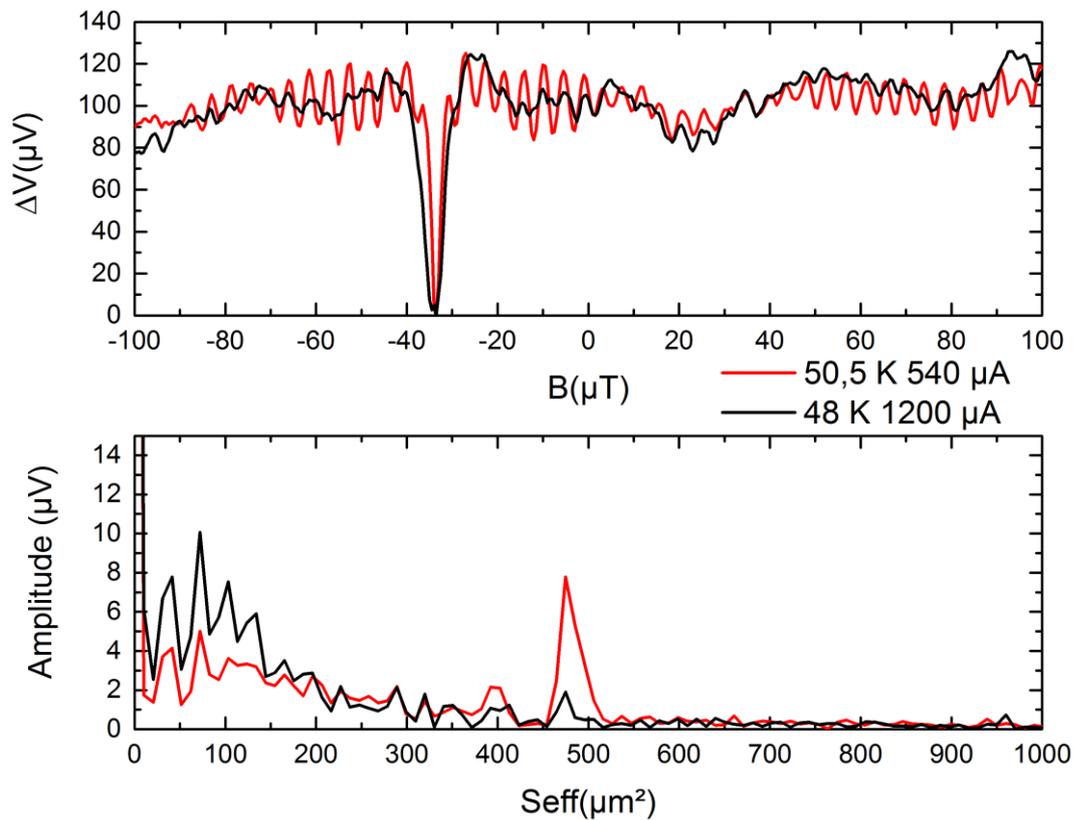


Figure 152 : Réponse en tension d'un réseau 2D de 33 SQIF parallèles, connectés en série, chaque SQIF parallèle ayant 50 SQUID en parallèle selon la configuration D. En noir la réponse en tension en haut et la transformée de Fourier en bas du réseau à 48 K et 1.2 mA. En rouge la réponse en tension en haut et la transformée de Fourier en bas à 50.5 K et 540 μ A.

La Figure 153 montre les caractéristiques en tension des 6 réseaux mesurés, en configuration A, C* et D selon une structure compacte, et en configuration A, C et D selon une structure espacée. A droite sont tracées les transformées de Fourier. On observe une différence importante entre les structures compactes et espacées. Pour les premières on observe un pic SQIF très distinct des modulations secondaires. Pour les structures espacées il n'y a plus de réponse SQIF et la structure C* se comporte comme une structure espacée. Le Tableau 21 récapitule les caractéristiques DC de chaque réseau. On observe que les réseaux compacts A et D ont des courants de polarisation optimaux plus faibles que les réseaux espacés et le réseau C*. Cette observation se rajoute à celles des autres réseaux 2D, et nous confirme que les structures compactes sont celles que l'on devrait utiliser. Les réseaux espacés n'ont pas de signature SQIF et les amplitudes et sensibilités sont beaucoup plus faibles que pour les réseaux compacts.

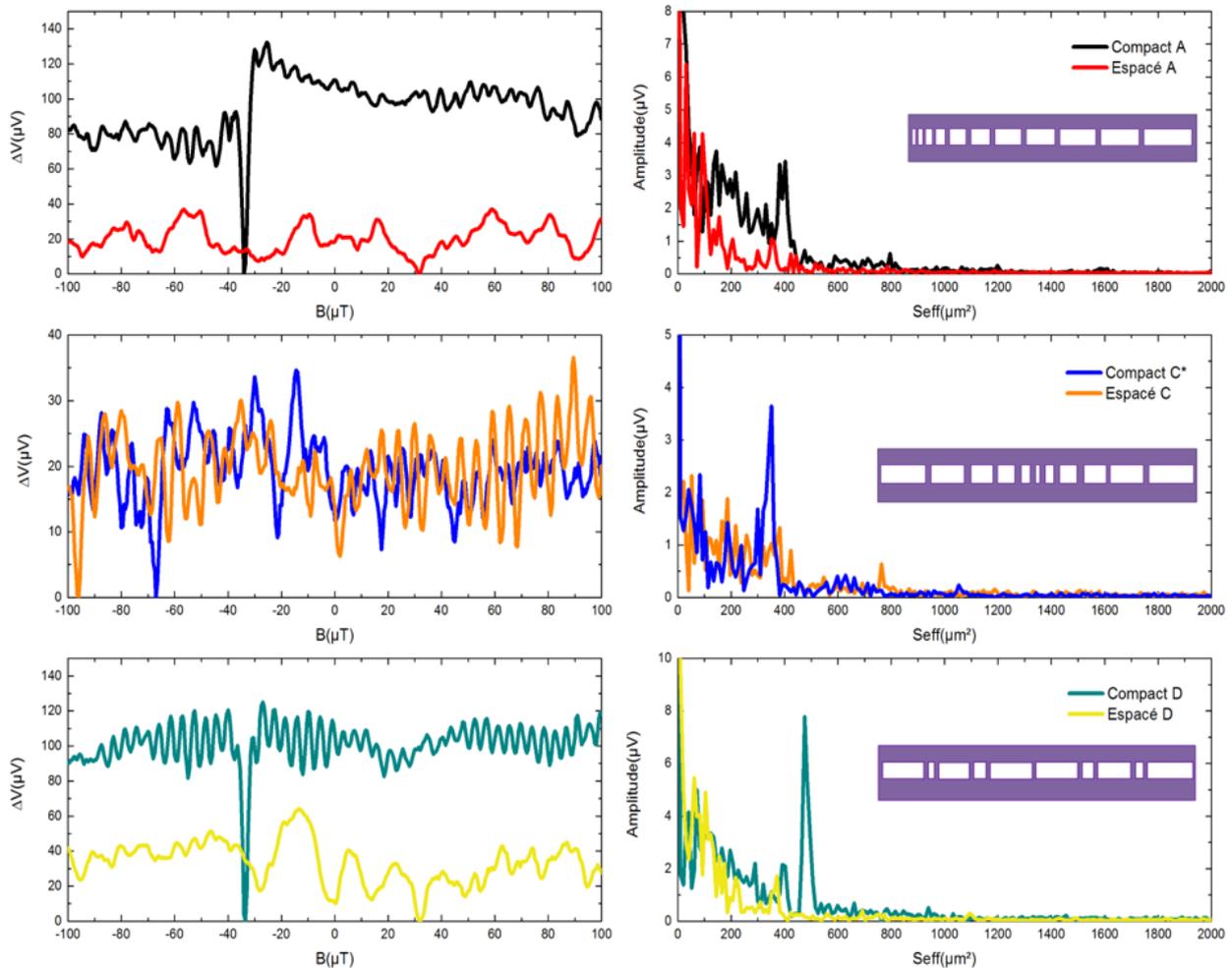


Figure 153 : Réponse en tension en fonction du champ magnétique appliqué de plusieurs réseaux 2D selon une structure compacte ou espacée à gauche, et dans les configurations de surfaces A, C et D. A droite les transformées de Fourier.

Tableau 21 : Caractéristiques DC de différents réseaux 2D selon une structure compacte ou espacée.

MxN=50x33	Compacte A	Compacte C*	Compacte D	Espacé A	Espacé C	Espacé D
T_{opt} (K)	49.5	48.5	50.5	48	47.5	46.5
I_{opt} (μA)	670	1060	540	1110	940	1090
I_c (μA)	335	530	270	555	470	545
$I_c/50$ (μA)	6.7	10.5	5.3	11	9.3	10.8
R_n (Ohm)	1.1	0.48	1	0.87	0.9	0.9
$R_n * 50$ (Ohm)	1.6	0.73	1.4	1.2	1.4	1.4
$\frac{33}{33} R_n I_c$ (μV)	11.2	7.6	8.2	14.5	12.7	14.9
ΔV_{max} (μV)	127	34.5	124	36.8	29.7	63
V_B (V/T)	46.7	9.1	41.4	6.5	9.1	9.1

Les structures 2D compactes sont un meilleur choix que les structures espacées car elles sont plus tolérantes aux inhomogénéités de courant. On avait compris précédemment que les réseaux parallèles sont très sensibles à la dispersion des courants critiques, tandis que les réseaux 2D compacts sont plutôt flexibles. On avait aussi vu que les combinaisons des surfaces étaient bénéfiques dans les réseaux 2D compacts. Une structure 2D espacée perd ces avantages.

5.4 RÉSEAUX DE JONCTION D'ÉPAISSEURS DIFFÉRENTES.

Afin de répondre à la problématique de la distribution inhomogène des courants de polarisation, nous proposons une solution qui consiste à utiliser des jonctions d'épaisseurs différentes au sein d'un même réseau parallèle. En effet, nous avons vu dans un autre chapitre que la valeur du courant critique d'une jonction irradiée dépend de sa géométrie, ainsi que sa température de fonctionnement. On peut alors imaginer un réseau parallèle où l'on place des jonctions ayant une valeur de courant critique plus élevée aux endroits où la distribution de courants est élevée, et des jonctions dont le courant critique est plus faible ailleurs. De cette façon l'on pourrait faire en sorte que toutes les jonctions du réseau participent à la réponse en tension en fonction du champ magnétique appliqué, en faisant en sorte qu'elles soient toutes polarisées avec un courant optimal. On peut aussi se servir des jonctions fonctionnant à plus basse température comme d'éléments résistifs qui orientent le courant vers d'autres jonctions du réseau.

La Figure 154 montre schématiquement un exemple de distributions de jonctions d'épaisseurs différentes avec deux réseaux parallèles en configuration B et C.

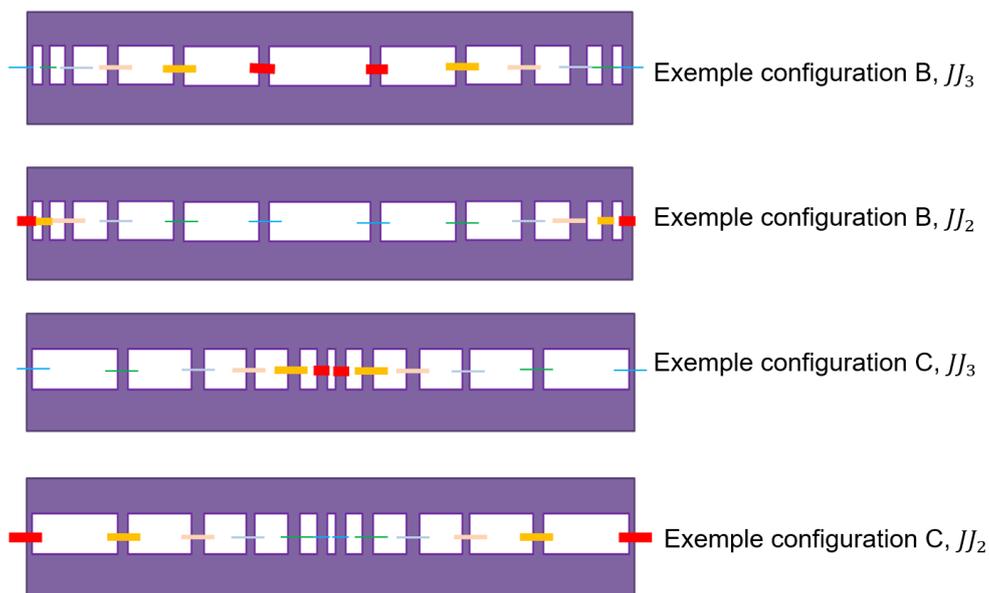


Figure 154 : Exemples de distributions de jonctions d'épaisseurs différentes selon deux réseaux parallèles en configuration de surfaces B et C.

6 Dispositifs ont été comparés, en partant des réseaux parallèles de 50 SQUID, en configuration B et C, les distributions d'épaisseurs de jonctions sont les suivantes :

JJ_1 : jonctions de même épaisseur

JJ_2 : gradient d'épaisseurs avec 11 jonctions de 20 nm au milieu puis progressivement des paires de jonctions de part et d'autre du réseau allant de 30 nm à 120 nm par pas de 10 nm (120nm aux extrémités). Une représentation schématique est donnée pour le premier et troisième réseau en partant du bas de la Figure 154.

JJ_3 : même distribution que JJ_2 , mais en inversant la position des petites épaisseurs, c'est-à-dire 11 jonctions de 120 nm au milieu et de part et d'autre des paires de jonctions allant de

110 nm à 20 nm par pas de 10 nm. Le deuxième et dernier réseau de la Figure 154 illustrent cette distribution.

JJ₄ : 27 jonctions de 40 nm au milieu, puis de part et d'autre, dans cet ordre 4 jonctions de 100 nm, 4 jonctions de 110 nm puis 4 jonctions de 120 nm (120 nm aux extrémités).

JJ₅ : 15 jonctions de 20 nm au milieu, puis de part et d'autre, dans l'ordre 6 jonctions de 40 nm, 6 jonctions de 60 nm puis 6 jonctions de 80 nm.

JJ₆ : 11 jonctions de 40 nm au milieu, puis de part et d'autre 10 jonctions de 70 nm puis 10 jonctions de 110 nm.

La Figure 155 (Wolf, 2010) nous indique à titre de rappel que les jonctions fines ont un courant critique plus élevé que les jonctions épaisses, mais que leur tension caractéristique est plus faible.

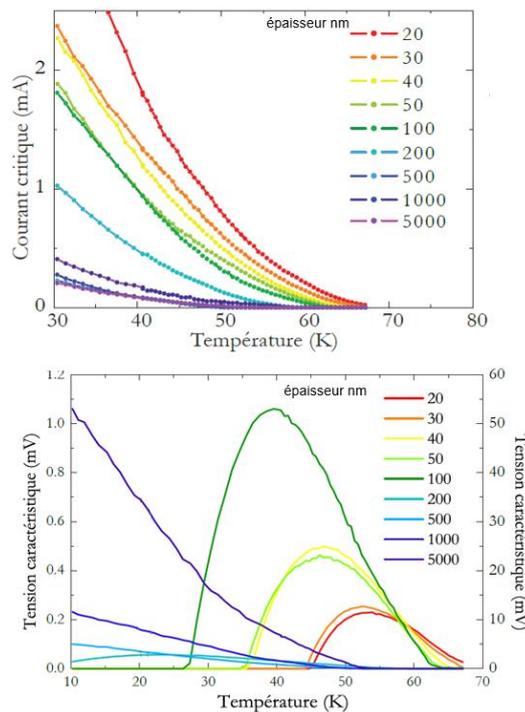


Figure 155 : Courant critique en fonction de l'épaisseur d'une jonction irradié en haut et produit RnI_c en fonction de l'épaisseur en bas (Wolf, 2010).

5.4.1 CONFIGURATION B

La Figure 156 montre les réponses en tension des réseaux en configuration B avec les différentes distributions d'épaisseur de jonctions. Dans ces réponses en tension deux réseaux montrent une signature SQIF, ce sont les distributions JJ₁ et JJ₃. Pour les autres la signature SQIF n'est plus présente. La distribution JJ₁ est celle que nous avons déjà présentée, qui correspond à la distribution de jonctions de même épaisseur. La signature SQIF pour cette distribution est due au fait qu'aux extrémités il y a les petites surfaces. De cette façon il y a suffisamment de SQUIDS correctement polarisés pour interférer ensemble.

La distribution suivante JJ₂ place des jonctions épaisses aux extrémités, où se trouvent les petites surfaces, et des jonctions fines au milieu avec les grandes surfaces. Cela équivaut à placer des jonctions de courant critique élevé au centre du réseau et des jonctions de faible courant critique là où le courant de polarisation est le plus élevé. Il est donc normal que la

réponse SQIF soit détruite avec cette distribution, car les courants de polarisation qui se distribuent aux extrémités dépassent rapidement les valeurs de courant critique.

Pour JJ₃ la situation est inversée, cette fois ci les jonctions de courant critique élevé sont placées là où le courant de polarisation est le plus élevé. Nous pouvons observer d'après Tableau 22 que pour les distributions JJ₁ et JJ₃ les sensibilités sont les mêmes, mais pas les amplitudes. Le réseau JJ₃ montre presque le double de valeur d'amplitude. Ceci peut s'expliquer par le fait que les jonctions fines ont un courant critique plus élevé que les jonctions épaisses comme on le voit sur la Figure 155, ce qui aura tendance à augmenter la valeur de tension caractéristique. Mais lorsque l'on regarde les valeurs extraites dans le Tableau 22, c'est l'inverse qui se produit expérimentalement. Il est normal que les valeurs du tableau ne soient pas en accord avec l'observation et la théorie car le produit RnI_c par jonction a été calculé en supposant que toutes les jonctions étaient identiques. Il semble difficile d'ailleurs de pouvoir extraire un produit RnI_c représentatif d'une distribution de jonctions d'épaisseur différentes car les jonctions dont la transition en température est haute masquent le reste de jonctions du réseau. Pour les autres distributions, JJ₄, JJ₅ et JJ₆ il n'y a pas non plus de signature SQIF. Mais comme pour JJ₂, des modulations périodiques, dépendant du courant de polarisation, laissent penser qu'il y a quand même interférence de courants entre plusieurs jonctions. Ces distributions de jonctions sont similaires à celle de JJ₂, mais le gradient qui répartit les surfaces est différent.

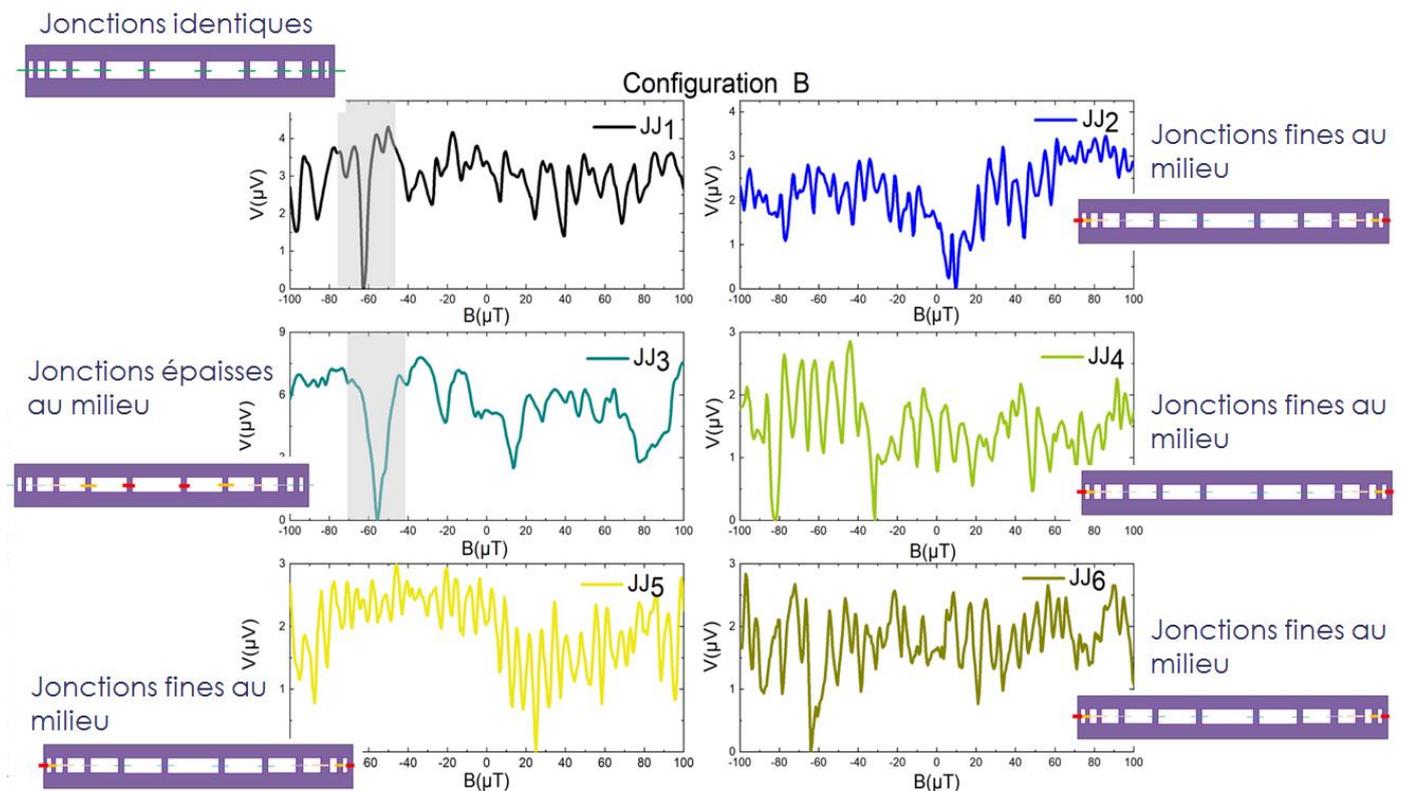


Figure 156 : Réponses en tension de SQIF parallèles de 50 SQUID en configuration de surfaces B et ayant des distributions de jonctions d'épaisseurs différentes.

Tableau 22 : Caractéristiques de réseaux parallèles en configuration B avec des distributions de jonctions d'épaisseurs différentes.

M=50	B50pJJ ₁	B50pJJ ₂	B50pJJ ₃	B50pJJ ₄	B50pJJ ₅	B50pJJ ₆
T_{opt} (K)	45.5	48	48	44.5	51	42
I_{opt} (μ A)	1000	1000	590	750	780	980
I_c (μ A)	500	500	295	375	390	490
$I_c/50$ (μ A)	10	10	5.9	7.5	7.8	9.8
R_n (Ohm)	0.037	0.044	0.052	0.048	0.041	0.05
$R_n * 50$ (Ohm)	1.85	2.2	2.6	2.4	2	2.5
$R_n I_c$ (μ V)	18.5	22	15.2	18	16	24.5
ΔV_{max} (μ V)	4.2	3.2	7.7	2.9	2.8	2.6
V_B (V/T)	1.2	0.7	1.2	0.9	0.7	0.9

Les jonctions épaisses ont un courant critique faible, placées à l'extrémité d'un réseau parallèle elles reçoivent trop de courant et deviennent résistives. Les jonctions fines ont un courant critique élevé, placées à l'extrémité du réseau parallèle, elles peuvent supporter les forts courants qui circulent sur ces parties du réseau. Leur forte valeur de courant critique augmente la tension caractéristique.

5.4.2 CONFIGURATION C

Les mêmes distributions de surfaces ont été placées dans des SQIF parallèles de 50 SQUID, cette fois ci en configuration C. C'est-à-dire avec les grandes surfaces aux extrémités et les petites au milieu. La Figure 157 montre les réponses en tension mesurées. On observe que pour cette configuration de surfaces, les distributions qui permettaient d'obtenir une réponse SQIF avec la configuration B, ne semblent plus être efficaces. En effet pour les distributions JJ₁ et JJ₃ nous n'observons pas de pic distinct des modulations secondaires. Pour JJ₁, cette fois ci ce sont les grandes surfaces qui se trouvent aux extrémités. Par rapport à la configuration B, à même courant de polarisation il y aura moins de SQUIDs correctement polarisés pour interférer ensemble, c'est pourquoi nous n'observons pas de réponse SQIF. Pour JJ₃ le signal est même purement périodique, ce qui signifie qu'une seule surface (ou quelques surfaces très proches) ont participé au signal.

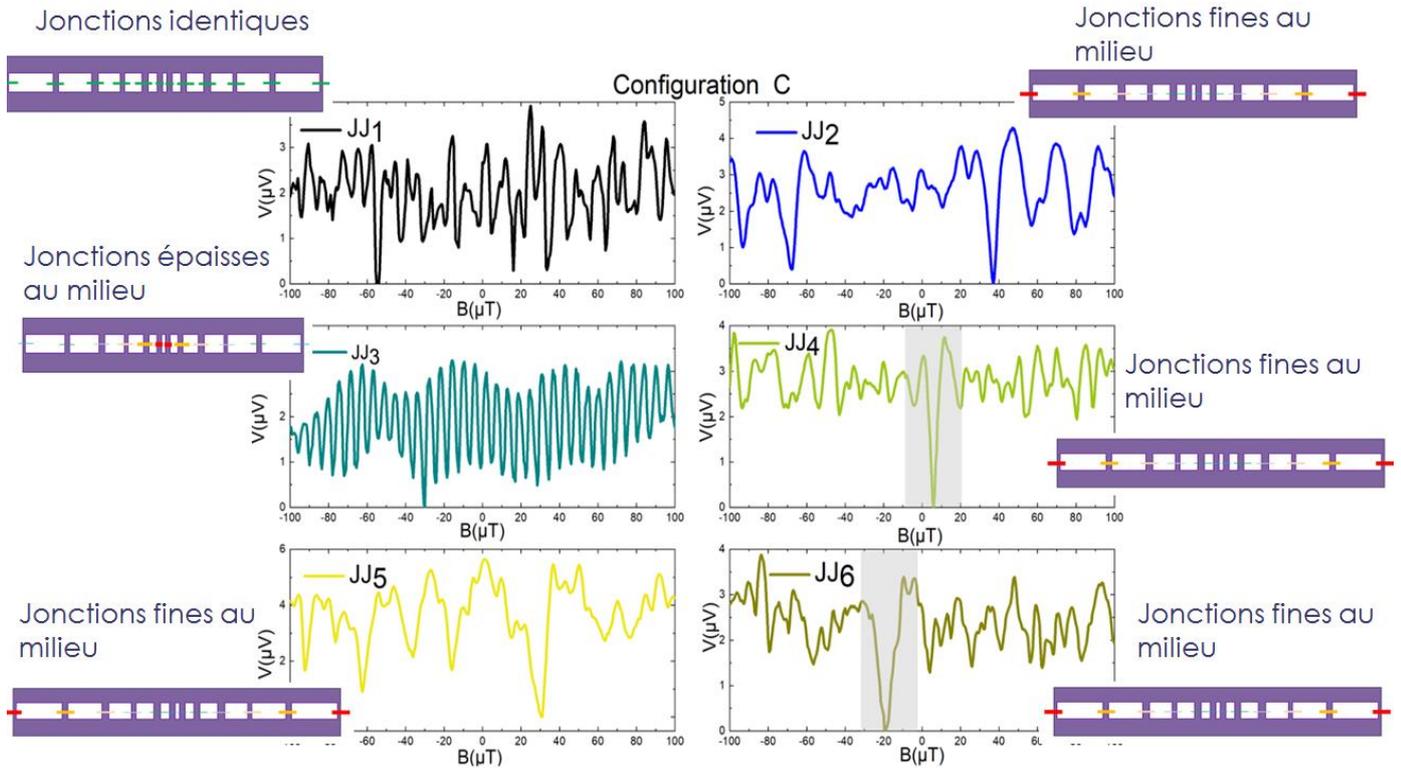


Figure 157 : Réponses en tension de 6 SQIF parallèles de 50 SQUID en configuration C, pour différentes distributions d'épaisseurs de jonctions.

De la même manière, les distributions qui ne permettaient pas de visualiser de signature SQIF permettent ici de visualiser un pic distinct des modulations secondaires. C'est le cas notamment de JJ₄ et JJ₆. Les deux autres distributions, JJ₂ et JJ₅ se rapprochent de la réponse souhaitée mais ne sont pas encore satisfaisantes car plusieurs pics apparaissent.

D'après les caractéristiques du Tableau 23, les amplitudes des deux réseaux sont très proches, il se pourrait que ce soient des jonctions de même épaisseur qui soient impliquées dans les réponses en tension. Dans le cas de configuration B que nous avons vu, la distribution JJ₁ présentait un pic de 4.2 μV d'amplitude et 1.2 V/T (Tableau 22). Ici pour JJ₄ nous avons des valeurs de 3.8 μV et 1 V/T. Cette distribution de jonctions place des jonctions de 40 nm au centre du réseau où se trouvent les petites surfaces. Plusieurs éléments semblent indiquer que dans les deux cas ce sont les mêmes surfaces qui ont été activées. Dans le premier cas c'étaient les surfaces qui se trouvaient aux extrémités, avec des jonctions de 40 nm d'épaisseur. Dans le deuxième cas, ce sont les surfaces au centre du réseau, avec des jonctions de même épaisseur qu'on a réussi à atteindre en plaçant des jonctions plus épaisses aux extrémités, qui se comportent comme des résistances et qui redirigent le courant au centre du réseau.

Les distributions de jonctions d'épaisseurs différentes semblent être une bonne solution pour les réseaux parallèles, mais il faudrait choisir la distribution qui permettrait d'obtenir la contribution de toutes les boucles SQUID du réseau. Une distribution dont l'écart des différentes épaisseurs n'est pas très grand pourrait permettre cette situation. En effet si l'écart est trop important comme dans l'exemple que nous venons de voir (100 nm de différence entre la jonction la plus fine et la jonction la plus épaisse), alors les jonctions épaisses aux extrémités sont seulement résistives. Si l'écart est moins important, l'écart dans les températures de transition le sera aussi, et dans ce cas, une distribution

savamment choisie permettrait de faire fonctionner toutes les jonctions au même point de polarisation.

Tableau 23 : Caractéristiques de SQIF parallèles de 50 SQUID en configuration C avec des distributions de jonctions d'épaisseurs différentes.

M=50	C50pJJ ₁	C50pJJ ₂	C50pJJ ₃	C50pJJ ₄	C50pJJ ₅	C50pJJ ₆
T_{opt} (K)	44.5	49.5	45.5	43	48	39
I_{opt} (μA)	920	810	1190	1050	1200	1510
I_c (μA)	460	405	595	525	600	755
$I_c/50$ (μA)	9.2	8.1	11.8	10.5	12	15
R_n (Ohm)	0.033	0.04	0.046	0.043	0.036	0.039
$R_n * 50$ (Ohm)	1.65	2	2.3	2.15	1.8	1.95
$R_n I_c$ (μV)	15.2	16.2	27.4	22.6	21.6	29.3
ΔV_{max} (μV)	3.4	4.3	2.2	3.8	5.5	3.4
V_B (V/T)	1.3	1	0.8	1	1.3	0.7

Pour clore cette partie, la Figure 158 montre la comparaison entre les réponses de SQIF parallèles de 50 SQUID en configuration C avec des jonctions identiques en haut, en configuration B avec des jonctions identiques au milieu, puis en configuration C et avec une distribution de jonctions d'épaisseurs différentes en bas. Nous avons pu apprécier avec les simulations 3D MLSI (Figure 134) que les distributions de courant ne changent pas énormément en fonction des distributions de surfaces mais que ce qui change est le nombre de SQUID qui participeront à la réponse en tension. Pour des réseaux ayant des jonctions de même épaisseur, dans un cas nous observons une réponse SQIF (configuration B) et pas dans l'autre (configuration C). L'utilisation d'une distribution de jonctions d'épaisseurs différentes nous permet d'obtenir une signature SQIF là où il n'y en avait pas. Plus encore nous avons réussi à reproduire une réponse en tension très proche du premier cas (configuration B JJ₁) avec quasiment même amplitude, même sensibilité et en utilisant les mêmes surfaces. Ceci est une preuve de concept et montre que la solution proposée pour des réseaux avec des distributions de courants inhomogènes peut être appliquée dans le but d'optimiser les performances des réseaux SQIF.

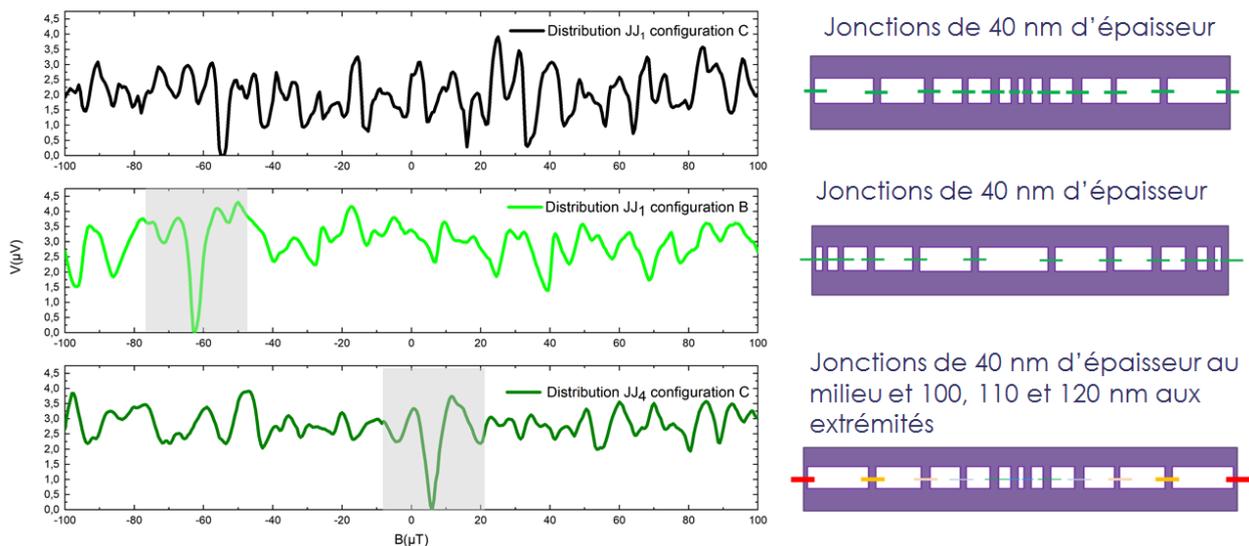


Figure 158 : Comparaison de réponses SQIF de réseaux parallèles de 50 SQUID en configuration B et C pour des jonctions identiques et pour une distribution de jonctions d'épaisseur différentes.

Les distributions de jonctions d'épaisseurs différentes n'ont pas été choisies d'après des simulations, le résultat est positif mais pas encore optimisé. On peut supposer qu'en mettant les moyens sur les simulations et sur le contrôle du processus technologique de fabrication, on pourrait à terme réaliser des réseaux 2D avec un grand nombre de jonctions en parallèle participant toutes à la réponse DC.

Des jonctions d'épaisseur différente peuvent être utilisées pour améliorer les réponses SQIF des réseaux parallèles. Une étude avec simulations permettrait de choisir une distribution de jonctions d'épaisseurs différentes qui permet de polariser toutes les jonctions du réseau. On pourrait de cette manière gagner en amplitude et sensibilité avec les réseaux parallèles et 2D.

CONCLUSION

Des mesures expérimentales ont permis de vérifier qu'un SQIF série peut détecter des signaux jusqu'au moins 5 GHz à la fréquence fondamentale et 10 GHz à la deuxième harmonique, les limites des équipements de mesure utilisés n'ont pas permis d'explorer des fréquences plus élevées. D'autre part si les signaux à mesurer ont une puissance trop élevée, le détecteur se trouve à la limite du régime de fonctionnement linéaire car un signal puissant génère des courants radiofréquences qui se superposent aux courants de polarisation, écartant le point de fonctionnement de sa valeur optimale.

Il faut également tenir en compte les signaux présents dans un environnement non magnétiquement blindé, des signaux parasites à plus basse fréquence que celle du signal à détecter et leurs harmoniques peuvent se superposer à la mesure de densité spectrale de puissance. Dans tous les cas, le moyen de différencier une détection SQIF d'une détection avec une boucle supraconductrice est la modulation de la densité spectrale de puissance par un champ magnétique appliqué.

Pour ce qui est des caractéristiques DC, nous avons montré expérimentalement que la théorie est vérifiée pour les réseaux série, c'est-à-dire que l'amplitude et la sensibilité sont proportionnels au nombre de SQUID dans le réseau, et qu'un recuit modéré permet d'optimiser les caractéristiques. Les réseaux parallèles et 2D montrent un comportement différent de celui attendu. Des distributions non homogènes de courants de polarisation, visualisées par simulation, montrent qu'il n'est pas simple de faire fonctionner un grand nombre de jonctions en parallèle. Dans les circuits étudiés, au-delà de 10 SQUID en parallèle la réponse du réseau est dégradée, car les jonctions ne sont pas toutes correctement polarisées du fait des distributions non homogènes de courant. En réalité la limite n'est pas 10 SQUID en parallèle mais une longueur latérale de réseau d'environ 200 μm . Si les SQUID sont de plus petite taille que ceux que nous avons étudié, la limite du nombre de jonctions en parallèle peut être repoussée.

Pour un petit nombre de SQUID en parallèle, les réseaux 2D sont les plus performants, car ils sont flexibles à la dispersion des courants critiques et les surfaces individuelles se combinent pour former d'autres surfaces, dont les contributions font que les réseaux 2D ont plus d'amplitude que prévu. Une solution au problème des distributions de courant non homogènes pourrait permettre de gagner d'avantage d'amplitude et sensibilité avec les réseaux 2D.

Une solution est proposée pour répondre à la problématique des réseaux parallèles et 2D. Elle consiste en l'utilisation de jonctions Josephson d'épaisseurs différentes, ce que seule la technologie des jonctions irradiées permet d'accomplir. Des mesures ont montré qu'il est possible d'améliorer les caractéristiques de réseaux parallèles avec cette solution, mais des simulations doivent être menées pour optimiser les tailles de jonctions et les endroits où les placer dans le réseau.

Avec des jonctions de même épaisseur, les réseaux 2D se sont montrés les plus intéressants. Ceci est positif pour les mesures radiofréquence car les réseaux 2D permettent de choisir la

partie réelle de l'impédance afin d'adapter le SQIF à un circuit de mesure.

Du point de vue de la fabrication des dispositifs, des efforts sont encore nécessaires pour obtenir des circuits reproductibles, et la limitation de la longueur d'onde de la lumière UV utilisée lors de la lithographie optique ne permet pas de différencier deux surfaces différentes de $0.5 \mu\text{m}$. Pour dessiner des motifs plus petits, il faudrait passer à une autre technologie ayant une meilleure résolution spatiale.

PERSPECTIVES

Du point de vue de la fabrication des dispositifs, il est nécessaire de pouvoir prévoir les caractéristiques des jonctions irradiées. Si l'on envisage de travailler avec des jonctions d'épaisseurs différentes, il est nécessaire de connaître le courant critique d'une jonction en fonction de sa géométrie, mais aussi de la dose d'irradiation. La capacité de prédire la température de fonctionnement en fonction du design serait aussi utile dans la conception de tels réseaux.

Un début de simulation nous montre les distributions de courants dans un réseau SQIF, mais les jonctions ne sont pas prises en compte. Il est nécessaire de les inclure dans les modélisations et d'étudier le comportement des réseaux dans un environnement simulant l'environnement de travail non magnétiquement blindé. Enfin il est nécessaire d'étudier comment un signal radiofréquence se répercute en termes de courant sur un réseau de jonctions.

D'un point de vue électrique, un outil de conception assistée par ordinateur pourrait être créé, prenant en compte les paramètres de variation qui sont les courants critiques, courants de polarisation, résistances normales et températures de fonctionnement. Ces paramètres peuvent simplement être traduits en termes de sources de courant, alternatives lorsqu'il s'agit d'appliquer un signal radiofréquence, continues pour les courants de polarisation et les courants d'écrantage. Les jonctions d'épaisseur différentes peuvent être simulées par des simples résistances variant en fonction de la température, de la dose d'irradiation et de la géométrie. Nous avons vu qu'il est difficile de prévoir avec précision la réponse de dispositifs Josephson à haute température critique. Cet outil de simulation se contenterait dans un premier temps de permettre de choisir les distributions de jonctions d'épaisseurs différentes adaptées.

On pourrait envisager un processus itératif, qui pour un réseau 2D, prendrait en compte un ensemble de paramètres d'entrée, calculerait la distribution des courants et permettrait de choisir en conséquence le type de jonction à utiliser à la ligne suivante, ainsi que leur emplacement.

BIBLIOGRAPHIE

- Anderson, P. W., & Rowell, J. M. (1963). Probable observation of the Josephson superconducting tunneling effect. *Physical Review Letters*, 10(6).
- Andrade, M. C. De, Escobar, A. L. De, Taylor, B. J., Berggren, S., Higa, B., Dinh, S., ... Przybysz, J. (2015). *Detection of Far-Field Radio-Frequency Signals by Niobium Superconducting Quantum Interference Device Arrays*. 25(5).
- Aslamazov, L. G., Larkin, A. I., & Ovchinnikov, Y. N. (1969). Josephson effect in superconductors separated by a normal metal. *Soviet Physics JETP*, 28(1).
- Barthel, K., Koelle, D., Chesca, B., Braginski, A. I., Marx, A., Gross, R., & Kleiner, R. (1999). Transfer function and thermal noise of YBACUO direct current superconducting quantum interference devices operated under large thermal fluctuations. *Applied Physics Letters*, 74(15).
- Begaud, X. (2018). Technologies d'antennes - De l'antenne élémentaire aux grandes antennes. *Techniques de l'Ingénieur*, E3282V2.
- Benz, S. P., & Burroughs, C. J. (1991). Two-dimensional arrays of Josephson junctions as voltage-tunable oscillators. *Superconductor Science and Technology*, Vol. 4.
- Bergeal, N., Grison, X., Lesueur, J., Faini, G., Aprili, M., & Contour, J. P. (2005). High-quality planar high- T_c Josephson junctions. *Applied Physics Letters*, 87(10).
- Bergeal, N., Lesueur, J., Faini, G., Aprili, M., & Contour, J. P. (2006). High T_c superconducting quantum interference devices made by ion irradiation. *Applied Physics Letters*, 89(11).
- Bergeal, N., Lesueur, J., Sirena, M., Faini, G., Aprili, M., Contour, J. P., & Leridon, B. (2007). Using ion irradiation to make high- T_c Josephson junctions. *Journal of Applied Physics*, 102(8).
- Berggren, E. A. S. (2012). Computational and mathematical modeling of coupled Superconducting Quantum Interference Devices. *Thesis*.
- Berggren, E. A. S., Fagaly, R. L., & Leese De Escobar, A. (2015). Superconducting quantum interference devices arranged in pyramid shaped arrays. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 25(3).
- Berggren, S., Prokopenko, G., Longhini, P., Palacios, A., Mukhanov, O. A., Leese De Escobar, A., ... In, V. (2013). Development of 2-D Bi-SQUID arrays with high linearity. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 23(3).
- Bernas, H. (2010). *Materials Science with Ion Beams* (Vol. 116).
- Blamire, M. G., Kang, D. J., Burnell, G., Peng, N. H., Webb, R., Jaynes, C., ... Oh, B. (2002). Masked ion damage and implantation for device fabrication. *User Modeling and User-Adapted Interaction*, 69(1-3).
- Booij, W., Pauza, A., Tarte, E., Moore, D., & Blamire, M. (1997). Proximity coupling in high Josephson junctions produced by focused electron beam irradiation. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 55(21).
- Bouzehouane, K. (1996). *Jonctions josephson a barriere artificielle a base d'YBACUO : technologie rampe et proprietes de transport*. Université Paris Sud, Orsay.
- Braginski, A. I., Barthel, K., Chesca, B., Greenberg, Y., Kleiner, R., Koelle, D., ... Zeng, X. (2000). Progress in understanding of high-transition-temperature SQUIDS. *Physica C: Superconductivity and Its Applications*, 341-348.
- Caputo, P., Tomes, J., Oppenländer, J., Häussler, C., Friesch, A., Träuble, T., & Schopohl, N. (2006). Quadratic mixing of radio frequency signals using superconducting quantum interference filters. *Applied Physics Letters*, 89(6).
- Caputo, P., Tomes, J., Oppenländer, J., Häussler, C., Friesch, A., Träuble, T., & Schopohl, N. (2007). Two-tone response in superconducting quantum interference filters. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 17(2).
- Carelli, P., Castellano, M. G., Flacco, K., Leoni, R., & Torrioli, G. (1997). An absolute magnetometer based on dc Superconducting QUantum Interference Devices. *Europhysics Letters*, 39(5).
- Carelli, P., & Foglietti, V. (1998). Behavior of a multiloop dc superconducting quantum interference device. *Journal of Applied Physics*, 53(11).
- Chen, K., Cybart, S. A., & Dynes, R. C. (2004). Planar thin film YBa₂Cu₃O_{7- δ} Josephson junction pairs and arrays via nanolithography and ion damage. *Applied Physics Letters*, 85(14).
- Chesca, B. (2012). Double rf-SQUIDS operating in a non-adiabatic regime: A dream comes true? *Physics Procedia*, 36.
- Chesca, B. (1998a). Analytical Theory of DC SQUIDS Operating in the Presence of Thermal Fluctuations. *Journal of Low Temperature Physics*, 112(1/2).
- Chesca, B. (1998b). Analytical Theory of RF SQUIDS Operating in the Presence of large Thermal Fluctuations. *Journal of Low Temperature Physics*, 110(5/6).
- Chesca, B. (1999). The effect of thermal noise on the I-V curves of high inductance DC squids in the presence of microwave radiation. *Journal of Low Temperature Physics*, 116(3/4).
- Chesca, Boris. (1999). The effect of thermal noise on the operation of dc squids at 77 k -a fundamental analytical approach. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 9(2).
- Chesca, Boris, John, D., & Mellor, C. J. (2015). Flux-coherent series SQUID array magnetometers operating above 77 K with superior white flux noise than single-SQUIDS at 4.2 K. *Applied Physics Letters*, 107(16).
- Cho, E. Y., Kouperine, K., Zhuo, Y., Dynes, R. C., & Cybart, S. A. (2016). The effects of annealing a 2-dimensional array of ion-irradiated Josephson junctions. *Superconductor Science and Technology*, 29(9).
- Chu, W.-K., Mayer, J. W., & Nicolet, M. (1978). Backscattering Spectrometry. *Book Academic Press New York San Francisco*.
- Clark, G. J., Legoues, F. K., Marwick, A. D., Laibowitz, R. B., & Koch, R. (1987). Ion beam amorphization of YBa₂Cu₃O_x. *Applied Physics Letters*, 51(18).
- Clark, T. D. (1968). Experiments on coupled Josephson junctions. *Physics Letters*, 27(9).
- Clarke, J., & Braginski, A. I. (2005a). The SQUID Handbook: Vol 1 Fundamentals and Technology of SQUIDS and SQUID Systems. In *The SQUID Handbook* (Vol. 1).

- Clarke, J., & Braginski, A. I. (2005b). The SQUID Handbook: Vol 1 Fundamentals and Technology of SQUIDs and SQUID Systems. In *The SQUID Handbook* (Vol. 1).
- Clarke, J., Goubau, W. M., & Ketchen, M. B. (1976). Tunnel junction dc SQUID: Fabrication, operation, and performance. *Journal of Low Temperature Physics*, 25(1–2).
- Clarke, J., Lee, Y.-H., & Schneiderman, J. (2018). Focus on SQUIDs in Biomagnetism. *Superconductor Science and Technology*, 31(8).
- Clem, J. R. (1981). Flux-flow noise in superconductors. *Physics Reports*, 75(1).
- Couëdo, F., Recoba Pawlowski, E., Kermorvant, J., Trastoy, J., Crété, D., Lemaître, Y., ... Lesueur, J. (2019). High-Tc superconducting antenna for highly-sensitive microwave magnetometry. *ArXiv*. Retrieved from <http://arxiv.org/abs/1901.08786>
- Crete, D., Sene, A., Labbe, A., Pawlowski, E. R., Kermorvant, J., Lemaitre, Y., ... Ulysse, C. (2018). Evaluation of Josephson Junction Parameter Dispersion Effects in Arrays of HTS SQUIDs. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 28(7).
- Cybart, S. A., Cho, E. Y., Wong, T. J., Wehlin, B. H., Ma, M. K., Huynh, C., & Dynes, R. C. (2015). Nano Josephson superconducting tunnel junctions in YBa₂Cu₃O_{7-δ} directly patterned with a focused helium ion beam. *Nature Nanotechnology*, 10(7).
- Cybart, S. A., Dalichaouch, T. N., Wu, S. M., Anton, S. M., Drisko, J. A., Parker, J. M., ... Dynes, R. C. (2012). Comparison of measurements and simulations of series-parallel incommensurate area superconducting quantum interference device arrays fabricated from YBACUO ion damage Josephson junctions. *Journal of Applied Physics*, 112(6).
- Cybart, S. A., Roediger, P., Chen, K., Parker, J. M., Cho, E. Y., Wong, T. J., & Dynes, R. C. (2013). Temporal stability of Y-Ba-Cu-O Nano Josephson junctions from ion irradiation. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 23(3).
- Dalichaouch, T. N., Cybart, S. A., & Dynes, R. C. (2014). The effects of mutual inductances in two-dimensional arrays of Josephson junctions. *Superconductor Science and Technology*, 27(6).
- Dantsker, E., Tanaka, S., Nilsson, P. Å., Kleiner, R., & Clarke, J. (1996). Reduction of 1 / f noise in high- Tc dc superconducting quantum interference devices cooled in an ambient magnetic field. *Appl. Phys. Lett.*, 69(26).
- Darricau, J. (1996). *Radars - Paramètres de détection Paramètres de détection*. E6655V2.
- Darricau, J. (2012). Radars : principes de base - Éléments constitutifs Radars : principes de base Éléments constitutifs. *Techniques de l'Ingénieur*, TE6650 V1(0).
- Darula, M., Doderer, T., & Beuven, S. (1999). Millimetre and sub-mm wavelength radiation sources based on discrete Josephson junction arrays. *Superconductor Science and Technology*, 12(1).
- De Waele, A. M., Kraan, W. H., & De Bruyn Ouboter, R. (1968). A superconducting interference grating. *Physica*, 40.
- Deaver, B. S., & Fairbank, W. M. (1961). Experimental evidence for quantized flux in superconducting cylinders. *Physical Review Letters*, 7(2).
- Divin, Y. Y., Poppe, U., Jia, C. L., Shadrin, P. M., & Urban, K. (2002). Structural and electrical properties of YBa₂Cu₃O₇ [1 0 0]-tilt grain boundary Josephson junctions with large IcRn-products on SrTiO₃ bicrystals. *Physica C: Superconductivity and Its Applications*, 372–376(PART 1).
- Doll, R., & Näbauer, M. (1961). Experimental proof of magnetic flux quantization in a superconducting ring. *Physical Review Letters*, 7(2).
- Drozdov, A. P., Erements, M. I., Troyan, I. A., Ksenofontov, V., & Shylin, S. I. (2015). Conventional superconductivity at 203 kelvin at high pressures in the sulfur hydride system. *Nature*, 3(73).
- Drung, D., Alßmann, C., Beyer, J., Peters, M., Ruede, F., & Schurig, T. (2005). Dc SQUID readout electronics with up to 100 MHz closed-loop bandwidth. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 15.
- Du, J., Lazar, J. Y., Lam, S. K. H., Mitchell, E. E., & Foley, C. P. (2014). Fabrication and characterisation of series YBCO step-edge Josephson junction arrays. *Superconductor Science and Technology*, 27(9).
- Ehnholm, G. J. (1977). Theory of the Signal Transfer and Noise Properties of the rf SQUID. *Journal of Low Temperature Physics*, 29(1/2).
- Enpuku, K., Doi, H., Tokita, G., & Maruo, T. (1994). Modulation voltage of high tc DC superconducting quantum interference device with damping resistance. *Japanese Journal of Applied Physics*, 33(5B).
- Enpuku, K., Doi, H., Tokita, G., & Mauro, T. (1995). Method for improving voltage modulation depth of high Tc DC SQUID with large inductance. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 5(2).
- Enpuku, K., Sueoka, K., Yoshida, K., & Irie, F. (1985). Effect of damping resistance on voltage versus flux relation of a dc SQUID with large inductance and critical current. *Journal of Applied Physics*, 57(5).
- Enpuku, K., Yoshida, K., & Kohjiro, S. (1986). Noise characteristics of a dc SQUID with a resistively shunted inductance. II. Optimum damping. *Journal of Applied Physics*, 57(12).
- Enpuku, Keiji, & Doi, H. (1994). Voltage versus flux relation of dc superconducting quantum interference device using three Josephson junctions. *Japanese Journal of Applied Physics*, 33(4A).
- Enpuku, Keiji, Ohta, S., Nakahodo, A., & Minotani, T. (2000). Josephson junction array for the measurement of high-frequency magnetic fields. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 2: Letters*, 39(6 A).
- Feynman, R. (1963). Vol 3 Ch 21 - Schrodinger Equation In Classical Context.pdf. *The Feynman Lectures on Physics*.
- Foglietti, V., Gallagher, W. J., Ketchen, M. B., Kleinsasser, A. W., Koch, R. H., Raider, S. I., & Sandstrom, R. L. (1986). Low-frequency noise in low 1 / f noise dc SQUID 's. *Applied Physics Letters*, 49(27).
- Foglietti, V., Stawiasz, K. G., Ketchen, M. B., & Koch, R. H. (1993). Performance of a Flux Locked Series SQUID Array. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 3(4).
- Ge, J. F., Liu, Z. L., Liu, C., Gao, C. L., Qian, D., Xue, Q. K., ... Jia, J. F. (2015). Superconductivity above 100 K in single-layer FeSe films on doped SrTiO₃. *Nature Materials*, 14(3).
- Giffard, R. P., Webb, R. A., & Wheatley, J. C. (1972). Principles and Methods of Low-Frequency Electric and Magnetic Measurements Using an rf-Biased Point-Contact Superconducting Device. *Journal of Low Temperature Physics*, 6(5/6).
- Goldman, A. M., & Kreisman, P. J. (1967). Meissner effect and vortex penetration in Josephson junctions. *Physical*

Review, 164(2).

- Greenberg, Y. S. (2002). Theory of the voltage – current characteristic of high T_c DC SQUIDS. *Physica C: Superconductivity and Its Applications*, 371.
- Greenberg, Y. S. (2003). Theory of the voltage-current characteristics of high T_c asymmetric DC SQUIDS. *Physica C: Superconductivity and Its Applications*, 383(4).
- Greenberg, Y. S., & Novikov, I. L. (2006). The voltage-current characteristic of high-T_c DC SQUID: Theory, simulation, experiment. *Physica C: Superconductivity and Its Applications*, 433.
- Greenberg, Y. S., Novikov, I. L., Schultze, V., & Meyer, H. G. (2005). The influence of the second harmonic in the current-phase relation on the voltage-current characteristic of high T_c DC SQUID. *European Physical Journal B*, 44(1).
- Greenberg, Y. S., Schultze, V., & Meyer, H. (2002). Theory of the voltage – current characteristic of high T_c DC SQUIDS and its experimental verification. *Physica C: Superconductivity and Its Applications*, 368.
- Guiguet, J.-C. (2003). Fréquences radioélectriques - Gestion du spectre. *Techniques de l'ingénieur*, TE7040V1(0).
- Hamilton, C. A., Burroughs, C. J., & Benz, S. P. (1997). Josephson Voltage Standard - A review. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 7(2).
- Häussler, C., Oppenländer, J., & Schopohl, N. (2001). Nonperiodic flux to voltage conversion of series arrays of dc superconducting quantum interference devices. *Journal of Applied Physics*, 89(3).
- Hollkott, J., Hu, S., Becker, C., Auge, J., Spangenberg, B., & Kurz, H. (1997). Josephson junctions fabricated by oxygen ion irradiation of YBCO thin films. *IEEE Transac. Appl. Supercond.*, 7(2).
- Horsley, A., & Treutlein, P. (2016). Frequency-tunable microwave field detection in an atomic vapor cell. *Applied Physics Letters*, 108(21).
- Jain, A. K., Likharev, K. K., Lukens, J. E., & Sauvageau, J. E. (1984). Mutual phase-locking in Josephson junction arrays. *Physics Reports*, 109(6).
- Jaklevic, R. C., Lambe, J., Silver, A. H., & Mercereau, J. E. (1964). Quantum interference effects in Josephson tunneling. *Physical Review Letters*, 12(7).
- Jaycox, J. M., & Ketchen, M. B. (1981). Planar coupling scheme for ultra low noise Dc squids. *IEEE Transactions on Magnetism*, 17(1).
- Jeng, J. T., Huang, K. H., Wu, C. H., Chen, K. L., Chen, J. C., & Yang, H. C. (2007). Characteristics of the superconducting-quantum-interference-grating magnetometer consisting of grain-boundary Josephson junctions. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 17(2).
- Jillie, D. W., Lukens, J. E., Kao, Y. H., & Dolan, G. J. (1976). Observation of voltage locking and other interactions in coupled microbridge Josephson junctions. *Physics Letters*, 55(6).
- Josephson, B. D. (1962). Possible new effects in superconductive tunnelling. *Physics Letters*, 1(7).
- Josephson, B. D. (1965). Supercurrents through barriers. *Advances in Physics*, 14(56).
- Kahlmann, F., Engelhardt, A., Schubert, J., Zander, W., Buchal, C., & Hollkott, J. (1998). Superconductor-normal-superconductor Josephson junctions fabricated by oxygen implantation into YBa₂Cu₃O_{7-δ}. *Appl. Phys. Lett.*, 73(16).
- Kang, D. J., Peng, N. H., Webb, R., Jaynes, C., Burnell, G., Yun, J. H., ... Blamire, M. G. (2002). Irradiation damage technology for manufacturable Josephson junctions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 188(1–4).
- Katz, A. S., Sun, A. G., Woods, S. I., & Dynes, R. C. (1998). Planar thin film YBa₂Cu₃O_{7-δ} Josephson junctions via nanolithography and ion damage. *Applied Physics Letters*, 72(16).
- Katz, A. S., Woods, S. I., & Dynes, R. C. (2000). Transport properties of high-T_c planar Josephson junctions fabricated by nanolithography and ion implantation. *Journal of Applied Physics*, 87(6).
- Katz, A. S., Woods, S. I., Dynes, R. C., & Sun, A. G. (1999). *Stability and uniformity of planar high temperature Josephson junctions fabricated using nanolithography and ion damage*. 9(2).
- Ketchen, M. B., & Jaycox, J. M. (1982). Ultra-low-noise tunnel junction dc SQUID with a tightly coupled planar input coil. *Appl. Phys. Lett.*, 40(8).
- Kleiner, R., Koelle, D., Ludwig, F., & Clarke, J. (2004). Superconducting quantum interference devices: State of the art and applications. *Proceedings of the IEEE*, 92(10).
- Koch, R. H., Umbach, C. P., Clark, G. J., Chaudhari, P., & Laibowitz, R. B. (1987). Quantum interference devices made from superconducting oxide thin films. *Applied Physics Letters*, 51(3).
- Koelle, D., Kleiner, R., Ludwig, F., Dantsker, E., & Clarke, J. (1999). High-transition-temperature superconducting quantum interference devices. *Reviews of Modern Physics*, 71(3).
- Kogan, V. G., & Mints, R. G. (2014). Manipulating Josephson junctions in thin-films by nearby vortices. *Physica C: Superconductivity and Its Applications*, 502.
- Kornev, V. K., Kolotinskiy, N. V., Sharafiev, A. V., Soloviev, I. I., & Mukhanov, O. A. (2017). Broadband active electrically small superconductor antennas. *Superconductor Science and Technology*, 30(10).
- Kornev, V. K., Sharafiev, A. V., Soloviev, I. I., & Mukhanov, O. A. (2014). Signal and noise characteristics of bi-SQUID. *Superconductor Science and Technology*, 27(11).
- Kornev, V. K., Soloviev, I. I., Klenov, N. V., & Mukhanov, O. A. (2009). Bi-SQUID: A novel linearization method for dc SQUID voltage response. *Superconductor Science and Technology*, 22(11).
- Kornev, V. K., Soloviev, I. I., Klenov, N. V., & Mukhanov, O. A. (2011). Design and experimental evaluation of SQIF arrays with linear voltage response. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 21(3).
- Kornev, V., Kolotinskiy, N., Skripka, V., Sharafiev, A., Soloviev, I., & Mukhanov, O. (2014). High linearity voltage response parallel-array cell. *Journal of Physics: Conference Series*, 507.
- Kornev, V., Soloviev, I., Klenov, N., & Mukhanov, O. (2008). Differential parallel-serial SQIF structures providing high linearity response. *Journal of Physics: Conference Series*, 97(1).
- Kornev, Victor K., Soloviev, I. I., Klenov, N. V., & Mukhanov, O. A. (2009). High linearity sqif-like josephson-junction structures. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 19(3).

- Kornev, Victor K, Soloviev, I. I., Klenov, N. V., & Mukhanov, O. A. (2009). *High Linearity SQIF-Like Josephson-Junction Structures*. 19(3).
- Lalande, M., & Andrieu, J. (2013). Radars ultra large bande - Détection électromagnétique courte portée Radars ultra large bande Détection électromagnétique courte portée. *Techniques de l'Ingénieur, TE6706V1*.
- Lesueur, J., Bergeal, N., Sirena, M., Grison, X., Faini, G., Aprili, M., & Contour, J. P. (2007). High T_c Josephson nanojunctions made by ion irradiation: Characteristics and reproducibility. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 17(2).
- Likharev, K. K. K., & Semenov, V. K. K. (1991). RSFQ Logic / Memory Family : A New Josephson-Junction Technology for Digital Systems. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 1(1).
- Lindström, T., Charlebois, S. A., Tzalenchuk, A. Y., Ivanov, Z., Amin, M. H. S., & Zagorskin, A. M. (2003). Dynamical Effects of an Unconventional Current-Phase Relation in YBCO dc SQUIDS. *Physical Review Letters*, 90(11).
- Longhini, P., Berggren, S., Leese De Escobar, A., Palacios, A., Rice, S., Taylor, B., ... De Andrade, M. C. (2012). Voltage response of non-uniform arrays of bi-superconductive quantum interference devices. *Journal of Applied Physics*, 111(9).
- Longhini, P., Berggren, S., Palacios, A., In, V., & De Escobar, A. L. (2011). Modeling non-locally coupled DC SQUID arrays. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 21(3).
- Longhini, P., De Escobar, A. L., Escobar, F., In, V., & Bulsara, A. (2009). Novel coupling scheme for the dynamics of non-uniform coupled SQUID. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 19(3).
- Ludwig, F., Dantsker, E., Koelles, D., Kleiner, R., Miklich, A. H., & Clarke, J. (1995). Multilayer magnetometers based on High-T_c SQUIDS. *Applied Superconductivity*, 3(7).
- M.Tinkham. (1996). *Introduction to Superconductivity* (second edi; J. Shira & E. Castellano, Eds.).
- Malnou, M., Feuillet-Palma, C., Ulysse, C., Faini, G., Febvre, P., Sirena, M., ... Bergeal, N. (2014). High-T_c superconducting Josephson mixers for terahertz heterodyne detection. *Journal of Applied Physics*, 116(7).
- Malnou, Maxime. (2015). High-T_c Josephson mixers for terahertz detection. *Thesis*.
- Mangin, P., & Kahn, R. (2013). *Supraconductivité introduction* (Collection; EDP sciences, Ed.).
- Maruyama, E., Kuriki, S., Yokosawa, K., Sha Ahmad, R., Suzuki, D., & Koyanagi, M. (1998). Flux Coupling in the Direct-Coupled High- T_c Superconducting Quantum Interference Devices. *Japanese Journal of Applied Physics*, 37(6B).
- Matisoo, J. (1968). Critical currents and current distributions in Josephson junctions. *Journal of Applied Physics*, 40(4).
- McCumber, D. E. (1968). Effect of ac impedance on dc voltage-current characteristics of superconductor weak-link junctions. *Journal of Applied Physics*, 39(7).
- Mihet, M. (2000). *Jonctions josephson sur rampe a base des cuprates supraconducteurs et d'oxyde mixte de cerium et lanthane*. Université Paris Sud, Orsay.
- Miller, J. H., Gunaratne, G. H., Huang, J., & Golding, T. D. (1991). Enhanced quantum interference effects in parallel Josephson junction arrays. *Applied Physics Letters*, 59(25).
- Mitchell, E. E., Hannam, K. E., Lazar, J., Leslie, K. E., Lewis, C. J., Grancea, A., ... Foley, C. P. (2016). 2D SQIF arrays using 20 000 YBCO high R_nJosephson junctions. *Superconductor Science and Technology*, 29(6).
- Mück, M., Welzel, C., & Clarke, J. (2003). Superconducting quantum interference device amplifiers at gigahertz frequencies. *Applied Physics Letters*, 82(19).
- Novikov, I. L., Greenberg, Y. S., Schultze, V., Ijsselsteijn, R., & Meyer, H. (2009). Voltage – current and voltage – flux characteristics of asymmetric high T_c DC SQUIDS. *Physica C: Superconductivity and Its Applications*, 469(1).
- Oppenländer, J., Caputo, P., Häussler, C., Träuble, T., Tomes, J., Friesch, A., & Schopohl, N. (2003). Effects of magnetic field on two-dimensional superconducting quantum interference filters. *Applied Physics Letters*, 83(5).
- Oppenländer, J., Häussler, C., & Schopohl, N. (2001). Non- Φ_0 -periodic macroscopic quantum interference in one-dimensional parallel Josephson junction arrays with unconventional grating structure. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 63(2).
- Oppenländer, Joerg., Häussler, C., Friesch, A., Tomes, J., Caputo, P., Träuble, T., & Schopohl, N. (2005). Superconducting Quantum Interference Filters operated in commercial miniature cryocoolers. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 15(2).
- Ouanani, S., Kermorvant, J., Crété, D. G., Lemaître, Y., Mage, J. C., Marcilhac, B., ... Ulysse, C. (2014). HTS ion damage Josephson junction technology for SQUID arrays. *Journal of Physics: Conference Series*, 507(PART 4).
- Ouanani, S., Kermorvant, J., Ulysse, C., Malnou, M., Lemaître, Y., Marcilhac, B., ... Lesueur, J. (2016). High-T_c Superconducting Quantum Interference Filters (SQIFs) made by ion irradiation. *Superconductor Science and Technology*, 29.
- Ouanani, Saphia. (2015). *Etude de réseaux de jonctions Josephson a haute température critique*. Université Paris Saclay.
- Owen, C. S., & Scalapino, D. J. (1967). Vortex structure and critical currents in Josephson junctions. *Physical Review*, 164(2).
- Palmer, D. W., & Mercerau, J. E. (1975). Coherent effects in series arrays of proximity effect superconducting bridges. *IEEE Transactions on Magnetics, MAG 11(2)*.
- Platt, C. L., Katz, A. S., Dynes, R. C., & Berkowitz, A. E. (1999). Superconducting tunneling as a probe of sputtered oxide barriers. *Applied Physics Letters*, 75(1), 127–129.
- Prokopenko, G. V., & Mukhanov, O. A. (2013). Wideband microwave low noise amplifiers based on biSQUID SQIFs. *2013 IEEE 14th International Superconductive Electronics Conference, ISEC 2013*.
- Prokopenko, G. V., Mukhanov, O. A., Leese De Escobar, A., Taylor, B., De Andrade, M. C., Berggren, S., ... Fagaly, R. L. (2013). DC and RF measurements of serial Bi-SQUID arrays. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 23(3).
- Prokopenko, Georgy V., Shitov, S. V., Lapitskaya, I. L., Koshelets, V. P., & Mygind, J. (2003). Dynamic characteristics of S-band dc SQUID amplifier. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 13(2 I).
- Recoba Pawlowski, E., Kermorvant, J., Crété, D., Lemaître, Y., Marcilhac, B., Ulysse, C., ... Lesueur, J. (2018). Static and radio frequency magnetic response of high T_c superconducting quantum interference filters made by ion

- irradiation. *Superconductor Science and Technology*, 31(9).
- Rowell, J. M. (1963). *Magnetic field dependence of the Josephson tunnel current*. 11(5).
- Ryhänen, T., Seppä, H., Ilmoniemi, R., & Knuutila, J. (1989). SQUID magnetometers for low-frequency applications. *Journal of Low Temperature Physics*, 76(5/6).
- Schneider, M. L., Donnelly, C. A., & Russek, S. E. (2018). Tutorial: High-speed low-power neuromorphic systems based on magnetic Josephson junctions. *Journal of Applied Physics*, 124(16).
- Schultze, V., Ijsselsteijn, R., Boucher, R., Meyer, H. G., Oppenländer, J., Häußler, C., & Schopohl, N. (2003). Improved high-Tc superconducting quantum interference filters for sensitive magnetometry. *Superconductor Science and Technology*, 16(12).
- Schultze, V., Ijsselsteijn, R., Zakosarenko, V., Thrum, F., Il'ichev, E., & Meyer, H. G. (1997). High Tc SQUIDs with two or three junctions for application in disturbed environment. *Applied Superconductivity*, 5(7–12).
- Schultze, Volkmar, Ijsselsteijn, R., & Meyer, H. G. (2006). How to puzzle out a good high-Tc superconducting quantum interference filter. *Superconductor Science and Technology*, 19(5).
- Shadrin, A. V., Constantinian, K. Y., & Ovsyannikov, G. A. (2007). Quantum interference filters based on oxide superconductor junctions for microwave applications. *Technical Physics Letters*, 33(3).
- Shadrin, A. V., Constantinian, K. Y., Ovsyannikov, G. A., Shitov, S. V., Soloviev, I. I., Kornev, V. K., & Mygind, J. (2008). Fraunhofer regime of operation for superconducting quantum interference filters. *Applied Physics Letters*, 93(26).
- Shapiro, S. (1963). Josephson Currents in Superconducting Tunneling: The Effect of Microwaves and Other Observations. *Physical Review Letters*, 11(2).
- Sirena, M., Bergeal, N., Lesueur, J., Faini, G., Bernard, R., Briatico, J., ... Contour, J. P. (2007). Study and optimization of ion-irradiated high Tc Josephson junctions by Monte Carlo simulations. *Journal of Applied Physics*, 101(12).
- Sirena, M., Fabrges, X., Bergeal, N., Lesueur, J., Faini, G., Bernard, R., & Briatico, J. (2007). Improving the Ic Rn product and the reproducibility of high Tc Josephson junctions made by ion irradiation. *Applied Physics Letters*, 91(26).
- Sirena, M., Matzen, S., Bergeal, N., Lesueur, J., Faini, G., Bernard, R., ... Crf, D. G. (2007). Improving ion irradiated high Tc Josephson junctions by annealing: The role of vacancy-interstitial annihilation. *Applied Physics Letters*, 91(14).
- Sirena, M., Matzen, S., Bergeal, N., Lesueur, J., Faini, G., Bernard, R., ... Crf, D. G. (2009). Annealing of ion irradiated high TC Josephson junctions studied by numerical simulations. *Journal of Applied Physics*, 105(2).
- Snigirev, O. V., Chukharkin, M. L., Kalabukhov, A. S., Tarasov, M. A., Deleniv, A. A., Mukhanov, O. A., & Winkler, D. (2007). Superconducting quantum interference filters as RF amplifiers. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 17(2).
- Stark, A., Aharon, N., Uden, T., Louzon, D., Huck, A., Retzker, A., ... Jelezko, F. (2017). Narrow-bandwidth sensing of high-frequency fields with continuous dynamical decoupling. *Nature Communications*, 8(1).
- Stewart, W. C. (1968). Current-voltage characteristics of Josephson junctions. *Applied Physics Letters*, 12(8).
- Taylor, B. J., Berggren, S. A. E., O'Brien, M. C., Deandrade, M. C., Higa, B. A., & De Escobar, A. M. L. (2016). Characterization of large two-dimensional YBa2Cu3O7- δ SQUID arrays. *Superconductor Science and Technology*, 29(8).
- Tesche, C. D., & Clarke, J. (1977). DC SQUID: Noise and optimization. *Journal of Low Temperature Physics*, 29(3/4).
- Testa, G., Granata, C., Calidonna, C., Russo, C. Di, Furnari, M. M., Pagano, S., ... Sarnelli, E. (2002). *Performance of asymmetric superconducting quantum interference devices*. 368, 232–235.
- Testa, G., Pagano, S., Sarnelli, E., Calidonna, C. R., & Furnari, M. M. (2001). Improved superconducting quantum interference devices by resistance asymmetry. *Applied Physics Letters*, 79(18).
- Testa, G., Pagano, S., Sarnelli, E., Calidonna, C. R., Furnari, M. M., & Russo, M. (2001). Properties of asymmetric high critical temperature dc SQUIDs. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 11(1).
- Testa, G., Sarnelli, E., Pagano, S., Calidonna, C., & Mango Furnari, M. (2001). Characteristics of asymmetric superconducting quantum interference devices. *Journal of Applied Physics*, 89(9).
- Tinchev, S. S. (1993). High-T SQUIDS with Local Oxygen-Ion Irradiated Weak Links. *IEEE Transac. Appl. Supercond.*, 3(1).
- Wan, K., Bi, B., Jain, A. K., Fetter, L. A., Han, S., Mallisor, W. H., & Lukens, J. E. (1991). Refractory Submillimeter Josephson Effect Sources. *IEEE Transactions on Magnetism*, 27(2).
- Wang, Q. Y., Li, Z., Zhang, W. H., Zhang, Z. C., Zhang, J. S., Li, W., ... Xue, Q. K. (2012). Interface-induced high-temperature superconductivity in single unit-cell FeSe films on SrTiO3. *Chinese Physics Letters*, 29(3).
- Welty, R., & Martinis, J. M. (1991). A Series Array of Dc Squid. *IEEE Transactions on Magnetism*, 27(2).
- White, A. E., Short, K. T., Dynes, R. C., Levi, A. F. J., Anzlowar, M., Baldwin, K. W., ... Dunkleberger, L. N. (1988). Controllable reduction of critical currents in YBa2Cu 3O7- δ films. *Applied Physics Letters*, 53(11).
- Wolf, T. (2010). Thomas_Wolf_Final. *These*, 235.
- Wolf, T., Bergeal, N., Lesueur, J., Fourie, C. J., Faini, G., Ulysse, C., & Febvre, P. (2013). YBCO Josephson junctions and striplines for RSFQ circuits made by ion irradiation. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 23(2).
- Wu, C. H., Jhan, F. J., Chen, J. H., & Jeng, J. T. (2013). High-Tc Josephson junctions fabricated by focused ion beam direct milling. *Superconductor Science and Technology*, 26(2).
- Wu, S. M., Cybart, S. A., Anton, S. M., & Dynes, R. C. (2013). Simulation of series arrays of superconducting quantum interference devices. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 23(3).
- Zani, M. J., Luine, J. A., Simon, R. W., & Davidheiser, R. A. (1991). Focused ion beam high Tc superconductor dc SQUIDs. *Applied Physics Letters*, 59(2).
- Ziegler, J. F., & Biersack, J. P. (2009). Stopping and range of ions in matter: SRIM. *Web Science Conference*.
- Zimmerman, J. E., & Silver, A. H. (1966). Macroscopic quantum interference effects through superconducting point contacts. *Physical Review*, 141(1).

Titre : Réseaux de SQUID à haute température critique pour application dans le domaine de récepteurs hyperfréquence

Mots clés : SQIF, SQUID, jonctions Josephson irradiées, hyperfréquence, supraconductivité, détection de champ magnétique

Résumé : Les circuits à base de jonctions Josephson comme les filtres à interférences quantiques, nommés SQIF (Superconducting Quantum Interference Filter), sont des capteurs très sensibles au champ magnétique. Les éléments de base d'un tel circuit sont les SQUID (Superconducting Quantum Interference Device). Aussi performants dans la détection de champ magnétique, ces derniers ne permettent pas de réaliser des mesures absolues. De plus, la nécessité d'un asservissement par une boucle à verrouillage de flux limite la bande de fréquence d'utilisation. Les SQIF n'ont pas cette limitation et permettent les mesures absolues de champ magnétique. Leur capacité à combiner une taille compacte, une très bonne sensibilité et une large bande fréquentielle d'utilisation fait de ces

capteurs des sérieux concurrents aux antennes classiques. Des mesures expérimentales avec des SQIF HTS faits par la technologie de jonctions irradiées montrent qu'il est possible de réaliser la détection de signaux radiofréquence jusqu'au moins 5 GHz en configuration de champ proche et en environnement non magnétiquement blindé. Afin de réaliser l'adaptation d'impédance et améliorer les caractéristiques DC de ces capteurs, différentes géométries de réseau sont étudiées. L'étude permet de définir les paramètres d'importance dans la conception de circuits SQIF afin de réaliser des détecteurs radiofréquence performants.

Title : HTS SQUID networks for microwave applications.

Keywords: SQIF, SQUID, irradiated Josephson junctions, microwave, superconductivity, magnetic field detection

Abstract : Superconducting Quantum Interference Filters (SQIF) are Josephson circuits very sensitive to magnetic field. They are made of arrays of SQUIDs (Superconducting QUantum Interference Devices). The latter, when operated alone, doesn't allow absolute magnetic field measurements and have to be used with a flux locked loop, which limits the frequency band of operation. SQIFs don't have such limitations and they offer the possibility to combine compactness, sensibility and wide band of frequency at the same time. Because of this, SQIFs are serious competitors to classical antennas in microwave applications.

Experimental measurements made with HTS SQIFs and irradiated Josephson junctions shows that it is possible to detect microwave signals up to 5 GHz in an unshielded environment, and near field configuration.

To perform better detection, it is important to match impedance of circuits. In the goal to do this and to improve DC characteristics, different network geometries are studied. At the end this study allows to define which parameters are important in the design of SQIF circuits for microwave detection.

