



HAL
open science

**Etude et réalisation de jonctions Josephson en nitrure
de niobium à barrière semi-métallique en TaxN ;
application aux circuits logiques micro-ondes à
impulsions quantiques RSFQ**

Romano Setzu

► **To cite this version:**

Romano Setzu. Etude et réalisation de jonctions Josephson en nitrure de niobium à barrière semi-métallique en TaxN ; application aux circuits logiques micro-ondes à impulsions quantiques RSFQ. Supraconductivité [cond-mat.supr-con]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2007. Français. NNT: . tel-00194521

HAL Id: tel-00194521

<https://theses.hal.science/tel-00194521>

Submitted on 6 Dec 2007

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

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

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'Université Joseph Fourier

Specialité : *Physique de la Matière Condensée et du Rayonnement*

préparée au laboratoire

CEA-Grenoble SPSMS/Groupe Dispositifs Supraconducteurs

dans le cadre de l'ECOLE DOCTORALE de **PHYSIQUE**

présentée et soutenue publiquement

par

Romano SETZU

le 12 Novembre 2007

Titre :

***Etude et réalisation de jonctions Josephson en NbN
à barrière semi-métallique en Ta_xN ;
application aux circuits logiques micro-ondes à impulsions quantiques RSFQ.***

Directeur de thèse : Bernard SALCE

JURY

Prof. Paul CROZAT,	Rapporteur
Dr. Louis DUMOULIN,	Rapporteur
Dr. Bernard SALCE,	Directeur de Thèse
Dr. Jean-Claude VILLEGIER,	Encadrant CEA
Dr. Alain BENOIT,	Examineur
Dr. Luc LAPIERRE,	Examineur
M. Michel MAIGNAN,	Invité

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord Bernard Salce et Jean-Claude Villégier. Bernard a su m'accueillir avec chaleur dans son laboratoire, au temps le LCP (laboratoire de CryoPhysique), et a représenté pour moi un directeur de thèse responsable et toujours disponible. Jean-Claude a su partager avec moi sa solide expertise dans les domaines de la supraconductivité et des techniques de fabrication en salle blanche ; son encadrement et son soutien ont été indispensables à la réussite de mon travail.

Tous mes remerciements au professeur Paul Crozat et Louis Dumoulin pour avoir accepté de rapporter sur mon travail. Je voudrais remercier aussi Alain Benoit, Luc Lapierre pour avoir accepté d'être membres du Jury de thèse comme examinateurs, ainsi que Michel Maignan pour sa participation à la soutenance.

Cette thèse a été cofinancée par le CEA-Grenoble et le CNES de Toulouse. Un remerciement particulier va donc à Luc Lapierre, Thierry Robert et Jean-Luc Issler qui ont été alternativement responsables de mon suivi au CNES ; les discussions avec eux, ainsi que avec Michel Maginan, ont contribué à m'enrichir, et me donner des bons points de réflexion pendant le déroulement de mon travail.

Je remercie Thomas Ortlepp de l'université technique d'Ilmenau et Pascal Febvre du LAHC de Savoie pour les échanges enrichissants et les conseils précieux regardant le test des jonctions Josephson.

Un remerciement spécial va à Emanuele Baggetta, mon co-bureau, parfois colocataire, et compagnon d'aventures pendant tous ces trois années. Sans toi je n'aurais jamais pris connaissance de ce laboratoire, et ma vie aurait été aujourd'hui sûrement très différente. Je ne peux pas oublier tous les efforts que tu as fait, au niveau humain et professionnel, pour m'aider à mon insertion dans mon sujet, dans le laboratoire, et dans Grenoble en général.

Merci à tous les collègues qui travaillent dans notre équipe, et que j'ai eu la chance de rencontrer : Roch a été pour moi un grand exemple et un point de référence, ses conseils et avis m'ont été très précieux surtout dans les moments de fatigue et de difficulté ; Mario, avec son bonheur napolitain ; Vratislav, dont l'expertise dans l'électronique a sûrement enrichi le savoir-faire de l'équipe ; et encore Laurent, Paul, Luana, Bertrand, Corentin : à tous bonne chance pour la

suite.

Merci à tous les personnes qui ont travaillé pour que ma thèse se soit déroulée dans les meilleures conditions. En particulier : Frédéric Gustavo pour son aide en salle blanche, Jean-Luc Thomassin indispensable pour tout ce qui concerne les manips ; Isabelle Schuster pour ses connaissances en Rayons-X ; Lucien Notin pour l'assistance dans l'utilisation de l'AFM ; Daniel Braitwhite pour m'accorder l'utilisation du PPMS, Michel Boujard pour son support pour les pièces mécaniques, Marielle Perrier et Charlie Picot pour leur disponibilité dans les affaires bureaucratiques, Xavier Jehl, Claude Chapelier et François Lefloch pour les échanges précieux sur la théorie des jonctions et de la supraconductivité.

Bonne chance aussi aux autres thésards, stagiaires et post-docs, avec lesquels j'ai pu partager des moments importants de formation personnelle et professionnelle, ainsi que des moments heureux. Enfin, je voudrais remercier chaleureusement tout le laboratoire LCP, je me souviens encore les premiers moments quand je suis arrivé ici. Mon français était pauvre et cette difficulté me donnait un air réservé et timide ; néanmoins vous tous m'avez accueilli avec un sourire, et la patience de m'écouter : j'ai découvert une belle famille.

E vorrei ringraziare ancora tutti coloro, e tutto ciò, che hanno contribuito a rendere unica questa esperienza di tesi, anche se indirettamente (voir très indirectement) :

riEma, Grenoble, le ex-LCP, la Maison du Monde, Davide, les parcs des amoureux, le lasagne, il cuoco scugnizzo, Michele, l'SCM-600 (et les orages), les risques d'incendie, l'équipe RSFQ, Nadia, la Salsa, l'Andalucia, Luca, le loup-garou, le Petit Prince, Salvo, les amis de la Finlande, toute la communauté Russophone de Grenoble, Siedler, Benedetta, newborn Riccardo, Lost & Desperate Housewives, Anna, cocktail n'ImporteQuoi, Benjamin, Elisa, la cantine H1 (I'm gonna miss you !), Gianluca, la SLURP, l'Aida à Verone, Ross, le Daya, le go-cart, Steph, FREE, l'écho des chansons dans les couloirs, Delphine, Tom et ses amis, Florence, Sexy Boy, Emanuela, Jang et son Virus, la BBPP, la fête du Beaujolais, Baricco, Luca Lucci, la maison de JeanJaures, Nikita, la Chartreuse, Lucie, Marco Polo, Luisa, Mr. Josephson, Gigi e Chiara, la musique, Lauge, le web 2.0, Luana, le Millesime, les pirates, Dominique, Shupinette, il Maestro, Savio, Mr. Laurent, Silvia e Abe, Asterix, le 3 Claire ballerine, Elena und Pierre-Jean, Olivier, Tullio, Dis, les FLS, Max, Azamat (bon courage pour ton mariage), Eva, Nausicaa, Wipa, Benito Secondo y El Tourista, Torino, le Wavemaker, Philipp, Roch, Thomas, Ilias, su porceddu, Estelle, Vratislav et la bière Cheque, Alain Farchi, Cortina, Mario, la constitution européenne, Roberta - come una sorella per

me, l'esprit de Konrads toujours dans nous, Werner (gute Besserung) - Hanne-Lore et Paula, il Macumba, Lucille, la NEF et le CLUB, Paris, les rayons-X, Cyrill et sa joie de vivre, la nouvelle équipe italienne du LCP, Julien, Don Vincenzo, la fête des lumières, Paolo, Dresden, Hiver (de nom et de fait), Myriam, les montagnes !, Dmitri, Santa EasyJet et San RyanAir, Fabien, les collègues de SlimElec, Mr. Pagnotta, le laser game, Sylvain et Cecile et leur hospitalité g n uine dans la Cote Azur, la tarte aux poires, Emanuele Contis - mio amico fin da che ho memoria - e la sua Daniela, les ch teaux de la Loire hors saison, mon  le fantastique : la Sardegnna, tous mes amis Franco-Curatins, Stravaganza, la France toute avec ses beaut s et ses contradictions.

Special Thanks alla mia Sarah, con cui abbiamo condiviso questi ultimi mesi lo stesso tipo di esperienza, io con la mia tesi e lei col suo Diplomarbeit.

Dankesch n meine Liebe, ohne dich w re alles ganz doof gewesen.

Infine il mio pensiero va alla mia famiglia, mio padre Sergio, mia madre Maria, e mio fratello Roberto. Nonostante la lontananza che le mie scelte ci impongono, mi sono stati vicini, e hanno appoggiato tutte le mie decisioni in maniera incondizionata. A voi dedico questo risultato.

Romano Setzu

Table des matières

Introduction	1
1 Rappels théoriques	5
1.1 La supraconductivité	5
1.1.1 La conduction dans les métaux	5
1.1.2 Phénoménologie de la supraconductivité	7
1.1.3 L'équation de London	9
1.1.4 Coherence macroscopique des supraconducteurs	12
1.2 La jonction Josephson	17
1.2.1 Principe	17
1.2.2 Modèle RCSJ	19
1.2.3 Couplage RF et Magnétique	23
2 Application logique des jonctions	29
2.1 Principe de fonctionnement	29
2.1.1 Premiers essais	29
2.1.2 La logique RSFQ	31
2.1.3 Comparaison avec la logique CMOS	33
2.2 Eléments logiques de base	34
2.2.1 Le SQUID	35
2.2.2 La transmission et le stockage des signaux	39
2.2.3 Les décisions binaires	40
2.3 Contraintes du projet	42
2.3.1 Courants critiques	42
2.3.2 Facteur d'amortissement	43
2.3.3 Inductances	44
2.4 Etat de l'art des applications RSFQ	44
2.4.1 Centres d'activité	46
2.4.2 Comparaison des performances	47
2.4.3 Cryogénique	52

3	Etude des matériaux	53
3.1	La pulvérisation cathodique	54
3.1.1	La méthode	54
3.1.2	Le groupe de dépôt	55
3.2	Films de Ta _x N	57
3.2.1	Fabrication	57
3.2.2	Caractérisation des couches très minces	59
3.2.3	Discussion	64
3.3	Films de NbN	65
3.3.1	Fabrication	65
3.3.2	Test	66
3.3.3	Test fonctionnel	70
3.4	La tricouche NbN/Ta _x N/NbN	72
3.5	Synthèse	78
4	Etude de jonctions NbN-Ta_xN-NbN	81
4.1	Structure des jonctions	82
4.1.1	Procédé SNOP	82
4.1.2	Procédé SNEP	84
4.2	La mesure électrique	87
4.2.1	Le montage des échantillons	87
4.2.2	Le banc de mesure	88
4.2.3	Outils d'acquisition	90
4.2.4	Problèmes de test	92
4.3	Modèle physique de la jonction	95
4.3.1	Cohérence par effet de proximité	96
4.3.2	Cas du NbN/Ta _x N/NbN	98
4.3.3	Influence de la transition métal-isolant	99
4.4	Résultats	103
4.4.1	Jonctions SNOP	103
4.4.2	Jonctions SNEP	111
4.4.3	Comparaison entre les jonctions SNOP et SNEP	122
4.5	Synthèse	123
5	Procédés Multiniveaux	129
5.1	Outils de Salle Blanche	129
5.1.1	La gravure par usinage ionique	130
5.1.2	La gravure ionique réactive	131
5.1.3	La lithographie optique	132
5.2	Le procédé NbN-RSFQ-1	135
5.2.1	Niveau 1/5 : TRI	136

5.2.2	Niveau 2/5 : JONCT	138
5.2.3	Niveau 3/5 : ISO	141
5.2.4	Niveau 4/5 : WIR	144
5.2.5	Niveau 5/5 : CNT	149
5.3	Le procédé NbN-RSFQ-2	149
5.4	Synthèse	152
Conclusion		155
Bibliographie		159
Liste de publications		167
A Dessin des masques		169
A.1	Environnement de conception des masques	169
A.2	Description des masques	170
A.3	Organisation du wafer	173
A.4	Puce standard	175
B Paramètres de fabrication		177
B.1	Procédé SNOP	178
B.2	Procédé SNEP	182
Résumé		187
Abstract		189

Introduction

Il y a au moins trois bonnes raisons pour justifier une thèse sur les jonctions Josephson. Cette étude nous permet de nous plonger dans le domaine de la supraconductivité, une discipline jeune qui en moins de 100 ans a su surprendre la science, en influençant l’imaginaire des physiciens et même du monde commun. Sa découverte et sa compréhension partielle ont été possibles grâce aux développements de la cryogénie d’une part et à la fondation de la mécanique quantique d’autre part. En fait, si dans la plupart des cas les phénomènes quantiques sont remarquables seulement dans l’échelle atomique et subatomique, la supraconductivité peut être considérée comme une manifestation macroscopique des propriétés quantiques de la matière [1]. Cela fait de la supraconductivité une discipline fascinante, en continuelle évolution, dont les découvertes et les nouvelles théories se suivent à une cadence toujours élevée.

Deuxièmement la jonction Josephson constitue elle-même un élément extraordinaire, gouverné par une physique puissante et de compréhension simple. Prévue par Brian David Josephson en 1962 [2] et démontrée quelques années plus tard, ce dispositif a eu des fortes répercussions loin du champ de la supraconductivité. La jonction Josephson a révolutionné la métrologie, en introduisant une relation fondamentale entre la fréquence et la tension $V = (h/2e)\nu$, où h est la constante de Plank et e est la charge des électrons, et en donnant en même temps la valeur la plus précise de ces deux constantes. Juste pour citer un autre exemple, la jonction Josephson est à la base des SQUIDs (Superconductive Quantum Interferometer Device), magnétomètres avec une sensibilité dans l’ordre des femtotesla à 1Hz qui trouvent une large application dans la médecine, la géophysique et la biologie.

Finalement l’étude de la jonction Josephson est très actuelle dans la course technologique pour déterminer le successeur du silicium. Nanotubes de carbone, spintronique, optronique, toutes les pistes sont battues dans cette chasse technologique pour déterminer la solution plus performante et rentable pour demain. La logique RSFQ (Rapid Single Flux Quantum), en utilisant la jonction Josephson comme élément de base, permet d’atteindre des vitesses de fonctionnement des circuits de l’ordre des centaines de GHz [3], tout en tenant des consommations

négligeables¹ et une complexité réduite des architectures [4].

Pour rendre cette technologie compétitive, les jonctions Josephson doivent posséder trois qualités indispensables. En premier lieu elles nécessitent une forte tension caractéristique $V_c = R_n I_c$, où R_n est la résistance à l'état normal et I_c est le courant critique de la jonction ; cette condition est nécessaire pour assurer des fortes fréquences de fonctionnement, où la fréquence Josephson $\Phi_0 V_c$ est limitée par le gap du supraconducteur [5]. Deuxièmement les jonctions doivent être naturellement amorties, ce qui nous permet d'éliminer les résistances de shunt, et donc augmenter le degré d'intégration des circuits. Enfin, pour relaxer les contraintes cryogéniques, les jonctions doivent fonctionner à la température la plus haute possible.

Objectif de la thèse

Cette thèse a comme but l'étude et la caractérisation des jonctions Josephson basées sur le nitrure de niobium comme matériau supraconducteur et le nitrure de tantale comme barrière. L'intérêt de ces matériaux, nitrures de métaux de transition du groupe V, peut s'expliquer en fonction des raisons suivantes. Les films supraconducteurs de NbN possèdent à la fois et une température critique T_c qui peut atteindre 16 K (voir chapitre 4) et un gap supraconducteur très élevé [6]. Cela permet à la fois de travailler dans une plage de température, autour de 9 K, moins contraignante d'un point de vue cryogénique, et d'augmenter la fréquence limite des jonctions. Le Ta_xN est un nitrure non stœchiométrique dont le taux en azote détermine sa résistivité. D'un côté sa nature métallique permet d'obtenir des jonctions naturellement amorties (voir la section 1.2.2), de l'autre sa résistivité élevée (proche de la transition métal-isolant) permet d'obtenir des résistances de barrière R_n plus élevées, et en conséquence d'optimiser la tension caractéristique des jonctions. Les matériaux ont été étudiés sous forme de couches de NbN et de couches minces de Ta_xN , et d'autre part les jonctions ont été fabriquées.

On présente dans ce mémoire d'abord la mise au point technologique des jonctions NbN/ Ta_xN /NbN, pour comprendre comment les différents paramètres de fabrication peuvent influencer leur performances. Tandis que les jonctions SIS (supraconducteur isolant supraconducteur) ont un mécanisme de transport par effet tunnel élastique assez bien compris (à travers une barrière isolante très transparente nécessaire pour que la fréquence soit élevée), les jonctions à barrière métallique, dont celles analysées ici, présentent un fonctionnement plus complexe. Ce travail se propose d'explorer la physique des barrières en Ta_xN en partant des résultats expérimentaux, en cherchant à expliquer les mécanismes gouvernant la conduction en fonction des modèles de transport les plus pertinents et actuels.

¹Si l'on ne considère pas la consommation du cryostat

Dans le contexte plus général de la logique RSFQ, notre but est aussi de montrer que les jonctions sont adaptées à réaliser les fonctions de la logique rapide supraconductrice, et que leurs performances en termes de fréquence maximale (produit $R_n I_c$) sont à la pointe de l'état de l'art actuel de cette technologie.

Contexte

Cette thèse a été conçue à l'origine comme support au travail d'Emanuele Baggetta, en thèse cofinancée CEA-Alcatel sur l'étude de faisabilité et le développement d'un CAN (Convertisseur Analogique - Numérique) en logique RSFQ [7]. Dans ce cadre la bonne maîtrise des jonctions Josephson devient un élément clé pour la réussite d'un projet aussi ambitieux. L'intérêt d'une barrière en Ta_xN pour les jonctions est assez récent, et dérive de quelques essais faits pendant la thèse de Nicolas Hadacek [8].

La recherche s'est déroulée au DRFMC (Département de Recherche Fondamentale sur la Matière Condensée) du CEA-Grenoble² sous la direction de Bernard Salce et la responsabilité de Jean-Claude Villégier. Les couches des nitrures et les jonctions ont été fabriquées sur des équipements spécifiques et dans la salle blanche PROMES, et entièrement caractérisées au laboratoire. Les autres caractérisations, réflectivité par rayons-X, microscopie électronique et à force atomique, ont été aussi effectués au sein du DRFMC.

Le CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) est aussi impliqué dans ce projet, auquel il participe en qualité de cofinanceur. Son intérêt est motivé par l'identification de la logique RSFQ comme une possible rupture technologique dans le contexte du spatial, en particulier dans la réalisation de CANs et de DSPs (Digital Signal Processor) à très haute fréquence embarqués sur les satellites³.

Il faut ajouter que cette thèse se place dans le cadre du projet ANR-Minalogic HyperSCAN, démarré en Mars 2007, qui a comme but la réalisation d'un CAN RSFQ. Ce projet, qui d'ailleurs implique la participation du CEA-DRFMC, le LETI et le CNES, utilisera les résultats obtenus au cours de ma recherche comme base pour développer les jonctions du CAN.

Organisation du mémoire

Ce mémoire est divisé en 5 chapitres. Dans le premier chapitre on introduit les concepts de base sur la supraconductivité et la jonction Josephson. Le deuxième

²Notre groupe Dispositifs Supraconducteurs appartient au SPSMS (Service de Physique Statistique, de Magnétisme et de Supraconductivité)

³Pour avoir plus d'informations voir les *proceedings* de la conférence *1st Symposium on Potentially Disruptive Technologies and Their Impact in Space Programs* - (July 2004 - Marseille, France)

chapitre est dédié à l'application logique des jonctions Josephson. L'état de l'art de cette technologie est aussi traité.

L'étude des matériaux déposés en couche mince occupe entièrement le troisième chapitre de ce mémoire. Après une description du groupe de dépôt des nitrures, les films de NbN et les films minces de Ta_xN sont analysés dans le détail, ainsi que la tricouche NbN/Ta_xN/NbN.

Le quatrième chapitre traite les résultats obtenus sur les jonctions. On décrit les deux principales structures de jonction testées, respectivement SNOP (Selective Niobium Overlap Process) et SNEP (Selective Niobium Etching Process), qui diffèrent par le procédé de fabrication utilisé. Après une description du banc de mesure cryogénique utilisé pour le test, on montre le fonctionnement des jonctions en régime quasi-statique, sous champ magnétique et sous irradiation radiofréquences. La jonction est analysée et mise en relation avec les paramètres de sa réalisation, avec une attention particulière sur la description des mécanismes de fonctionnement de la barrière.

Les techniques de la microélectronique en salle blanche, les problèmes de fabrication et les solutions trouvées sont traités dans le cinquième chapitre. Ici on montre aussi dans le détail les procédés de fabrication développés au cours de cette thèse, visant la réalisation des circuits RSFQ.

Chapitre 1

Rappels théoriques

Ce premier chapitre a pour but de tisser le contexte théorique dans lequel cette thèse de doctorat se place. Un bref rappel sur les mécanismes de conduction traditionnels dans les métaux sert à introduire le concept de supraconductivité dans son aspect phénoménologique le plus connu : l'absence de résistivité. Les principales théories sont alors passées en revue, pour donner une perspective historique adéquate, ainsi que pour fournir les instruments d'analyse de base. Le deuxième paragraphe est entièrement dédié à la jonction Josephson et à sa théorie. On introduira des modèles équivalents, pour donner des outils mathématiques qui servent à mieux comprendre et décrire l'étude des jonctions présentées dans les chapitres suivantes. L'électrodynamique de l'effet Josephson sera aussi abordée.

1.1 La supraconductivité

1.1.1 La conduction dans les métaux

Les électrons sont des particules quantiques de nature fermionique qui transportent une charge électrique. La fonction d'onde qui décrit les électrons dans la structure cristalline des métaux vérifie le théorème de Bloch :

$$\Psi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = u_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (1.1)$$

où \mathbf{k} est le vecteur d'onde de l'électron, et il prend des valeurs seulement dans la première zone de Brillouin du réseau réciproque. Les solutions de cette équation nous donnent les bandes d'énergie possibles pour les électrons, $\epsilon_{n\mathbf{k}}$; en conséquence du principe d'exclusion de Pauli, chaque bande est occupée selon la dis-

tribution de Fermi-Dirac :

$$f(\epsilon) = \frac{1}{e^{(\epsilon - \epsilon_F)/k_B T} + 1} \quad (1.2)$$

ϵ_F représente l'énergie de Fermi, soit l'énergie de l'état quantique le plus haut occupé par les électrons à 0 K. Les charges qui contribuent à la conduction dans les métaux sont ceux qui peuvent être excités thermiquement à une température T , et ils sont tous compris dans une couche mince d'états entre $\epsilon_F - k_B T$ et $\epsilon_F + k_B T$. On peut alors imaginer les électrons dans ces états comme faisant partie d'un gaz d'électrons à basse densité.

A cause des fortes interactions de Coulomb entre les électrons, leur description devrait prendre en considération toutes les particules du système. Le concept de quasi-particule, introduit par Landau, permet de simplifier le problème. On considère un réseau d'ions positifs et son gaz d'électrons négatifs, si l'on ajoute un électron au système, la répulsion coulombienne éloignera les autres électrons autour de lui. Le potentiel des noyaux positifs aura pourtant un effet d'écrantage qui limite l'interaction de l'électron avec les autres tout autour. L'électron et son interaction avec les noyaux environnants forment ensemble la quasi-particule. Cela peut bien être décrit comme une vraie particule avec son propre temps de vie effectif τ , et sa propre masse m^* , qui est différente de la masse électronique et dépend de la nature du réseau ionique. On peut de la même façon penser d'enlever un électron au lieu de l'ajouter. Dans ce cas là on aura une charge positive qui sera écrantée par les électrons autour. La quasi-particule générée sera dans ce cas-là une lacune.

Selon le modèle de Drude (1900), les électrons sont donc libres de se déplacer dans le réseau cristallin des métaux. La conductivité électrique, σ , est définie alors comme :

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} \quad (1.3)$$

où n est la densité des électrons dans la bande de conduction, e est la charge élémentaire, m la masse efficace des électrons dans le réseau cristallin, et τ est le temps de vie moyen du déplacement d'un électron entre deux collisions. La densité de courant \mathbf{j} générée par un champ électrique \mathbf{E} est définie par l'équation constitutive :

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (1.4)$$

On peut alors définir la résistivité comme :

$$\rho = \sigma^{-1} = \frac{m}{ne^2} \tau^{-1} \quad (1.5)$$

La résistivité donc, mesurée en Ωm dans le SI, varie proportionnellement à τ^{-1} , qui représente donc le taux de diffusion des électrons. La variation en température

de la résistivité dépend principalement de τ . Les trois mécanismes de diffusion dans les cristaux sont : par interaction électron-électron, par interaction électron-phonon, par collision avec les impuretés. On peut faire l'approximation que les trois phénomènes sont indépendants [1]. Alors :

$$\tau^{-1} = \tau_{imp}^{-1} + \tau_{el-el}^{-1} + \tau_{el+ph}^{-1} \quad (1.6)$$

Le taux de diffusion dû aux impuretés ne dépend pas normalement de la température, et il contribue à la résistivité avec une valeur constante ρ_0 . La diffusion électron-électron varie avec le carré de la température, pendant que la diffusion électron-phonon est proportionnelle à T^5 bien au dessous de la température de Debye. La résistivité aura donc la forme (ligne ponctuée en figure 1.1) :

$$\rho = \rho_0 + aT^2 + bT^5 + \dots \quad (1.7)$$

pour $T \ll T_{Debye}$.

Bien que ce modèle explique assez bien la conduction dans les métaux massifs, il est inadapté à décrire le cas des couches minces métalliques. Plus généralement ces couches sont formées d'un assemblage de petits grains cristallins dont la taille et les joints inter-grain ajoutent un terme important à la résistance macroscopique mesurée. En outre des grandeurs de cohérence caractéristiques peuvent apparaître à basse température, lesquelles doivent être mises en regard de la taille géométrique de la couche. Ces mécanismes seront expliqués plus en détails dans les chapitres suivants, où nécessaire.

1.1.2 Phénoménologie de la supraconductivité

La découverte de l'état supraconducteur a été faite par hasard en 1911 par Kamerlingh Onnes pendant qu'il cherchait de valider expérimentalement le modèle de Drude pour les métaux à très basse température [1]. Bien que ce modèle s'adaptait pour l'or et d'autres métaux, au moment de tester le comportement du mercure, Onnes a observé autour de 4 K une chute brutale de la résistivité à zéro, qui ne pouvait absolument pas être expliquée avec les connaissances de l'époque. La transition de la résistivité d'une valeur finie à zéro signe la découverte d'une nouvelle phase de la matière, la phase supraconductrice. La température à laquelle la transition a lieu est nommée température critique T_c (voir la figure 1.1).

A partir de cette date, le nombre des matériaux montrant un comportement supraconducteur à basse température a augmenté rapidement. Plusieurs éléments de la table périodique possèdent une phase supraconductrice pour une température assez basse. Le niobium est le métal avec la T_c la plus élevée : 9.2 K. Les composés du Nb peuvent même aller plus loin, avec 16 K pour le NbN, et 23 K pour le Nb₃Ge.

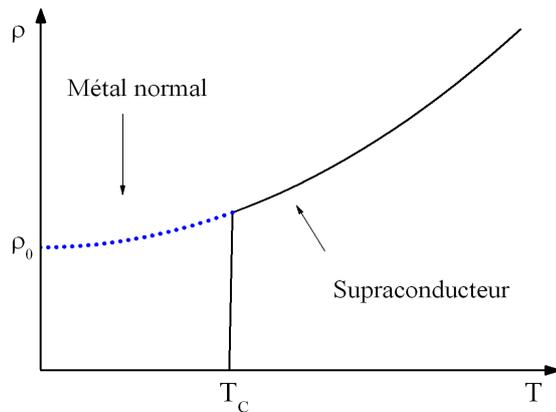


FIG. 1.1 – Résistivité ρ en fonction de la température T . Dans le cas d'un métal normal (ligne ponctuée) la résistivité approche pour $T \rightarrow 0$ de la valeur finie ρ_0 ; dans un supraconducteur (ligne continue) il y a une chute brutale de la résistivité à 0 pour une température critique T_c caractéristique du matériau.

En 1986 Bednorz et Müller ont découvert que le composé $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ est supraconducteur à 38 K. Cela représenta la découverte officielle des supraconducteurs à haute température. Rapidement plusieurs cuprates ont montré des températures critiques de plus en plus élevées, jusqu'au record du $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ avec 135 K à pression ambiante [9]. Malheureusement les HTS sont toujours mal expliqués par les théories traditionnelles, et en plus assez difficiles à exploiter dans des applications surtout électroniques. Ces raisons, après un écho médiatique intense lors de leur découverte, ont contribué à une partielle chute d'intérêt vers ces matériaux [1]. Récemment en 2001 le MgB_2 s'est ajouté à la famille des supraconducteurs, avec une température critique de 38 K [10].

Les supraconducteurs présentent donc une résistance nulle au dessous de la température critique. Toutefois la mesure de résistivité n'est pas aujourd'hui considérée comme preuve ultime de la supraconductivité pour plusieurs raisons, et d'abord parce qu'il est assez difficile de vérifier exactement que la résistivité d'un matériau soit exactement zéro.

En 1933 W. Meissner et R. Ochsenfeld ont observé que quand on applique un champ magnétique extérieur à un supraconducteur, si le champ est au dessous d'une valeur limite, le supraconducteur rejette entièrement le champ appliqué [11]; ce principe est illustré en figure 1.2. L'effet Meissner suppose un état d'équilibre thermodynamique entre le champ extérieur et le champ sur la surface du supraconducteur. Au contraire la mesure de résistivité suppose un courant, c'est-à-dire un transport de charges à travers le supraconducteur, un phénomène donc hors équilibre. Pour cette raison on considère l'effet Meissner comme preuve ultime de la supraconductivité.

Un supraconducteur est un matériau diamagnétique parfait (susceptibilité magnétique $\chi = -1$), sous condition que le champ appliqué ne soit pas trop grand. Pour $H > H_C$ on distingue deux différents régimes. Dans un premier cas, supra-

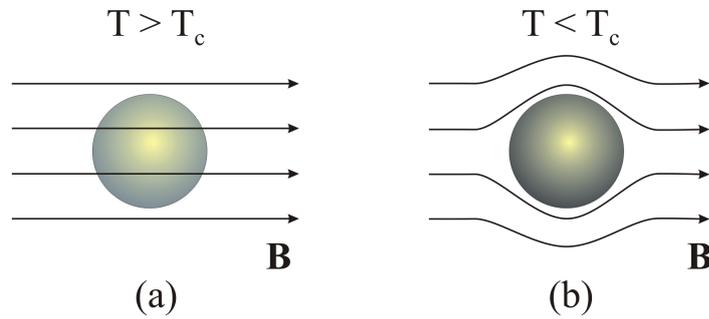


FIG. 1.2 – Effet Meissner-Ochsenfeld dans un supraconducteur. Au dessus de la température critique T_c le champ magnétique \mathbf{B} pénètre dans le corps du matériau (a). Pour $T < T_c$ le matériau devient supraconducteur, et rejette le champ (b). Le résultat est identique si l'on refroidit le système avant ou après avoir appliqué le champ magnétique.

conducteurs de type *I*, au dessus de H_C on casse la supraconductivité, et le champ magnétique peut pénétrer le corps du matériau désormais dans l'état normal. Dans le deuxième cas, supraconducteurs de type *II*, au dessus d'un premier champ critique, H_{C1} , le champ magnétique peut pénétrer graduellement dans le supraconducteur sous forme de vortex d'Abrikosov [12]. On peut imaginer ces vortex comme des points isolés d'état normal dans le supraconducteur, autour desquelles des courants supraconducteurs tournent en produisant un quantum de flux magnétique Φ_0 . Cette situation de transition dure jusqu'à la valeur de champ $H_{C2} > H_{C1}$ pour laquelle la supraconductivité est totalement cassée, et le matériau retourne dans son état de résistivité normale. La transition de phase en fonction de la température et du champ est montrée en figure 1.3 pour les supraconducteurs de type *I* et *II*.

1.1.3 L'équation de London

Le premier modèle théorique du phénomène de la supraconductivité a été proposé en 1935 par les frères F. et H. London. On suppose que dans un supraconducteur la densité de porteurs de charge n est simplement la somme entre les porteurs normaux n_N et les porteurs supraconducteurs n_S . Puisque les transporteurs n_S ne voient pas de résistivité pendant leur déplacement, ils court-circuitent les autres. A partir de cette simple hypothèse, pour $T \ll T_C$ on peut supposer que n_S est de l'ordre de grandeur de n (densité de charges du matériau dans l'état normal), qui représente donc une limite supérieure pour n_S .

Les frères London ont introduit des équations constitutives pour décrire le

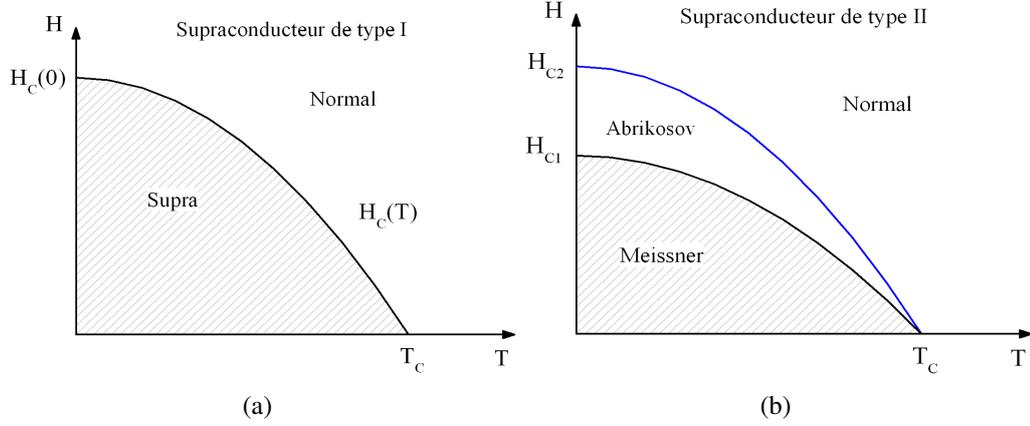


FIG. 1.3 – Diagramme de phase $H - T$ pour les supraconducteurs de type I (a) et de type II (b). La relation entre le champ critique et la température critique est donnée au voisinage de la température critique par la loi empirique linéaire de Tuyn : $H_c(T) = H_c(0) [1 - (T/T_c)]$.

comportement électromagnétique dans le milieu supraconducteur :

$$\mathbf{E} = \frac{\partial}{\partial t}(\Lambda \mathbf{J}_S) \quad (1.8)$$

$$\mathbf{h} = -c \operatorname{rot}(\Lambda \mathbf{J}_S) \quad (1.9)$$

où \mathbf{E} et \mathbf{h} représentent les champs électrique et magnétique locaux, \mathbf{J}_S est le supercourant, et Λ est un paramètre qui prend la valeur :

$$\Lambda = \frac{4\pi\lambda^2}{c^2} = \frac{m}{n_S e^2} \quad (1.10)$$

L'équation (1.8) est une adaptation du modèle de Drude (voir équation 1.4) au cas de résistivité nulle. En fait on suppose que chaque champ électrique appliqué modifie la vitesse des charges supraconductrices, plutôt que, comme dans le cas d'un métal normal, d'accélérer leur mouvement contre la résistance du matériau. La deuxième équation résume l'effet Meissner-Ochsenfeld, et combinée avec l'équation de Maxwell :

$$\nabla \times \mathbf{h} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \quad (1.11)$$

nous donne :

$$\nabla^2 \mathbf{h} = \frac{\mathbf{h}}{\lambda^2} \quad (1.12)$$

qui nous indique que le champ magnétique est écranté dans un supraconducteur, et peut pénétrer au maximum sur une longueur λ dans le corps du matériau. Cette

grandeur est indiquée comme la longueur de pénétration de London, et représente une grandeur fondamentale dans l'étude des supraconducteurs. La théorie de London nous donne une limite supérieure pour λ à 0 K :

$$\lambda_L(0) = \sqrt{\frac{mc^2}{4\pi ne^2}} \quad (1.13)$$

On peut supposer qu'au zéro absolu on n'a plus d'électrons à l'état normal, donc $n_S = n$, ce qui donne une valeur limite théorique pour λ . Pour T qui se rapproche de la température critique, n_S devient plus petit ; λ augmente en conséquence, et diverge pour $T = T_C$. Une expression empirique de λ en fonction de la température est donnée par :

$$\lambda(T) \approx \frac{\lambda(0)}{\sqrt{1 - (T/T_C)^2}} \quad (1.14)$$

En fait les valeurs expérimentales de λ présentent des différences concrètes avec les prédictions théoriques extrapolées à partir de l'équation 1.13. Ces différences peuvent être expliquées grâce au concept de longueur de cohérence ξ_0 , introduit par B. Pippard en 1950. Effectivement les équations de London peuvent décrire correctement seulement une situation locale dans le supraconducteur. Pour dépasser cette limite, Pippard a formulé une description non locale du courant supraconducteur, qui dépend aussi des champs autour du point analysé. En outre il a assumé que les grandeurs caractéristiques du supraconducteur, comme par exemple la densité des porteurs n_S , pouvaient ne pas être constantes, et dans ce cas-là, des variations appréciables de ces grandeurs pouvaient être possibles seulement sur des échelles de l'ordre d'une longueur de cohérence ξ_0 . Pippard a obtenu, à partir de considérations de nature quantique, une expression pour cette longueur dans le cas d'un métal idéal :

$$\xi_0 = a \frac{\hbar v_F}{kT_C} \quad (1.15)$$

où v_F est la vitesse de Fermi, et a est une constante qui sera décrite dans la section suivante. Dans le cas d'un réseau cristallin avec des impuretés, où donc le libre parcours moyen l des porteurs du matériau dans son état normal est assez réduit et de l'ordre de ξ_0 , l'expression de la longueur de cohérence devient :

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l} \quad (1.16)$$

Tous ces éléments, la longueur de pénétration London λ , la longueur de cohérence ξ_0 et le libre parcours moyen l permettent d'analyser le comportement des supraconducteurs conventionnels. En général pour $\xi_0 \ll \lambda_L$ l'équation de London est valide, et la longueur de pénétration mesurée donne un très bon accord

avec la théorie ; c'est le cas des supraconducteurs de type *II*. Au contraire, quand $\xi_0 \gg \lambda_L$, le cas des supraconducteurs de type *I*, la réponse supraconductrice du matériau est affaiblie ; le champ magnétique peut alors pénétrer plus profondément, en donnant une valeur expérimentale de λ plus grande que celle prédite par la formule de London. En outre, quand $l \gg \xi_0$, le supraconducteur est dans la *limite propre*, au contraire, si $l < \xi_0$, on est dans la *limite sale*. Ce dernier est le cas des matériaux supraconducteurs très désordonnés, comme par exemple NbN, qui peuvent avoir une phase supraconductrice même si dans l'état normal ils sont des mauvais conducteurs.

1.1.4 Coherence macroscopique des supraconducteurs

Le pas suivant dans la compréhension des supraconducteurs était la recherche d'une analogie avec le condensat de Bose-Einstein, dans lequel toutes les particules (bosons) condensent dans l'état quantique le plus bas possible, quand elles sont refroidies au voisinage du zéro absolu [11]. Dans cette condition leurs propriétés quantiques deviennent évidentes sur une échelle macroscopique, et peuvent être décrites par une fonction d'onde ψ dans le champ complexe, avec un module et une phase. La propriété la plus intéressante de cette fonction est le fait qu'elle peut maintenir une cohérence de phase sur des distances macroscopiques.

A cause de leur nature fermionique, un condensat traditionnel sur le modèle de Bose-Einstein n'était pas proposable pour les électrons ; la théorie BCS joue un rôle important pour adapter le concept de condensat aux supraconducteurs.

La théorie BCS

Dans des conditions particulières, l'interaction entre deux électrons dans un métal peut être attractive ; cette découverte est la base de la théorie 'BCS', la première vraie description microscopique de la supraconductivité. Du nom de ses auteurs J. Bardeen, L. Cooper et R. Schrieffer, cette théorie a été capable d'expliquer la plus part des phénomènes liés à la supraconductivité conventionnelle. Ses nombreuses vérifications expérimentales font qu'elle est toujours communément acceptée.

Pour comprendre comment une interaction entre deux électrons dans un métal peut être attractive, il faut reprendre le concept de quasi-particule (section 1.1.1). On a déjà dit que la répulsion entre deux quasi-électrons écrantés est moins forte par rapport au cas de deux électrons dans l'espace libre. Le deuxième concept qu'il faut introduire est que les électrons peuvent interagir entre eux à travers les phonons du réseau cristallin.

Les phonons sont des modes vibrationnels qui se propagent dans le réseau cristallin; ils sont modélisés par des bosons d'un point de vue quantique. On considère un électron décrit par la fonction d'onde $\psi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})$, avec un moment cristallin $\hbar\mathbf{k}$. Eventuellement cet électron peut exciter un phonon qui a un moment cristallin $\hbar\mathbf{q}$, et rester dans un nouvel état de Bloch $\psi_{n\mathbf{k}'}(\mathbf{r})$ avec un moment cristallin $\hbar\mathbf{k}' = \hbar\mathbf{k} - \hbar\mathbf{q}$. Le phonon généré est maintenant libre de se propager dans le système, jusqu'à ce qu'un deuxième électron l'absorbe, en gagnant son moment cristallin $\hbar\mathbf{q}$. Le résultat de ce processus est une interaction concrète entre deux électrons via un phonon. Le formalisme pour décrire l'interaction entre deux fermions à travers l'échange d'un boson a été développé par R. Feynmann; la figure 1.4 montre le diagramme de Feynmann pour le système électron-phonon-électron.

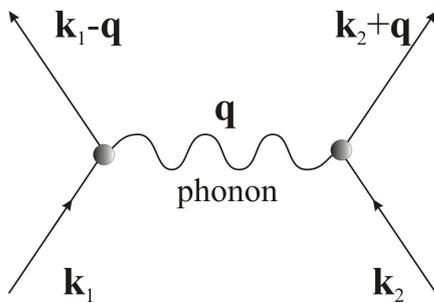


FIG. 1.4 – Diagramme de Feynmann qui décrit l'interaction de deux fermions à travers l'échange d'un boson. Dans ce cas particulier les fermions sont les électrons à la surface de Fermi, et les bosons sont les phonons du réseau cristallin.

Le modèle simplifié introduit par BCS suppose que cette interaction est attractive, quand la fréquence du phonon ω est plus petite que la fréquence de Deybe ω_D , et au contraire répulsive dans le cas $\omega > \omega_D$. Puisqu'on est intéressé aux électrons de conduction (et trous de valence) qui sont proches de la surface de Fermi, leur énergie est limitée à $\epsilon_F \pm k_B T$. En outre puisqu'aux températures considérées $\hbar\omega_D \gg k_B T$, pour toutes ces quasi-particules l'interaction est de type attractive (figure 1.5). Cet argument est valide seulement au voisinage de la surface de Fermi, les électrons loin de cela restant inchangés.

Il reste donc à comprendre ce qui se passe avec les électrons qui ont une énergie $\epsilon_{\mathbf{k}} > \epsilon_F + k_B T$. L. Cooper a montré que, dès qu'un potentiel attractif entre électrons est possible, même faible, tous les électrons au voisinage de la surface de Fermi se couplent dans des états liés, les *paires de Cooper*. Cooper a aussi montré que les électrons qui se couplent occupent des états avec moments cristallins et spins égaux et opposés. Ces paires représentent donc les particules qui transportent la charge supraconductrice qu'on a introduit dans la section 1.1.2.

Le dernier problème, traité par J. R. Schrieffer, était de formuler le comportement des paires de Cooper en termes d'un état cohérent. Une des conséquences

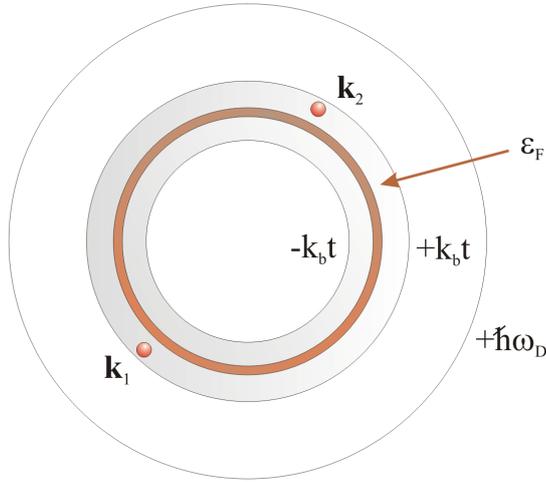


FIG. 1.5 – Electrons proche de la surface de Fermi. L'interaction entre les électrons avec des moments \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 est attractive seulement si leur énergie est inférieure à $\epsilon_F + \hbar\omega_D$.

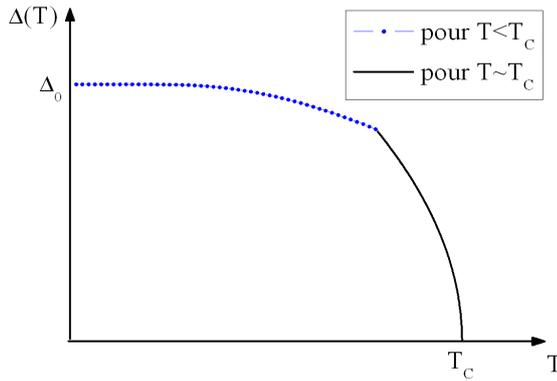


FIG. 1.6 – Variation de l'énergie du gap Δ en fonction de la température T selon le modèle BCS. La courbe est tracée en utilisant les approximations en équation 1.18.

directes de ce formalisme est la définition d'un gap d'énergie 2Δ , qui est en substance l'énergie qu'il faut dépenser pour casser une paire de Cooper en deux quasi-particules, où Δ à température nulle est donné par la formule :

$$\Delta_0 = 1.76 k_B T_c \quad (1.17)$$

Le comportement en température de Δ est illustré en figure 1.6. L'amplitude du gap est presque constante proche de 0 K, mais elle diminue rapidement quand on se rapproche à T_c , où elle tombe à zéro avec une tangente verticale. Son allure peut être approximée par les équations [11] :

$$\Delta \simeq \begin{cases} \Delta_0 - e^{-\Delta_0/k_B T} \sqrt{2\pi \Delta_0 k_B T} & \text{pour } T \ll T_c \\ \Delta_0 \sim 1.76 \sqrt{1 - T/T_c} & \text{pour } T \approx T_c \end{cases} \quad (1.18)$$

L'existence d'un gap énergétique au niveau de Fermi est probablement la prédiction la plus brillante de la théorie BCS. Au contraire des gap qui caractérisent

les semi-conducteurs et les isolants, ce gap n'empêche pas la conduction électrique, rendue possible par le supercourant des paires.

La théorie de Ginzburg-Landau

Publiée en 1950, la théorie de Ginzburg-Landau est une théorie phénoménologique basée sur l'étude des propriétés statistiques des transitions de phase, et ici du transport supraconducteur. Ces propriétés sont résumées dans une équation d'onde macroscopique, révélant un paramètre d'ordre ψ qui a la forme :

$$\psi = |\psi| e^{i\varphi} \quad (1.19)$$

La phase du paramètre d'ordre est une fonction de l'espace et du temps $\varphi(\mathbf{r}, t)$; l'intensité vaut :

$$|\psi|^2 = n_S \quad (1.20)$$

où n_S représente la densité des porteurs de charge vue en section 1.1.3. Cette approche permettait d'étendre la validité de la théorie de London aux cas où n_S varie spatialement ou à cause de champs externes.

En 1959 Gor'kov a montré qu'on peut dériver la théorie de Ginzburg-Landau directement de BCS sous des approximations adéquates. Dans ce cas-là on peut voir ψ comme la fonction d'onde du centre de masse des paires de Cooper.

Le quantum de flux magnétique

Une des implications les plus importantes de la théorie GL du point de vue applicatif est la quantification du fluxoïde. Par simplicité on assume que l'intensité du paramètre d'ordre $|\psi|^2$ est constante partout dans le supraconducteur. On suppose aussi que la phase a la forme $\varphi(\mathbf{r}, t) = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t$. A partir de cela, en utilisant l'expression du moment du paramètre d'ordre, on peut réécrire le gradient de la phase comme [13] :

$$\hbar \nabla \varphi = 2m\mathbf{v} - 2e\mathbf{A} \quad (1.21)$$

où \mathbf{v} est la vitesse moyenne des porteurs n_S , et \mathbf{A} est le potentiel vecteur du champ magnétique B , avec la propriété : $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$. Dans l'approximation de London, on peut supposer que la densité du courant supraconducteur est simplement :

$$\mathbf{J}_S = -n_S e \mathbf{v} \quad (1.22)$$

En utilisant l'expression 1.21, on peut réécrire 1.22 comme :

$$\mathbf{J}_S = \left(-\frac{1}{\Lambda} \frac{\hbar}{2e} \right) \nabla \varphi - \frac{\mathbf{A}}{\Lambda} \quad (1.23)$$

où $\Lambda = m/n_s e^2$ est le paramètre déjà trouvé en équation 1.10. Le flux magnétique qui passe à travers une surface S est :

$$\Phi = \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \int_S (\nabla \times \mathbf{A}) \cdot d\mathbf{S} \quad (1.24)$$

Il est facile de montrer à partir de l'équation 1.23 que le flux magnétique Φ est nul à l'intérieur d'un supraconducteur sans trous de n'importe quelle surface S , à condition qu'elle soit assez loin des bords [13]. Cette situation, montrée en figure 1.7 (a), représente l'effet Meissner vu en section 1.1.2.

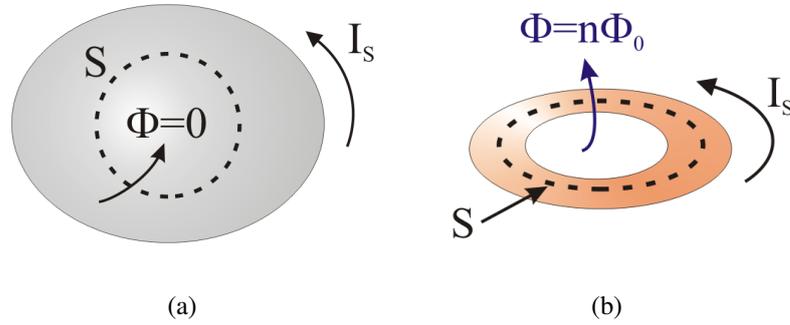


FIG. 1.7 – Flux magnétique à l'intérieur d'un supraconducteur. Si le corps est sans trous (a), Φ est toujours nul sur n'importe quelle surface S loin des bords du supraconducteur. Si le corps contient des trous (b), le flux magnétique à travers S est un multiple de Φ_0 , où Φ_0 est le quantum de flux magnétique.

L'équation 1.23 est très puissante, et nous permet de traiter des cas plus généraux. On considère maintenant la situation en figure 1.7 (b), où un supercourant circule dans un anneau supraconducteur. Si l'on considère une surface d'intégration S dont le bord l ne traverse pas l'intérieur du supraconducteur, en utilisant le théorème de Stokes on peut réécrire 1.24 comme :

$$\Phi = \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \oint_l \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} = \frac{\hbar}{2e} \oint_l \nabla\varphi \cdot d\mathbf{l} \quad (1.25)$$

La phase du paramètre d'ordre doit être une fonction monovaluée de période 2π , dans un chemin fermé on obtient :

$$\oint_l \nabla\varphi \cdot d\mathbf{l} = n 2\pi \quad (1.26)$$

Si l'on utilise cette expression dans l'équation 1.25, on obtient enfin :

$$\Phi = n \frac{h}{2e} = n\Phi_0 \quad (1.27)$$

Ce résultat est remarquable pour deux raisons. Premièrement il nous dit que du flux magnétique peut être piégé dans un anneau supraconducteur dans lequel circule du supercourant. En outre ce flux est toujours un multiple de Φ_0 , défini comme *quantum de flux magnétique*. Le tableau 1.1 donne la valeur de cette constante dans plusieurs unités de mesure.

Φ_0	$2.07 \cdot 10^{-15} \text{ W}$	$20.7 \text{ G} \mu\text{m}^2$	2.07 mV ps	$2.07 \mu\text{V/GHz}$	2.07 mA pH
----------	---------------------------------	--------------------------------	----------------------	------------------------	----------------------

TAB. 1.1 – Le quantum de flux magnétique Φ_0 en plusieurs unités de mesure.

Le résultat de l'équation 1.27 reste valide même dans le cas plus général où le contour l de la surface S pénètre effectivement le supraconducteur. Dans ce cas l'équation prend la forme [13] :

$$\Phi' = \Phi + \Lambda \oint_l \mathbf{J}_S \cdot d\mathbf{l} = n\Phi_0 \quad (1.28)$$

1.2 La jonction Josephson

1.2.1 Principe

L'effet Josephson représente une des plus évidentes manifestations de propriétés quantiques au niveau macroscopique. Prédit par Brian Josephson en 1962, et observé dans les années immédiatement suivantes, cet effet décrit à l'origine le comportement de deux supraconducteurs séparés par une barrière isolante (voir figure 1.8).

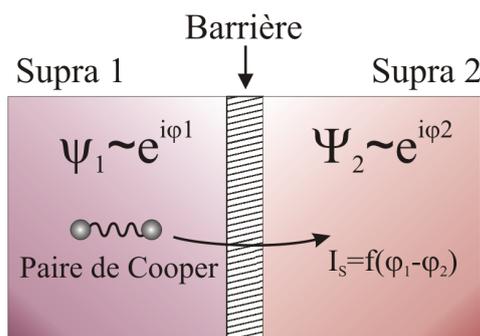


FIG. 1.8 – Principe de l'effet Josephson. La différence de phase φ du paramètre d'ordre entre les supraconducteurs 1 et 2 génère un courant de paires de Cooper I_s qui traverse la barrière isolante.

Josephson a montré qu'un supracourant I_s peut traverser la barrière isolante même à tension nulle ; ce courant est fonction de la différence de phase $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ entre les fonctions d'onde des deux supraconducteurs :

$$I_s = I_c \sin \varphi \quad (1.29)$$

I_c est le courant critique de la jonction, et dépend sensiblement des facteurs géométriques de la barrière, des propriétés des matériaux, et de la température de fonctionnement. La deuxième relation démontrée par Josephson lie la différence de phase φ aux propriétés électrodynamiques de la jonction :

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{2e}{\hbar} V \quad (1.30)$$

Cette relation ne prend en compte aucune approximation, et considère seulement des grandeurs physiques fondamentales. Elle reste toujours valable, sauf dans des cas particuliers dans lesquels l'équilibre de l'état stationnaire des électrodes est cassé par des courants parasites, par exemple en proximité de courants normaux ou en présence d'un flux de chaleur [14].

On peut classer l'effet Josephson dans deux régimes différents selon que φ est constante ou varie avec le temps $\varphi(t)$. Dans le premier cas on parle d'effet Josephson continu, ou dc. A partir de l'équation 1.30 on trouve alors que la tension V aux bornes de la jonction est nulle. Le courant I_s à travers la barrière est constant avec le temps, et inférieur ou égal à I_c suivant l'équation 1.29.

Dans le deuxième cas, où φ varie en fonction du temps, on parle plutôt d'effet Josephson alternatif, ou ac. Le cas le plus simple est quand la tension appliquée aux bornes de la jonction a une composante dc \bar{V} . On trouve alors, à partir de l'équation 1.30, que la différence de phase φ varie de façon linéaire selon la loi :

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{2e\bar{V}}{\hbar} t \quad (1.31)$$

Si l'on substitue dans l'équation 1.29, on trouve alors que le supercourant I_s est une fonction périodique du temps,

$$I_s = I_c \sin\left(\varphi_0 + \frac{2e\bar{V}}{\hbar} t\right) \quad (1.32)$$

qui oscille avec fréquence $\omega_V = 2e/\hbar \bar{V}$. Le fait que cette fréquence soit proportionnelle à $2e$ et non à e peut être vu comme une conséquence, et donc confirmation du fait que la charge fondamentale du mécanisme de transport supraconducteur est une paire de Cooper et non simplement un électron [1]. Pour des tensions non nulles, au courant des paires de Cooper I_s il faut ajouter un courant de quasiparticules I_N , qui doit être pris en compte dans l'étude de la jonction.

Bien qu'à l'origine prédit sur des jonctions tunnel, l'effet Josephson a été bientôt observé sur d'autres structures en général définies comme *liens faibles*. Les deux catégories se distinguent principalement par les mécanismes de transport du supercourant, comme du courant de quasiparticules.

Jonctions à effet tunnel

Les jonctions à effet tunnel ont une structure de type SIS (supraconducteur - isolant - supraconducteur) [15]; dans ces jonctions le mécanisme de transport est essentiellement dominé par le tunneling corrélé des électrons qui forment une paire de Cooper à travers la barrière isolante. On adopte l'hypothèse où la barrière isolante est très mince (de l'ordre du nanomètre) et relativement transparente, I_c restant plus faible que le courant critique des électrodes. Dans ces conditions l'étude de l'effet Josephson devient assez simple et adéquatement décrit par plusieurs théories, comme par exemple par Ambegaokar et Baratoff en 1963 [16].

La présence d'un isolant entre les deux électrodes introduit une forte capacité qui shunte la conduction tunnel. Cette capacité parasite constitue un problème pour certaines applications, car elle introduit une hystérésis dans la caractéristique I-V de ces jonctions. D'autre part elle présente l'avantage de réaliser une spectrométrie à effet tunnel qui permet de caractériser facilement la diode SIS [5].

Autres liens faibles Josephson

On définit *lien faible* entre deux électrodes supraconductrices un lien électrique dans lequel le courant maximal $I_{C,lien}$ est largement inférieur au courant critique des électrodes $I_{C,elec}$. Si ses dimensions géométriques sont assez petites, on peut observer un effet Josephson à travers le lien, c'est-à-dire une dépendance directe et périodique entre le courant I_s et la différence de phase φ avec une périodicité de 2π . La généralité de cette définition nous dit qu'un lien faible peut être réalisé entre deux supraconducteurs de plusieurs façons; la figure 1.9 illustre les structures les plus communes. Dans les liens faibles rentrent les jonctions SNS (supraconducteur - métal normal - supraconducteur), et en particulier la structure NbN/Ta_xN/NbN au centre d'intérêt de cette thèse de doctorat.

Dans une jonction SNS le mécanisme de transport est dominé essentiellement par l'effet de proximité [14]. En général à l'interface entre un supraconducteur et un métal normal la cohérence du paramètre d'ordre se maintient aussi dans le métal normal sous une distance définie par une longueur de cohérence normale, ξ_N . Si l'épaisseur de la barrière est inférieure à $2\xi_N$, alors un paramètre d'ordre différent de zéro est présent partout dans le métal normal, et un courant de paires de Cooper peut traverser la jonction. Les barrières de métal normal ont typiquement des épaisseurs comprises entre 10 nm et 50 nm [17].

1.2.2 Modèle RCSJ

Le terme de courant Josephson I_s qui passe entre les électrodes n'est pas suffisant pour décrire le comportement de la jonction en régime ac. A cela il faut aussi

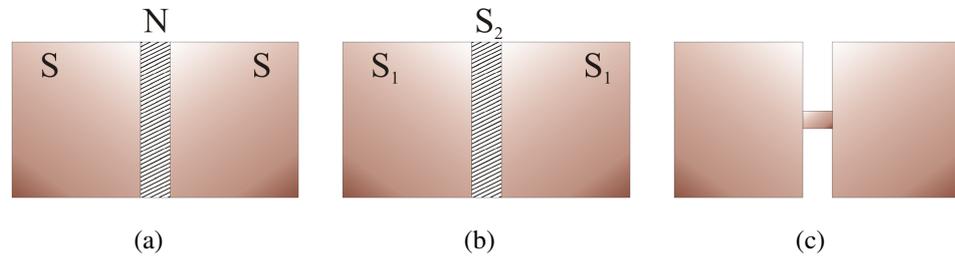


FIG. 1.9 – Différents types de lien faible entre deux supraconducteurs. (a) La barrière est un métal normal d'épaisseur variable, normalement entre 10 nm et 100 nm. (b) La barrière est un autre supraconducteur avec un courant critique $I_{C,bar} \ll I_{C,el}$. (c) La barrière est une discontinuité géométrique dans la structure du supraconducteur (par exemple un micropont) avec un courant critique $\ll I_{C,el}$.

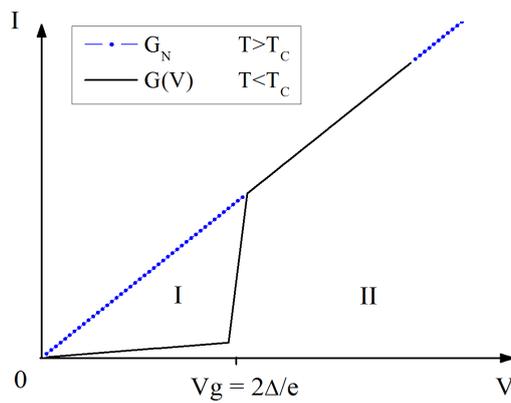


FIG. 1.10 – Courant de quasi-particules en fonction de la tension dans une jonction Josephson. G_N représente la conductance de la jonction dans son état normal, pour $T > T_c$. On distingue deux régimes différents de fonctionnement. Au dessous de $V_g = 2\Delta/e$, zone I, la tension n'est pas suffisante pour briser les paires de Cooper; le courant de quasi-particules est exclusivement de type thermique. Un mécanisme de rupture des paires s'instaure au dessus de V_g , zone II, et la conductance se rapproche de celle de l'état normal.

ajouter un courant de quasi-particules et l'effet capacitif de la barrière.

Le courant de quasi-particules est modélisé de façon qualitative en figure 1.10. La tension nécessaire pour briser une paire de Cooper est définie comme tension de gap, $V_g = 2\Delta/e$. Au dessous de cette tension, le transport électrique est dominé par les paires de Cooper, et les seules quasi-particules présentes sont celles activées par des fluctuations thermiques, quand leur énergie dépasse $k_B T$. La résistivité normale est donc très grande dans ce régime. Au dessus de V_g , comme dans un mécanisme à avalanche, le nombre de quasi-particules traversant la jonction augmente sensiblement, et la résistivité devient comparable avec celle dans l'état normal R_n .

Le modèle RCSJ (Resistively and Capacitively Shunted Junction) est un circuit équivalent relativement simple qui utilise des éléments finis pour décrire la capacité de la barrière et la conductivité normale des électrodes [5]. La figure 1.11

présente ce circuit équivalent dans le cas où la jonction est polarisée en courant.

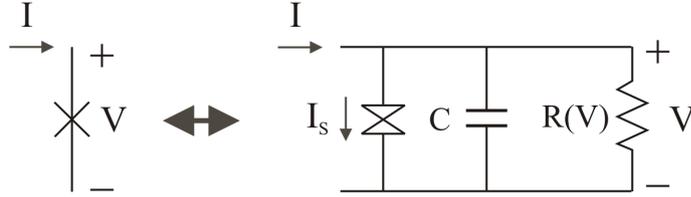


FIG. 1.11 – Modèle équivalent RCJS d'une jonction Josephson polarisée en courant. Le transport de quasi-particules et la capacité entre les électrodes sont traités comme des éléments finis en parallèle à la jonction idéale, traversée exclusivement par un courant de paires de Cooper $I_s = I_c \sin \varphi$. La tension aux bornes de la jonction suit la loi de l'équation 1.30.

Dans l'hypothèse où la jonction est assez petite, et où donc φ dépend seulement du temps, l'équation des courants dans le circuit est la suivante :

$$I_{DC} = C \frac{dV}{dt} + \frac{V}{R} + I_c \sin \varphi(t) \quad (1.33)$$

où $V(t)$ est la tension totale aux bornes de la jonction, liée à la différence de phase φ par l'équation 1.30. Si l'on introduit la variable normalisée $i = I_{DC}/I_c$, et si l'on fait la substitution de variable $t = \Phi_0/(2\pi I_c R) \tau$, on peut alors réécrire l'équation 1.33 en fonction de φ comme :

$$i = \beta_c \ddot{\varphi} + \dot{\varphi} + \sin \varphi \quad (1.34)$$

β_c est le paramètre de Stewart-Mc Cumber, et sa valeur est un indice sur le comportement de la jonction, qui peut être hystérétique (peu amortie) ou amortie (et non hystérétique). β_c dépend des valeurs de capacité entre les électrodes, de la résistance normale, et, indirectement à travers I_c , aussi de la température de fonctionnement et des propriétés des matériaux. Sa formule est la suivante :

$$\beta_c = \frac{2\pi I_c R^2 C}{\Phi_0} \quad (1.35)$$

Jonction Hystérétique

La figure 1.12 (a) montre la caractéristique I-V d'une jonction Josephson avec un $\beta_c > 1$. La jonction possède deux solutions possibles pour les valeurs de courant inférieures au courant critique I_c , jusqu'à la valeur I_r (courant de recapture),

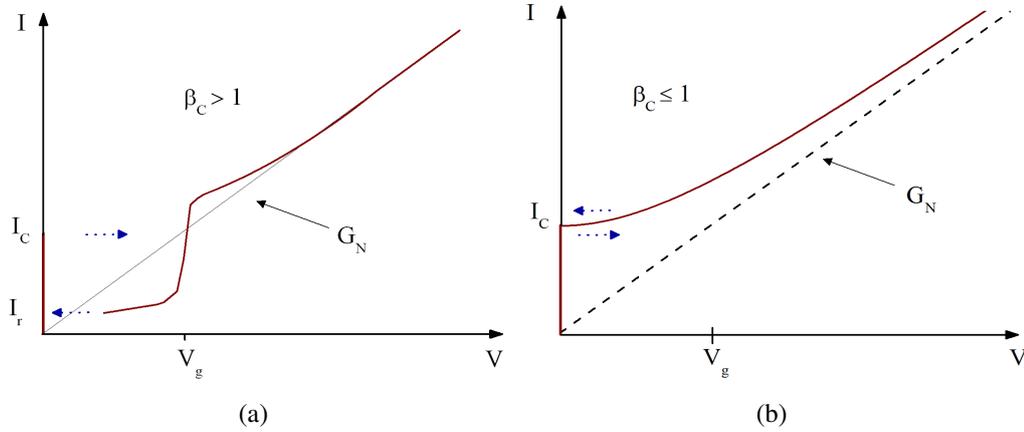


FIG. 1.12 – Allure typique d'une jonction Josephson selon le modèle RCJS. (a) Pour $\beta_c > 1$ la jonction a une caractéristique hystérétique, avec un courant de capture $I_r < I_c$. (b) Pour $\beta_c \leq 1$ la jonction est amortie, et la courbe $I - V$ est monovaluée.

où la caractéristique redevient monovaluée. La différence entre I_c et I_r donne une idée sur le degré d'hystérésis de la jonction.

Dans ce cas-là l'équation 1.34 ne présente pas de solutions analytiques, et il faut procéder avec des méthodes numériques. Les jonctions tunnel ont normalement une caractéristique hystérétique, suite à la forte capacité introduite par la barrière isolante ; cela n'empêche pas qu'on puisse trouver des jonctions SNS avec de faibles hystérésis pour des fortes valeurs de R et I_c .

Le courant de recapture i_r , normalisé au courant critique, est lié au β_c par une relation empirique connue comme formule de Zappe [18] :

$$\beta_c = \frac{2 - (\pi - 2)i_r}{i_r^2} \quad (1.36)$$

Jonction amortie

Dans le cas où $\beta_c < 1$ la jonction est amortie, et n'a pas d'hystérésis. L'équation 1.34 peut être écrite dans la forme :

$$i = \dot{\varphi} + \sin \varphi \quad (1.37)$$

Elle présente une solution analytique aussi en régime ac, et son allure est montrée en figure 1.12 (b). En effet, pour des courants supérieurs à I_c , φ et la tension V sont des fonctions périodiques de période τ :

$$\tau = \frac{\Phi_0}{RI_c} \frac{1}{\sqrt{(i^2 - 1)}} \quad (1.38)$$

La tension mesurée aux bornes de la jonction, moyennée sur une période τ , a la forme suivante :

$$\bar{V} = RI_c \sqrt{i^2 - 1} \quad \text{pour } i > 1 \quad (1.39)$$

L'Inductance Josephson

La jonction Josephson peut être vue comme une inductance fortement non linéaire en fonction de la tension appliquée [13].

Pour des courants $I \ll I_c$, on peut faire l'approximation :

$$I = I_s = I_c \sin \varphi \simeq I_c \varphi \quad (1.40)$$

En utilisant l'approximation 1.40, on peut réécrire l'équation Josephson 1.30 sous la forme d'équation de Faraday :

$$V = \frac{\hbar}{2e} \frac{d\varphi}{dt} \simeq L_J \frac{dI}{dt} \quad ; \quad L_J = \frac{\Phi_0}{2\pi I_c} \quad (1.41)$$

où L_J est définie comme l'inductance Josephson. Si maintenant on remplace dans le modèle RCJS la jonction Josephson par cette inductance, on obtient [4] :

$$\beta_c = \frac{CR}{L_J/R} = Q^2 \quad (1.42)$$

où Q est le facteur de qualité d'un résonateur linéaire équivalent LCR.

Dans le cas plus général on est obligé de prendre en compte la dépendance de l'inductance Josephson avec le courant I . La relation de Faraday prend alors la forme [5] :

$$V = \frac{d(L_J(I)I)}{dt} \quad (1.43)$$

où

$$L_J(I) = \frac{\Phi_0}{2\pi I_c} \frac{\arcsin(I/I_c)}{I/I_c} = L_J(0) \frac{\varphi}{\sin \varphi} \quad (1.44)$$

En figure 1.13 on trace l'évolution de l'inductance non linéaire $L_J(I)$ en fonction du courant dans le cas statique ($V = 0$) ; on observe que effectivement l'inductance, normalisée à $L_J(0)$, est constante pour des variations petites du courant, et tend vers $\pi/2$ proche de I_c .

1.2.3 Couplage RF et Magnétique

Le supercourant d'une jonction Josephson oscille dans le temps avec une fréquence directement proportionnelle à la tension moyenne \bar{V} :

$$f_V = \frac{\omega_V}{2\pi} = \frac{2e}{h} \bar{V} \quad (1.45)$$

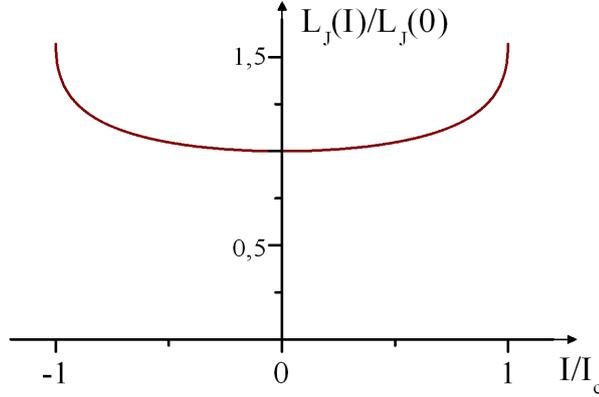


FIG. 1.13 – Evolution de l'inductance non linéaire Josephson en fonction du courant critique dans le régime statique ($V = 0$). L'inductance est normalisée à la valeur $L_J(0) = \Phi_0/2\pi I_c$. $L_J(I)$ est constante pour $I \ll I_c$, et tend vers $\pi/2$ au voisinage du courant critique.

Le facteur de proportionnalité $f_V/\bar{V} \approx 500 \text{ MHz}/\mu\text{V}$ est très élevé, ce qui rend ces jonctions extrêmement intéressantes pour des applications en fréquence. Cependant, pour cette même raison, les jonctions Josephson sont aussi fortement sensibles aux champs électromagnétiques [14].

Dans cette section on examine de plus près l'influence que les irradiations radiofréquences et les champs magnétiques externes ont sur l'effet Josephson.

Marches de Shapiro

On considère une radiation radiofréquence externe appliquée à la jonction. On peut alors assumer que cette irradiation génère aux bornes de la jonction un champ électrique alterné de même fréquence que la radiation incidente.

Dans l'hypothèse où la jonction est assez petite, et que le champ magnétique appliqué à la jonction est nul, on peut alors écrire la tension sur la jonction comme :

$$V(t) = V_{DC} + V_{RF} = V_0 + v \cos(\omega_r t) \quad (1.46)$$

où v est la tension radiofréquence, proportionnelle à la racine de la puissance irradiée P_{RF} . Pour cette condition la jonction se comporte comme une cavité résonante, et sa caractéristique I-V présente une structure en escalier [19]; les marches sont appelées *Marches de Shapiro*, et correspondent à des tensions liées à la fréquence RF selon :

$$V_n = n \frac{\hbar}{2e} \omega_r = n \Phi_0 f_{RF} \quad (1.47)$$

Par ailleurs le courant de chaque marche, y compris le courant critique DC pour $n = 0$, est modulé par la puissance RF. La densité du courant pour la marche n est donnée par l'expression [5] :

$$|J_n(v)| = J_1 \left| \text{B}_n \left(\frac{nv}{V_n} \right) \right| \quad (1.48)$$

où B_n est une fonction de Bessel du premier type et d'ordre n .

La figure 1.14 montre l'évolution de la densité de courant normalisée en fonction de $\sqrt{P_{RF}}$ respectivement pour le courant critique et pour la première marche de Shapiro.

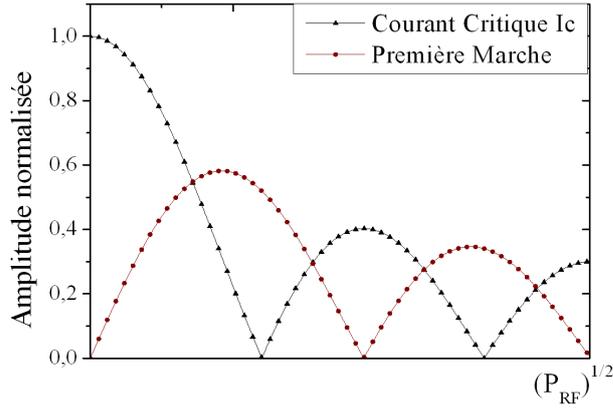


FIG. 1.14 – Les marches de Shapiro évoluent en fonction de $\sqrt{P_{RF}}$, suivant l'amplitude des fonctions de Bessel d'ordre n . Dans cette figure on montre la diffraction du courant critique ($n = 0$), et de la première marche ($n = 1$).

Diffraction Magnétique

Jusqu'à maintenant, on a toujours fait l'hypothèse que la jonction est assez petite pour négliger les variations spatiales de la différence de phase φ . Si cela n'est pas le cas, il faut aussi prendre en compte l'influence des champs magnétiques externes. Le champ électrique n'est non nul que dans la barrière, alors que le champ magnétique s'étend dans les électrodes jusqu'à leur longueur de pénétration λ . On définit la longueur magnétique $\lambda_m = \lambda_1 + d + \lambda_2$ la longueur dans la direction z sur laquelle le champ magnétique est non nul. L'équation de Sine-Gordon [5] décrit le comportement de la jonction dans cette condition :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - \frac{1}{\bar{c}^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \frac{\sin \varphi}{\lambda_J^2} \quad (1.49)$$

où

$$\bar{c} = c \sqrt{\frac{d}{\epsilon_r \lambda_m}} \quad \text{et} \quad \lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 \lambda_m J_C}} \quad (1.50)$$

\bar{c} est définie vitesse de Swilhart, et vaut une fraction de la vitesse de la lumière. λ_J est la longueur de pénétration Josephson, une grandeur caractéristique de la

jonction qui correspond à la profondeur de pénétration des champs magnétiques dans le plan de la jonction.

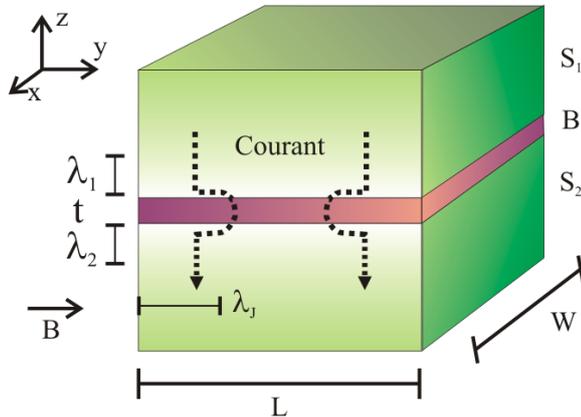


FIG. 1.15 – Section d’une jonction Josephson large. Les lignes de courant se courbent en correspondance de la barrière, en s’éloignant des bords de λ_J (longueur de pénétration Josephson). Le résultat est une densité de courant Josephson non homogène sur la surface de la jonction.

Si les dimensions L et W du plan de la jonction sont $\ll \lambda_J$, on parle de *jonction étroite*. Les variations spatiales de φ , et donc du courant injecté, sont alors réduites. Dans ce cas, si l’on applique un champ magnétique extérieur dans le plan de la jonction, on peut aussi négliger la dépendance spatiale du courant en fonction de ce champ.

Au contraire, quand L et W sont $> \lambda_J$, on est dans le cas des *jonctions larges*¹. Un gradient spatial de phase φ se traduit alors par une densité de courant non homogène dans le plan de la jonction ; la figure 1.15 montre cette condition. Les lignes de courant Josephson à travers la jonction sont modifiées en fonction de la longueur de pénétration Josephson λ_J . Le courant est alors plus fort au voisinage des bords, et s’annule vers le centre de la barrière sur une longueur λ_J : cet effet est l’analogie supraconducteur de l’*effet de peau* dans les conducteurs normaux. Si la surface de la jonction est particulièrement grande, il est aussi possible que des quanta de flux magnétique restent piégés dans le centre de la barrière.

Dans le cas des jonctions étroites, on retrouve le modèle RCJS vu de l’équation 1.34 sans amortissement capacitif et sans courant de polarisation. On pourrait généraliser l’équation de Sine-Gordon en introduisant un élément perturbateur proportionnel à $\partial\varphi/\partial t$ [11] ; dans ce cas-là on retrouve le modèle RCJS avec amortissement.

Une solution intéressante pour l’équation de Sine-Gordon dans le cas des jonctions larges est une solution de type soliton, qui prend le nom de *fluxon* ; le passage de fluxons à travers la barrière est communément observé expérimentalement [5].

¹La littérature utilise plutôt l’expression longue/courte [5]. J’ai choisi cette nomenclature afin de ne pas confondre le lecteur avec la définition longue/courte, relative au rapport d/ξ_n qui sera vu en section 4.3.2

On considère maintenant le cas d'un champ magnétique uniforme sur y ; dans ce cas φ ne dépend pas de y . En nous mettant dans une condition de phase statique, $V = 0$, et dans le limite de la jonction étroite, l'équation de Sine-Gordon se réduit au cas : $d\varphi/dx = \text{const}$. On peut prouver que cette constante vaut [11] :

$$\frac{d\varphi}{dx} = 2\pi \frac{\mu_0 H \lambda_m}{\Phi_0} x \quad (1.51)$$

Le courant total sur la barrière peut alors s'écrire comme :

$$I_s = \int \sin\left(\varphi_0 + 2\pi \frac{\mu_0 H \lambda_m}{\Phi_0} x\right) \mathcal{J}_C(x) dx \quad (1.52)$$

où $\mathcal{J}_C(x) = \int J_C(x, y) dy$ est la densité par unité de longueur du courant critique le long de x . Sous cette forme, il apparaît évident que le courant critique en fonction du champ magnétique est la transformé de Fourier de la variation spatiale de la densité du courant critique. Dans le simple cas où \mathcal{J}_C est uniforme partout dans le plan de la jonction, et si la jonction est carrée, $I_c(H)$ a un profil de Fraunhofer comme montré en figure 1.16.

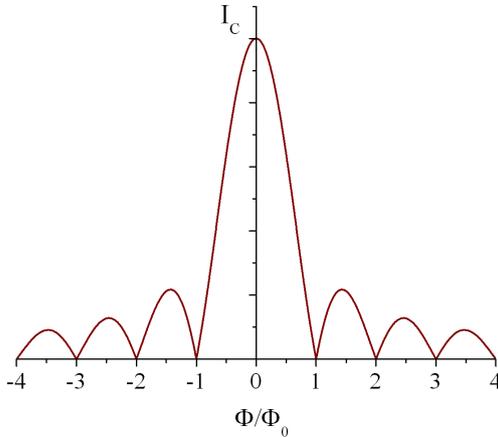


FIG. 1.16 – Diffraction de Fraunhofer du courant critique dans une jonction Josephson carrée en fonction du champ magnétique. En analogie avec la diffraction de la lumière à travers une fente carrée, l'intensité du courant varie selon la loi $|\sin x/x|$. Les zéros de I_c sont des multiples du quantum de flux Φ_0 . Le champ magnétique est appliqué dans le plan de la jonction.

En analogie avec le cas des radiations RF, la jonction se comporte comme une cavité résonante qui exhibe des marches dans la caractéristique I-V pour des tensions :

$$V_n = n \Phi_0 \frac{\bar{c}}{2L} \quad (1.53)$$

où $\omega_n = 2\pi n \bar{c}/2L$ est la fréquence des modes électromagnétiques excités par le champ. Dans le cas des jonctions courtes, ces marches s'appellent résonances de Fiske, alors que dans le cas des jonctions longues on parle plutôt de résonances de vortex Josephson.

Chapitre 2

Application logique des jonctions

La logique RSFQ est traitée dans ses aspects plus généraux. Le chapitre s'ouvre avec une description du contexte dans lequel cette logique a été conçue. Ses principes de base sont expliqués, et une comparaison détaillée avec la technologie CMOS est faite. On introduit ensuite les briques élémentaires de cette logique, avec une attention particulière pour le SQUID, composant clé pour la transmission et le stockage du flux magnétique. La troisième section traite les contraintes technologiques pour la réalisation des jonctions Josephson, des résistances, et des lignes inductives visant les applications logiques. On conclut avec l'état de l'art actuel de la logique RSFQ. Les applications potentielles et les principaux centres de recherche et de fabrication sont passés en revue. On décrit les performances des jonctions les plus intéressantes par rapport aux différentes technologies de réalisation, ainsi que les circuits de démonstration les plus complexes. Quelques considérations sont enfin réservées aux systèmes cryogéniques.

2.1 Principe de fonctionnement

2.1.1 Premiers essais

Les premiers essais d'application des jonctions Josephson aux fonctions logiques se basaient sur l'approche traditionnelle, commune à la technologie CMOS, dans laquelle la valeur de tension V détermine l'état logique d'une porte. Pendant toutes les années '70 les chercheurs de IBM à N.Y. [20] se sont investis dans cette direction, en utilisant des jonctions de type tunnel, considérées plus simples à gérer pour leurs expériences. Cette logique, définie comme *Josephson latching logic*, trouve un problème immédiat dans l'hystérésis naturelle des jonctions SIS.

Considère-t on le simple circuit en figure 2.1. La jonction, de type hystéré-

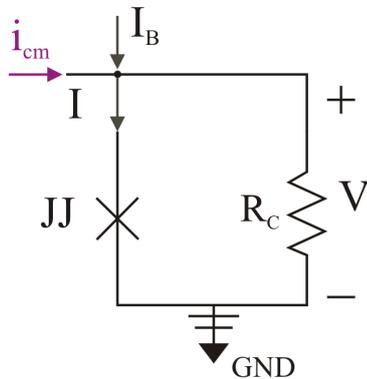


FIG. 2.1 – Une jonction Josephson en parallèle avec une résistance de charge R_c . La jonction est alimentée en continu par le courant de polarisation $I_B < I_C$. Le courant de commande i_{cm} représente l'information à l'entrée du circuit.

tique, est alimentée par une ligne de courant de polarisation $I_b < I_C$, et une ligne de commande i_{cm} ; R_c est la résistance de charge qui modélise le circuit passif vu en sortie par la jonction.

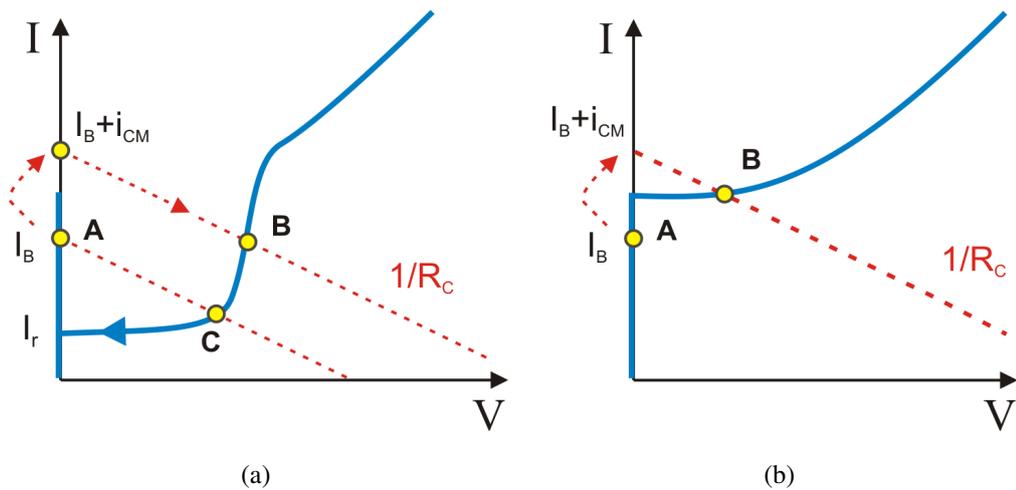


FIG. 2.2 – Principe de la logique de type latching dans une jonction hystérétique (a) et amortie (b) respectivement ; les courbes $1/R_c$ représentent les droites de charge pour différentes polarisations. Dans les deux cas, la jonction se trouve dans l'état logique $\mathbf{0}$ (point A), jusqu'à ce que l'arrivée du courant de commande i_{cm} la fasse basculer dans l'état logique $\mathbf{1}$ (point B), identifié par la droite $I_B + i_{cm} - V/R_n$. Quand le courant i_{cm} s'annule, dans le cas hystérétique (a) la jonction passe dans un nouvel état (point $C \neq A$), et une commande supplémentaire est nécessaire pour retourner à l'état logique $\mathbf{0}$; au contraire la jonction amortie (b) retourne directement à l'état initial.

En absence de courant de commande on est dans l'état logique **0**, défini comme état dans lequel la tension aux bornes de la jonction est nulle (figure 2.2 a). L'arrivée d'un signal de commande, tel que $I_b + i_{cm} > I_C$, fait basculer la jonction dans le régime ac, en générant une tension finie, vue par la résistance de charge ; cette tension représente alors le **1** logique.

Le problème se pose lorsque le courant de commande s'annule. Dans la logique traditionnelle on doit s'attendre à ce que la tension retourne à zéro, et donc la jonction passe à l'état **0**. Cependant dans le cas d'une jonction hystérétique, si le courant de recapture I_r est inférieur au courant de polarisation, la jonction passe dans un nouvel état à tension non nulle, sur un point de la caractéristique I-V identifié par la droite de charge $I_b - V/R_c$.

Il faut alors une action supplémentaire pour baisser le courant au dessous de I_r , et enfin retourner au point de fonctionnement initial. Pour réaliser cette opération, le courant de polarisation doit être capable de commuter à des fréquences comparables à celle de l'horloge. En conséquence au début des années '80, la fréquence de commutation des portes logiques était limitée à une dizaine de GHz. En outre, le temps de retour de l'état logique **1** à l'état **0** pouvait être supérieur à une période d'horloge, selon la différence de phase acquise entre les deux états, introduisant des retards importants dans le fonctionnement du circuit. Ces raisons ont rapidement fait chuter l'intérêt dans les logiques à maintien d'état (*latching logic*), et les recherches se sont concentrées sur les jonctions amorties.

2.1.2 La logique RSFQ

Les jonctions amorties, pour lesquelles $I_b < I_r$, permettent de résoudre le problème d'hystérésis lié au passage de l'état logique **1** à **0**. La figure 2.2 (b) illustre le comportement I-V du circuit vu en figure 2.1 en changeant la jonction tunnel par une suffisamment shuntée. En effet, quand le courant de commande i_{cm} s'annule, la jonction retourne dans l'état initial.

Comme on l'a vu en section 1.2.2, la tension représentée dans la caractéristique I-V des jonctions possède toujours une composante périodique. En effet dans une échelle de temps adéquate, et pour des valeurs de courant $> I_C$ pas trop élevées, la tension apparaît comme un train d'impulsions de période τ ; la figure 2.3 représente cette situation quand $I_b + i_{cm} = 1.1 I_C$. Chaque impulsion correspond à un incrément de 2π dans la différence de phase φ , et sous-tend une aire égale à un quantum de flux Φ_0 . On peut donc imaginer, en faisant référence à la figure 2.1, que la jonction polarisée émet en sortie une série de quanta de flux magnétique, tous avec la même valeur et équidistants : une horloge parfaite pour des applications logiques.

Le pas suivant, proposé par K. Likharev au début des années '90 [14], était de substituer le concept traditionnel de logique définie par des niveaux de tension,

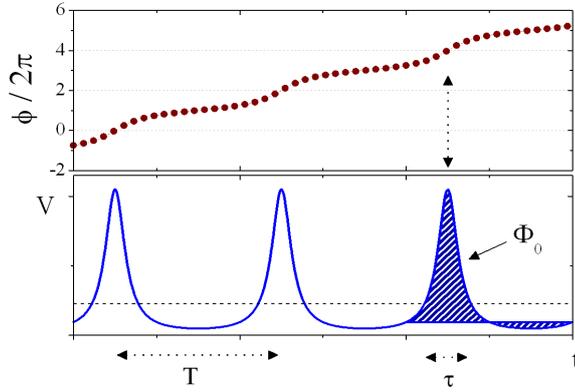


FIG. 2.3 – Variation de la différence de phase (en haut) et train d'impulsions de tension (en bas) en fonction du temps ; les courbes sont relatives à une jonction Josephson polarisée en régime ac par un courant $I_B = 1,1 I_C$. A chaque rotation de phase égale à 2π la jonction émet un pic de tension, dont l'aire correspond à un quantum de flux magnétique Φ_0 .

avec une nouvelle approche qui utilisait le quantum de flux magnétique comme unité d'information. Cette solution permettait en fait d'exploiter la vraie potentialité des jonctions, soit leur vitesse intrinsèque, de l'ordre des centaines de GHz, liée à l'effet Josephson alternatif. C'était l'origine de la logique RSFQ (Rapid Single Flux Quantum).

L'idée de Likharev se base sur la possibilité pour une jonction d'émettre un seul quantum de flux en réponse au courant de commande, à condition que ce courant soit assez petit et court dans le temps. L'arrivée de i_{cm} provoque donc un pic de tension aux bornes de la jonction, et un incrément de φ égal à 2π . Cette impulsion se propage à travers la charge R_c dans le circuit RSFQ, jusqu'à la porte logique suivante. Si le quantum de flux arrive entre deux coups d'horloge, on a un **1** logique, autrement l'absence de cette impulsion définit l'état **0**.

L'amplitude d'une impulsion de tension est $V_{max} \sim 2R_n I_C$, son largeur à mi-hauteur est $\tau \sim \Phi_0 / 2R_n I_C$ [4]. Pour éviter des superpositions entre des impulsions de tension différentes sur une ligne de transmission, il faut que les pics d'horloge soient bien espacés ; une période T_{clock} de 10τ donne cette garantie. On peut alors estimer la fréquence de travail d'un circuit RSFQ comme :

$$f \sim \frac{1}{10\tau} \sim \frac{1}{10} \frac{2R_n I_C}{\Phi_0} \sim 100[\text{GHz/mV}] R_n I_C \quad (2.1)$$

Même si réduites par rapport à la fréquence des jonctions prises isolément, les vitesses de fonctionnement des circuits sont de deux ordres de grandeur supérieurs à ceux qu'on peut obtenir dans des circuits CMOS traditionnels [20]. Le niobium permet d'obtenir des fréquences limites autour de 250 GHz ; les circuits en NbN peuvent atteindre jusqu'à 420 GHz grâce à un gap du supraconducteur presque deux fois plus élevé.

2.1.3 Comparaison avec la logique CMOS

Une fréquence de fonctionnement largement supérieure à celle des CMOS n'est pas la seule raison pour préférer la RSFQ à la logique des transistors. Une autre propriété très attractive de cette technologie est le fait que les impulsions RSFQ se propagent sur les lignes micro-ruban sans apparente atténuation ni dispersion. Cela est lié à la nature des quanta de flux, qui occupent le plus bas niveau d'énergie permis par la mécanique quantique.

La consommation électrique est un autre point qui rend cette technologie aussi attractive. En fait la jonction ne dissipe pas d'énergie quand elle se trouve dans l'état logique **0**. L'émission d'un pic de tension correspond approximativement à une consommation d'énergie égal à $V_{max}^2/R_n \sim 2\Phi_0 I_C$ [4]. Si l'on considère un courant critique de $200 \mu\text{A}$, cela vaut $\sim 8 \cdot 10^{-19}$ J. Si l'on utilise un réfrigérateur de Carnot idéal pour refroidir jusqu'à la température de fonctionnement, on peut inclure la consommation du système cryogénique dans nos calculs¹. Dans ce cas là $E_{sw} = E \cdot 300/T_{op}$, où E est la consommation nette sans contraintes cryogéniques [21]. Pour une température de fonctionnement de 10 K on obtient $E_{sw} = 2.4 \cdot 10^{-17}$ J.

Dans un CMOS la puissance dissipée est aussi principalement celle due au régime dynamique de commutation. Si l'on considère des valeurs typiques pour un transistor traditionnel, une capacité de charge de 20 fF et une tension V_{DD} de 2 V [22], on obtient une dissipation d'énergie égale à $C_d V_{DD}^2 = 8 \cdot 10^{-14}$ J. Cette valeur est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à ce qu'on a trouvé pour une jonction Josephson. Cela implique que même en tenant compte des besoins de réfrigération, la jonction Josephson consomme sensiblement moins que le CMOS. Cette différence devient écrasante si l'on considère des circuits complets plutôt que des simples commutateurs. Par exemple, un Toggle Flip-Flop basé sur une technologie InP qui fonctionne à 75 GHz consomme 100 000 fois plus qu'un TFF RSFQ à 750 GHz [3].

En outre, la définition même de *bit* d'information rend la RSFQ synchrone au niveau de la porte logique. Cela représente un gros avantage par rapport à la logique des semi-conducteurs qui se base sur des portes booléennes asynchrones, et se traduit dans une simplification du design [20]. Une autre différence fondamentale par rapport à la logique en semi-conducteurs, liée toujours à la nature du quantum de flux, est le fait que les signaux ne peuvent pas être partagés dans des sorties multiples sans l'utilisation d'autres éléments actifs.

Enfin, la logique RSFQ est compatible au niveau opérationnel avec la logique à transistors, et les technologies actuelles de fabrication mises au point sur silicium peuvent facilement être adaptées pour la réalisation de circuits supraconducteurs, en particulier à base de couches nitrures.

¹En pratique le rendement du réfrigérateur est $\approx 3\%$ du cycle de Carnot.

2.2 Eléments logiques de base

Les jonctions Josephson constituent les seuls éléments actifs des circuits RSFQ. Les jonctions SIS peuvent être utilisées pour des applications logiques à condition qu'on y ajoute une résistance extérieure de shunt. Si l'on considère le modèle équivalent RCJS, on s'aperçoit qu'une résistance en parallèle à la jonction modifie la valeur du β_c . En choisissant opportunément cette valeur, on peut éliminer l'hystérésis de la jonction, qui donc devient exploitable pour la logique RSFQ [3, 23, 24]. Les résistances de shunt sont souvent réalisées en molybdène, métallique à 4 K, avec une résistance par carré typique de $1 \Omega_{\square}$ [4].

La deuxième catégorie de jonctions, qui sont nativement shuntées, n'a pas besoin de résistances d'amortissement. L'avantage immédiat de ce choix est la possibilité de réaliser des cellules plus compactes, et donc d'augmenter la densité surfacique des composants [17, 25].

Souvent il est nécessaire dans un circuit RSFQ de polariser plusieurs jonctions de manière différente. Une solution communément adoptée est de distribuer les courants de polarisation avec des résistances, souvent réalisées en molybdène [4]. Ces résistances, polarisées en permanence par le courant de bias, consomment de l'énergie même en continu, et pas seulement en régime de commutation.

La transmission des signaux d'une jonction à l'autre se fait à travers des lignes micro-ruban. Ces lignes peuvent être modélisées comme des inductances sur lesquelles l'impulsion de tension est convertie en un courant qui alimente la porte suivante.

La figure 2.4 montre la section d'une ligne micro-ruban ; son inductance par carré L_{\square} est donnée par la formule approximée [26] :

$$L_{\square} = \frac{\mu_0}{K(w, h, t_1)} \left[h + \lambda_1 \coth\left(\frac{t_1}{\lambda_1}\right) + \lambda_2 \coth\left(\frac{t_2}{\lambda_2}\right) \right] \quad (2.2)$$

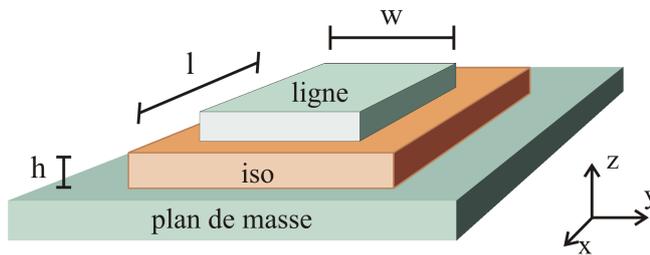


FIG. 2.4 – Section d'une ligne de transmission micro ruban entre deux supraconducteurs ; son inductance par carré est donnée par l'équation 2.2.

$K(w, h, t_1)$ est un facteur de correction géométrique qui prend en compte le rapport w/h entre la largeur de la ligne et l'épaisseur de l'oxyde isolant. K vaut 1 si $w \gg h$, au contraire quand $w/h < 1$ l'influence des bords devient importante, et la formule perd de la précision. Dans la formule on peut distinguer trois termes différents. Le premier est purement géométrique et dépend exclusivement de la hauteur de l'oxyde ; les deux autres prennent en considération la longueur de pénétration λ des deux supraconducteurs. La valeur totale de l'inductance sur une longueur l de ligne est :

$$L = \frac{l}{w} L_{\square} \quad (2.3)$$

2.2.1 Le SQUID

Le SQUID (Superconducting QUantum Interference Device) peut être considéré comme la brique élémentaire de la logique RSFQ. Il possède la propriété d'avoir plusieurs états stables de fonctionnement qui permettent de réaliser un effet mémoire. Il y a plusieurs configurations de SQUID possibles ; on étudie ici celle constituée par deux jonctions Josephson dans une boucle supraconductrice. On parle alors de "SQUID dc", car les jonctions peuvent être polarisées avec un courant continu.

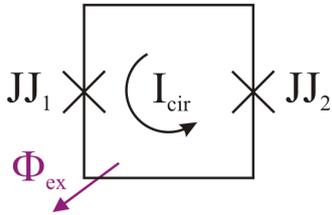


FIG. 2.5 – SQUID dc constitué par deux jonctions Josephson dans une boucle supraconductrice. En présence d'un flux magnétique externe Φ_{ex} la boucle est traversée par un courant circulaire I_{cir} . Dans cette condition $I_{J1} = -I_{J2}$. L'inductance des lignes a été négligée dans l'hypothèse où elle est $\ll L_J$.

On considère le circuit en figure 2.5, constitué par deux jonctions Josephson dans une boucle supraconductrice. On suppose qu'un flux Φ_{ex} a été appliqué dans cette boucle. A partir des notions de quantification de flux vues en section 1.1.4, on peut dire que Φ_{ex} correspond à une différence de phase le long de la boucle [13] :

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{\Phi_{ex}}{\Phi_0} \quad (2.4)$$

Dans l'hypothèse où l'inductance L des lignes est petite par rapport à l'inductance Josephson L_J des jonctions, on peut négliger le flux auto-induit par le courant qui circule dans la boucle. Si l'on suppose que les deux jonctions sont

identiques, alors le courant total est :

$$I_{cir} = I_C \sin \varphi = I_C \sin \frac{\Delta\phi}{2} = I_C \sin \frac{\pi \Phi_{ex}}{\Phi_0} \quad (2.5)$$

où φ est la différence de phase sur chaque jonction.

Si maintenant on place le SQUID dans un circuit polarisé en courant, comme illustré en figure 2.6 (a), les choses deviennent plus compliquées. Les deux jonctions, en parallèle par rapport à I_0 , devraient délivrer un courant maximale de $2I_C$, mais à cela il faut aussi ajouter l'effet du courant I_{cir} induit par le flux externe. Suivant la loi de Kirchoff, I_0 se répartit équitablement entre les deux jonctions. En respectant la convention du sens du courant, on obtient donc :

$$I_1 = \frac{I_0}{2} + I_{cir} \quad ; \quad I_2 = \frac{I_0}{2} - I_{cir} \quad (2.6)$$

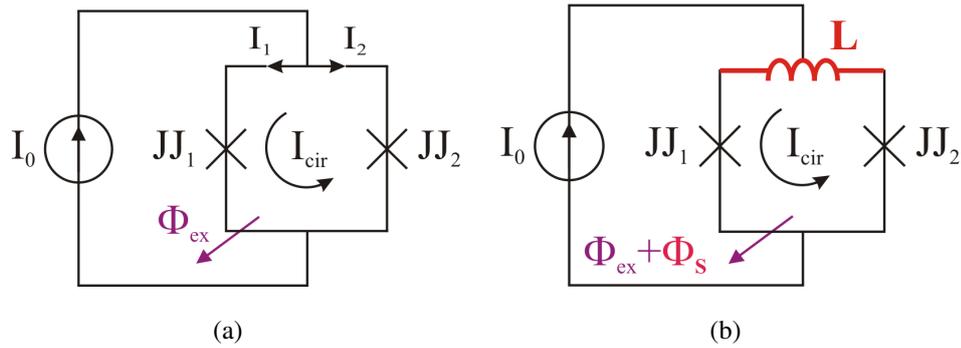


FIG. 2.6 – (a) SQUID dc (cf. figure 2.5) dans un circuit avec polarisation appliquée entre les jonctions. Au courant I_{cir} induit par le flux Φ_{ex} il faut maintenant ajouter le courant de polarisation I_0 qui se répartit également entre les deux jonctions. (b) Contrairement à la figure (a), on ne néglige pas l'inductance L de la boucle supraconductrice. Le courant qui passe à travers cette boucle produit un flux auto-induit Φ_S qui se somme au flux externe Φ_{ex} .

Les deux jonctions présentent donc deux courants différents suite à la présence de I_{cir} . La différence entre les phases des jonctions doit obéir à la relation 2.4, et donc être proportionnelle au flux dans la boucle :

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \Delta\phi = \frac{2\pi \Phi_{ex}}{\Phi_0} \quad (2.7)$$

En utilisant l'équation Josephson continue, on peut trouver une loi pour le courant total qui traverse le SQUID :

$$I_0 = I_C (\sin \varphi_1 + \sin \varphi_2) = 2I_C \cos\left(\frac{\pi \Phi_{ex}}{\Phi_0}\right) \sin\left[\frac{1}{2}(\varphi_1 + \varphi_2)\right] \quad (2.8)$$

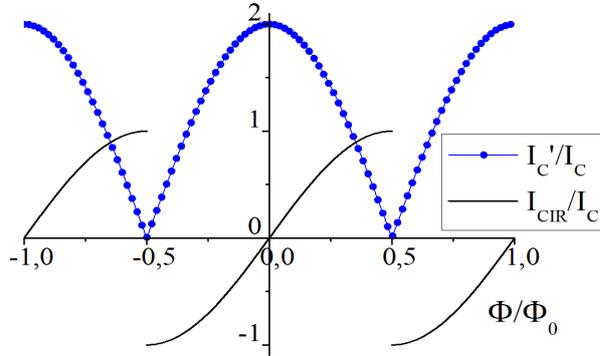


FIG. 2.7 – Diffraction du courant critique d'un SQUID en fonction du flux externe (voir la figure 2.6 a). Quand le flux est égal à $n\Phi_0$, les deux jonctions sont en phase, et le courant critique du SQUID est $2I_c$. Pour $\Phi_{ex} = (n + 1/2)\Phi_0$ l'interférence est de type destructive, et le courant critique total est nul. On observe en outre que le courant circulant dans la boucle est maximum quand le courant du SQUID est nul.

Le SQUID se comporte comme une jonction équivalente $I'_c \sin \varphi'$ dont le courant critique est modulé par le flux extérieur selon l'expression :

$$I'_c = 2I_c \left| \cos\left(\frac{\pi \Phi_{ex}}{\Phi_0}\right) \right| \quad (2.9)$$

Le carré de cette relation correspond à la modulation d'intensité de la lumière qui interfère à travers deux fentes identiques [27]. Cet effet d'interférence quantique entre les courants supraconducteurs est à l'origine de la définition de SQUID. La sensibilité directe² du SQUID aux variations du champ magnétique externe est meilleur que $\Phi_0/1000$ [13], ce qui rend naturel l'emploi de cet instrument comme magnétomètre de précision.

La figure 2.7 montre la diffraction du courant critique du SQUID en fonction du flux, ainsi que l'évolution du courant qui circule dans la boucle. Pour mieux comprendre les implications du résultat, on réécrit 2.8 comme :

$$I_0 = I_c \sin \varphi_1 + I_c \sin\left(\varphi_1 - \frac{2\pi \Phi_{ex}}{\Phi_0}\right) \quad (2.10)$$

Quand $\Phi_{ex} = n\Phi_0$, les deux jonctions oscillent avec la même différence de phase, et le courant critique du SQUID est à son maximum. Si $\Phi_{ex} = (n + 1/2)\Phi_0$ les courants dans les deux jonctions ont une direction opposée et le courant total devient nul. Les deux situations sont montrées sur la caractéristique I-V en figure 2.8, pour deux jonctions amorties.

On considère maintenant le cas en figure 2.6 (b), où l'inductance des lignes n'est pas négligeable. Dans un système symétrique où $\Phi_{ex} = n\Phi_0$, le courant I_0 se répartit également entre les deux jonctions, et les flux produits par les deux courants se neutralisent : le courant I_{cir} est alors nul. Plus généralement, quand

²Sans transformateur de flux couplé.

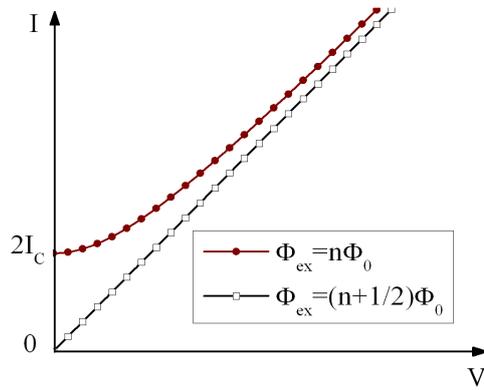


FIG. 2.8 – Caractéristique I-V d'un SQUID polarisé en courant (voir figure 2.7 a). Si le flux externe est un multiple du quantum de flux, le courant critique total du SQUID est à son maximum, et vaut $2I_C$. Au contraire pour $\Phi_{ex} = (n + 1/2)\Phi_0$ le courant supraconducteur du SQUID est complètement supprimé.

un flux externe $\Phi_{ex} \neq n\Phi_0$ est appliqué au système, on a $I_1 \neq I_2$; dans ce cas un courant circulaire $I_{cir} = 1/2(I_2 - I_1)$ se génère dans la boucle, en introduisant un flux auto-induit :

$$\Phi_S = LI_{cir} = \frac{1}{2}L(I_2 - I_1) \quad (2.11)$$

Le flux total dans la boucle est $\Phi = \Phi_{ex} + \Phi_S$, et la relation entre les phases des deux jonctions devient [12] :

$$\varphi_2 = \varphi_1 - \frac{2\pi}{\Phi_0} \left[\Phi_{ex} + \frac{1}{2}LI_C (\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1) \right] \quad (2.12)$$

Cette formule n'a pas de solution analytique, et compte des implications importantes. La figure 2.9 montre le comportement du SQUID en fonction du flux extérieur, qui se distingue du cas en figure 2.7, où l'on a négligé le flux induit par I_{cir} .

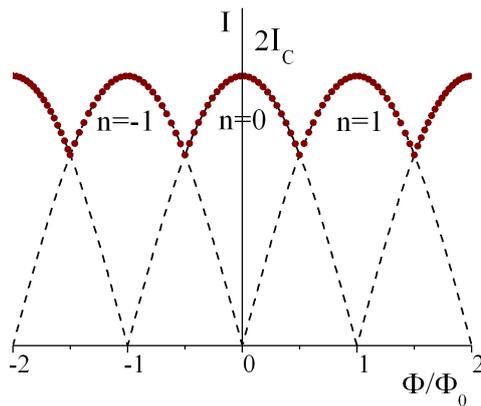


FIG. 2.9 – Variation du courant d'un SQUID en fonction du flux externe dans le cas où le flux auto-induit par le courant n'est pas négligeable. Pour $\Phi = (n + 1/2)\Phi_0$ le SQUID se trouve dans une situation d'instabilité de laquelle il sort en échangeant un quantum de flux avec l'extérieur.

On observe que pour $\Phi_{ex} = (n + 1/2)\Phi_0$ le courant du SQUID est toujours différent de zéro. Pour ces valeurs de Φ_{ex} , le SQUID se trouve dans un état d'instabilité, duquel il sort en échangeant un quantum de flux. Si le flux externe augmente,

la boucle gagne un quantum de flux et passe de l'état $n = 0$ à l'état $n = 1$. Au contraire, si le SQUID se trouve initialement dans l'état $n = 1$, un flux externe qui diminue fait perdre à la boucle un quantum de flux, et le SQUID retourne à l'état $n = 0$. Ce mécanisme, la possibilité de stocker un quantum de flux, est à la base de l'utilisation du SQUID comme unité de mémoire élémentaire dans la logique RSFQ [28].

Si l'on substitue le flux externe Φ_{ex} par un courant de commande I_{com} qui injecte un flux dans la boucle, on peut calculer facilement l'inductance L . On sait que la distance entre deux minima de courant dans le SQUID est Φ_0 , pourtant :

$$\Phi_0 = L \Delta I_{com} \quad (2.13)$$

où ΔI_{com} est la différence entre les courants qui correspondent aux deux minima.

2.2.2 La transmission et le stockage des signaux

Dans la logique RSFQ l'information sur l'état du flux est transmise d'une boucle supraconductrice à l'autre, en utilisant le fait qu'un changement de phase de 2π sur une jonction correspond au passage d'un quantum de flux à travers la jonction même [29].

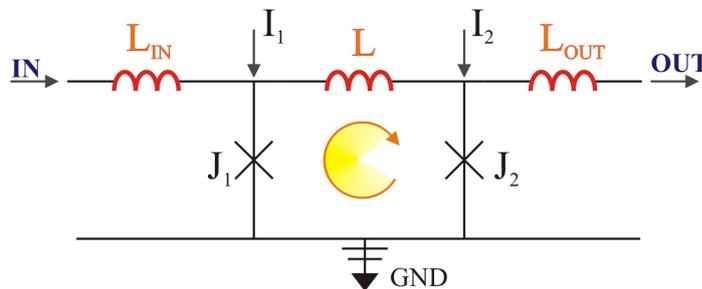


FIG. 2.10 – Utilisation du SQUID (circuit J_1LJ_2) dans la logique RSFQ. Cet élément peut servir à la fois pour retenir ou transmettre l'information (quantum de flux) selon la valeur de l'inductance L et des courants de polarisations I_1 et I_2 . Le quantum de flux est gardé par le SQUID sous forme d'un courant supraconducteur circulant dans l'anneau JLJ.

Le circuit en figure 2.10 montre l'utilisation du SQUID comme brique de base de cette logique. Les deux jonctions, opportunément amorties, sont polarisées respectivement avec les courants I_1 et I_2 , proches du courant critique I_C .

Un quantum de flux sur l'entrée IN est transformé par L_{in} en une impulsion de courant $\Delta I \sim \Phi_0/L_{in}$ (voire équation 2.13). Suite à cette impulsion, de durée

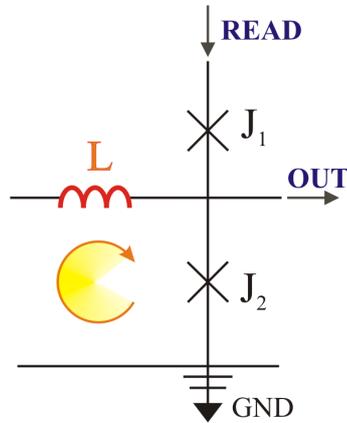


FIG. 2.11 – Bloc de décision binaire en logique RSFQ. Un quantum de flux (1 logique) est mémorisé par l'inductance L , et polarise la jonction J_2 proche de la transition. L'arrivée d'un signal de commande READ fait transiter la jonction J_2 , et provoque le passage du quantum de flux vers la sortie OUT. Si au contraire aucun signal n'était stocké à l'entrée (0 logique), le courant du signal READ n'est pas suffisant pour faire basculer J_2 , et la commande est dissipée à travers J_1 .

$\tau \sim \Phi_0/2R_n I_c \sim 1$ ps, le courant sur la jonction J_1 dépasse I_c , et génère un pic de tension aux bornes de J_1 de l'ordre $V_{max} \sim \Phi_0/\tau \sim R_n I_c \sim 0.3$ mV. Cette impulsion de tension correspond exactement à un quantum de flux qui entre dans la boucle J_1 - L - J_2 . A ce point là, le sort du quantum de flux piégé dans la boucle dépend de l'inductance du SQUID, dominée par la valeur de L .

Dans le cas où l'inductance L de la boucle est assez petite, le courant généré par le quantum de flux, $\Delta I \sim \Phi_0/L$, est assez grand pour faire basculer la jonction J_2 au dessus de son courant critique. La phase de J_2 tourne alors de 2π , ce qui génère un nouveau SFQ directement sur la sortie OUT.

La ligne JTL (Josephson Transmission Line), en se basant sur ce principe, permet de transmettre des quanta de flux à travers le circuit RSFQ sans pratiquement aucune atténuation du signal ; si l'on utilise des jonctions Josephson avec des courants critiques progressivement plus grands, on arrive même à amplifier le signal en sortie.

Si au contraire l'inductance L en figure 2.10 est assez grande, le courant induit dans la boucle par le quantum de flux ne sera pas suffisant pour faire basculer la jonction J_2 . Le flux reste donc piégé de façon stable, c'est-à-dire la boucle retient l'information.

2.2.3 Les décisions binaires

A côté des blocs de transmission et de stockage d'une impulsion SFQ, il faut aussi un bloc qui puisse prendre la décision de transmettre ou non un quantum de flux. Ce bloc, illustré en figure 2.11, est constitué par un comparateur à deux jonctions, contrôlé par une inductance L [20].

Dans le cas où un flux est stocké par l'inductance L , l'arrivée du signal READ sur J_1 fait monter son courant jusqu'au dessus du courant critique. Le flux peut alors traverser J_2 , et aller vers la sortie OUT. Au contraire, quand il n'y a pas de

flux stocké dans la boucle L - J_2 , l'arrivée du signal READ n'est pas suffisante pour faire basculer J_2 , et la jonction J_1 est donc obligée à faire échapper le fluxon du circuit.

Toutes ces fonctions de base sont résumées dans le circuit en figure 2.12, une porte Reset-Set Flip-Flop qui, en analogie avec un flip-flop semi-conducteur, peut assumer deux états stables. Le signal arrive à l'entrée SET du circuit, passe à travers le bloc de transmission constitué par J_1 et L_{in} pour être stocké dans la boucle J_1 - L - J_2 ; le flip-flop bascule alors dans son état stable **1**. A ce point là, l'arrivée du signal RESET sur le comparateur libère le flux piégé dans la boucle, et le flip-flop retourne à l'état **0**. Alternativement, en absence de signal stocké dans la boucle, l'arrivée d'une commande RESET sur le comparateur ne produit aucun signal en sortie; le flux est dispersé par la jonction J_3 , et le flip-flop reste dans l'état **0**.

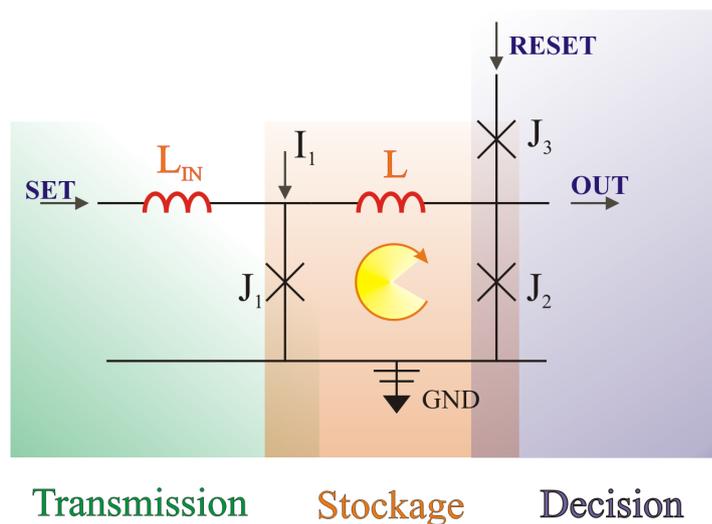


FIG. 2.12 – Circuit équivalent d'un RSFF (Reset-Set Flip-Flop) en logique RSFQ. Cet élément rassemble les trois blocs fonctionnels vus jusqu'à maintenant : la transmission (vert), le stockage des flux (orange), et la décision binaire (violet).

Autres éléments

Afin de permettre la communication avec l'extérieur, signaux d'entrée et circuits de read-out, il est nécessaire d'élaborer des portes qui puissent convertir des signaux électroniques traditionnels et micro-ondes en impulsions SFQ. Ces circuits sont respectivement le DC-to-SFQ en entrée et le SFQ-to-DC en sortie [28].

Une description détaillée des briques de base de la famille RSFQ, ainsi que leur modélisation et simulation, sortent de l'intérêt principal de cette thèse ; ils sont toutefois largement traités dans le travail d'E. Baggetta effectué dans ce laboratoire [7], auquel on peut se référer pour avoir plus de détails sur l'argumentation.

2.3 Contraintes du projet

Pour pouvoir réaliser et optimiser efficacement les circuits RSFQ, il faut considérer toute une série de contraintes, en particulier liées aux dimensions géométriques des éléments du circuit. Dans ce paragraphe on décrit brièvement ces règles, en donnant des justifications théoriques qualitatives. Ce sont dans l'ensemble des contraintes très souples, qui laissent une ample marge à la conception des circuits, ce qui constitue une valeur ajoutée importante pour cette technologie très innovante.

2.3.1 Courants critiques

Le choix des courants critiques des jonctions est déterminant pour un bon fonctionnement des circuits. La plage des valeurs utiles est restreinte d'un côté par le bruit thermique et de l'autre par les limites magnétiques des jonctions.

Si le courant critique des jonctions est trop bas, les fluctuations thermiques peuvent causer des flux de quasi-particules qui font sortir accidentellement la jonction du régime statique. Cela se traduit dans l'émission incontrôlée de quanta de flux. Ce taux d'erreur, proportionnel à la température de travail du circuit, doit être assez petit pour assurer un bon fonctionnement des portes logiques. En général le courant doit satisfaire la condition [28] :

$$I_c [\text{mA}] > 500 \frac{2\pi k_B T}{\Phi_0} \sim 0.021 T [\text{K}] \quad (2.14)$$

Cela nous donne une valeur typique de $100 \mu\text{A}$ à 4.2 K, et de $\sim 200 \mu\text{A}$ à 9 K. Au contraire, si le courant critique est trop élevé, on rentre dans le régime de jonction longue (voir la section 1.2.3), pour lequel la densité de courant critique n'est plus homogène dans le plan de la jonction. Le critère de cette condition est donné par la longueur de pénétration Josephson λ_J (eq. 1.50), qui doit toujours être supérieure aux dimensions géométriques de la jonction :

$$I_c [\text{mA}] < \frac{\Phi_0}{2\pi \mu_0 \lambda_m} \lesssim \frac{130}{\lambda} \quad (2.15)$$

où $\lambda_m = 2\lambda + d$ est la longueur magnétique de la jonction vue en section 1.2.3, λ est la longueur de pénétration du supraconducteur et d est l'épaisseur de la barrière.

Alternativement, une fois qu'on a fixé les paramètres de fabrication des jonctions et la température de travail, on peut considérer la densité de courant critique fixée. Les contraintes ci-dessus décrites se transforment en contraintes géométriques sur la surface. Si w et l sont les dimensions de la jonction, à 4.2 K on peut écrire [4] :

$$\sqrt{\frac{10^{-3}}{J_c [\text{kA/cm}^2]}} < w, l [\mu\text{m}] < \frac{\lambda_J [\mu\text{m}]}{2} \quad (2.16)$$

La plage de valeurs optimales, très large pour une technologie basée sur le Nb ($\lambda = 90$ nm) à 4.2 K, se rétrécit considérablement dans le cas d'une technologie NbN ($\lambda \sim 300$ nm) à 9 K [30].

La dispersion des courants pour des jonctions appartenant à une même puce, ainsi que la dispersion inter-puces représentent des paramètres clé de fabrication. Pour des procédés de fonderie bien établis en niobium on trouve des valeurs σ typiquement inférieurs au 2% [31, 32].

2.3.2 Facteur d'amortissement

Le deuxième critère pour la réalisation des circuits RSFQ est le facteur d'amortissement. On a vu en section 2.1.2 qu'un $\beta_c \lesssim 1$ est indispensable au fonctionnement de la logique. La situation doit être analysée différemment dans le cas des jonctions SIS et des jonctions SNS.

Dans le premier cas, en utilisant le modèle RCJS décrit en section 1.2.2, on ajoute une résistance en parallèle à la jonction. Cela nous permet de choisir la valeur correcte du β_c , mais comporte plusieurs inconvénients. Premièrement la résistance occupe autant de place que la jonction, ce qui limite le niveau d'intégration de cette technologie. Deuxièmement elle réduit le produit $R_n I_c$ exploitable, soit la fréquence de fonctionnement des jonctions. En outre cette résistance est un élément dissipatif, qui comporte une consommation supplémentaire en régime de commutation. Enfin la résistance introduit une inductance parasite, proportionnelle à la ligne qui connecte la jonction au shunt.

Une alternative à la résistance de shunt est constituée par la réduction de la taille des jonctions à des valeurs submicroniques, par exemple $a \sim 0.3 \mu\text{m}$ [23, 4]. A égalité de courants critiques, cela permet d'augmenter J_c , et donc réduire le paramètre de Mc Cumber.

L'avantage des jonctions SNS, intrinsèquement amorties, est immédiat, car ils permettent un dessin de jonctions plus simple et compact. Toutefois, la résistance normale des jonctions est affaiblie par la nature métallique de la barrière, ce qui réduit le produit $R_n I_c$, et donc les fréquences de fonctionnement des jonctions.

Pour résoudre cet inconvénient, il faut choisir pour la barrière des matériaux très résistifs, proche de la transition métal-isolant. Dans une technologie standard

avec $I_c = 100 \mu\text{A}$ et $a = 1 \mu\text{m}$ on envisage des produits $R_n I_c > 500 \text{ mV}$; cela se traduit par des barrières avec une résistivité ρ de $50 - 100 \text{ m}\Omega \text{ cm}$ [25, 33]. Il y a aujourd'hui trois systèmes possibles pour obtenir ce résultat :

- Créer un système mixte métal-isolant M:I, comme par exemple Nb:Si [34].
- Utiliser un semi-conducteur à faible gap, comme le GaN, qui présente une population n de porteurs assez réduite, même si la mobilité des charges μ est assez élevée en bande de conduction.
- Utiliser un métal avec une structure très désordonnée, ce qui réduit le libre parcours moyen et augmente fortement la diffusion des porteurs. C'est le cas par exemple du Ta_xN [25], au centre des études dans cette thèse.

2.3.3 Inductances

Les inductances sont un élément fondamental dans la logique RSFQ. Si dans les lignes JTL l'inductance n'impose pas de vraie contrainte, au contraire dans les SQUID elle doit être faible pour assurer le stockage du flux dans la boucle (voir section 2.2.1). Si la largeur w des lignes est fixée par des critères technologiques de réalisation, on peut raisonner en termes d'inductance par carré :

$$L_{\square} [\text{pH}] < \frac{3 \Phi_0}{2\pi I_c} \sim \frac{1.0}{I_c [\text{mA}]} \quad (2.17)$$

Des valeurs typiques pour une ligne micro-ruban sont $L_{\square} = 0.5 \text{ pH}$ pour le Nb, et $L_{\square} = 1.5 \text{ pH}$ pour le NbN [4], donc au dessous de la limite qu'on a fixé en equation 2.17.

Enfin, quand on travaille loin de 4 K, il faut considérer aussi la variation de λ en fonction de la température ; l'inductance dépend directement de cette valeur, comme indiqué en équation 2.2.

Les lignes micro-rubans sont réalisées en matériau supraconducteur pour limiter la dispersion des impulsions SFQ et le *cross-talk* entre lignes. Dans l'optique d'une réduction des dimensions des lignes, il faut toujours tenir compte que $w \gg h$ est une condition indispensable pour négliger les effets de bord ³.

2.4 Etat de l'art des applications RSFQ

Le niveau de maturité de la technologie RSFQ à été confirmé du fait qu'en 2003 elle a été introduite dans la road-map des semi-conducteurs dans la section "Emerging Research Devices", et indiquée comme la technologie de rupture la moins risquée entre les autres alternatives [21]. Une autre confirmation vient des

³ w est la largeur des lignes et h l'épaisseur de l'isolant, comme introduit en figure 2.4.

validations continues des démonstrateurs RSFQ, de plus en plus complexes, produits dans de grands laboratoires de recherche, et de nombreux projets nationaux et réseaux internationaux qui démarrent.

Bien que les produits RSFQ ne soient pas encore commercialisés, leurs applications sont très attractives dans le milieu industriel, à commencer par le marché des télécoms. Aujourd'hui les circuits convertisseurs analogique-numérique constituent la vraie limitation des communications mobiles et radios. La technologie RSFQ, même à un niveau non optimisé, offre des performances que les convertisseurs en semi-conducteurs ne peuvent pas atteindre d'ici à 10 ans [35]. L'étude et la qualification d'un convertisseur analogique-numérique RSFQ à été le sujet au centre de la thèse d'Emanuele Baggetta, à laquelle on renvoie pour plus de clarifications [7]. Toujours dans le contexte des communications mobiles, la logique RSFQ trouve une application potentielle dans les commutateurs à très haut débit, et dans le traitement des signaux, par exemple les DSPs⁴ pour la FFT en temps réel.

Mais ce sera peut-être dans la métrologie que la logique RSFQ aura ses premières applications effectives. L'utilisation des jonctions Josephson comme standard du volt est connue depuis longtemps ; le pas à franchir pour l'utilisation des volt-étalons numériques et programmables est très court, si l'on considère que la barrière de la cryogénie a été déjà franchie. Dans le même cadre on envisage aussi des oscilloscopes à échantillonnage, et des analyseurs de spectre à très large bande passante.

Enfin l'application la plus ambitieuse de la RSFQ reste sans doute le super-ordinateur PetaFLOP⁵, envisagé actuellement par le milieu militaire et les grands centres de recherche. Le tableau 2.1 résume les principales applications.

Application	Jonctions
Récepteurs intégrés SIS avec corrélateur	10^6
Réseaux de SQUID multicaux numériques	10^5
Standard du Volt AC et DC	10^4 10^5
Synthétiseurs numériques	10^5
Convertisseurs A-N et N-A	10^3 10^4
Ordinateurs Tera/PetaFLOPS	10^6 10^9

TAB. 2.1 – Principales applications envisagées pour la logique RSFQ, d'après [35].

⁴DSP=Digital Signal Processor

⁵FLOP = FLoating point OPerations per second

2.4.1 Centres d'activité

Les centres d'activité sur la logique RSFQ ne sont pas nombreux dans le monde, et se concentrent dans trois régions en particulier : l'Europe, le Japon et les Etats-Unis. Des recherches ont lieu dans une moindre mesure aussi en Australie, Nouvelle Zélande et Afrique du Sud.

Europe

Dans le cadre du réseau européen pour la supraconductivité SCENET, le réseau FLUXONICS est une société sans but lucratif qui a pour objectif de développer l'électronique supraconductrice en Europe⁶. En font partie entre autres le CEA-Grenoble et l'université de Savoie⁷ pour la France, le PTB⁸ à Braunschweig, l'université technique d'Ilmenau et IPHT⁹ à Jena pour l'Allemagne. A Jena se trouve aussi la fonderie en Nb la plus développée en Europe, pendant que le CEA-Grenoble reste un point de référence stable pour les procédés basés sur le matériau NbN.

Etats-Unis

En Amérique Hypres Inc. est la seule fonderie qui est opérationnelle au niveau commercial depuis plusieurs années. Northrup Grumman a aussi une fonderie, qui toutefois ne marche pas à plein temps [36]. Du point de vue de la recherche académique, les universités qui s'intéressent aux applications RSFQ sont plusieurs ; on rappelle l'UC Berkley, l'université de Stony Brook à New York, le NIST, le Lincon Lab du MIT, et le Northrup Grumman.

En 2006 l'agence de sécurité nationale américaine (NSA) a proposé un projet de 400 millions de dollars sur 5 ans pour le développement des circuits supraconducteurs [37]. L'objectif du projet est la réalisation d'un microprocesseur LTC à 50 GHz avec un million de portes logiques, completé de mémoires, entrées/sorties, et packaging. Le projet prévoit aussi le développement des outils de dessin et de simulation des circuits, ainsi que l'établissement d'une fonderie de type VLSI¹⁰.

⁶<http://www.fluxonics.org/>

⁷<http://www.univ-savoie.fr/Portail>

⁸http://www.ptb.de/index_en.html

⁹<http://www.ipht-jena.de/>

¹⁰VLSI = Very Large Scale Integration

Japon

Le Japon est sans doute celui qui dicte les conditions dans les technologies RSFQ. La fonderie du SRL¹¹ de ISTEK à Tsukuba est en ce moment la plus évoluée au monde. Les procédés de fabrication, élaborés au début en collaboration avec NEC, permettent d'obtenir des circuits avec un très grand nombre de jonctions de l'ordre du million [38].

A cause d'une forte politique protectionniste, cette fonderie produit des circuits seulement pour les programmes nationaux japonais [38]. Les centres de recherche qui bénéficient de ces outils sont l'université de Yokohama, l'université nationale de Nagoya, et l'institut national des technologies de la communication NICT. Le SRL, le CNT¹², et l'université de Nagoya ont élaboré une librairie des cellules de base SFQ, CONNECT, complète de *lay-out* et de *routing* pour les simulations [39].

Pour conclure, on cite le programme NEDO¹³, démarré en 2001, qui a beaucoup contribué en Japon à l'évolution des technologies LTS et HTS pour la communication [40, 41].

2.4.2 Comparaison des performances

Cette section a pour but de comparer les performances entre les différentes technologies de jonctions Josephson actuelles. On présente ici deux tableaux différents, qui veulent résumer les progrès faits dans la technologie des jonctions pendant les derniers 10 ans.

Le tableau 2.3 est entièrement dédié aux jonctions à base de niobium, qui reste le matériau supraconducteur privilégié, grâce à son haut degré de maîtrise et de reproductibilité. La technologie SIS à barrière AlO_x est sans doute la plus utilisée, et donc celle qui a atteint le degré de développement le plus élevé. En particulier le procédé actuellement en étude au SRL-ISTEK a pour but d'intégrer jusqu'à un million de jonctions avec une J_c de 40 kA/cm^2 et une surface de seulement $0.25 \mu\text{m}^2$.

Les jonctions SNS trouvent aujourd'hui plutôt leur application dans le champ de la métrologie. Les SINIS¹⁴ sont intéressantes, parce qu'elles offrent la possibilité de faire de l'ingénierie sur la barrière ; cela permet de mieux contrôler les phénomènes d'interface S-N, qui normalement sont difficiles à maîtriser, et créent plusieurs effets parasites.

¹¹SRL = Superconducting Research Laboratory

¹²CNT = Communication Research Laboratory, Kobe, Japan

¹³NEDO = Superconductor Network Device Project

¹⁴SINIS=Supraconducteur-Isolant-Métal Normal-Isolant-Supraconducteur

Le NbN se propose comme alternative au niobium pour ses performances plus attractives en termes de T_C et f_C . Toutefois sa maîtrise est plus complexe, due à sa structure non stœchiométrique et aux nombreuses phases qu'elle peut avoir (voir section 3.3). En plus sa longueur de pénétration (~ 270 nm) implique des inductances très larges, et sensibles aux variations en température.

Le tableau 2.4 montre les résultats dans cette direction. Si on le compare avec le tableau 2.3 on voit qu'on est loin du degré d'intégration relatif au Nb ; il s'agit plutôt de jonctions uniques, ou en réseaux avec un bas niveau de complexité. Dans ce cadre le projet HyperSCAN piloté par le CEA-Grenoble reste une des actions les plus ambitieuses. On note enfin la présence du NbTiN, proposé pour remplacer l'NbN, vue sa longueur de pénétration plus faible.

Dans cet examen on a volontairement exclu les supraconducteurs HTS. Au niveau théorique, les jonctions basées sur les cuprates sont très attractives, puisqu'elles offrent des produits $R_n I_c$ (et donc des fréquences) en principe dix fois plus larges par rapport aux LTS. En plus elles sont auto-shuntées, et surtout travaillent à des températures plus faciles à réaliser (≈ 40 K \div 70 K) [35].

Toutefois cette technologie est beaucoup plus difficile à maîtriser. Le niveau de dispersion des paramètres électriques est au moins deux fois plus grand par rapport aux LTS, ce qui limite la complexité des circuits à une centaine de jonctions. En outre le bruit thermique à ces températures joue un rôle plus important que pour les LTS.

Le tableau 2.2 offre enfin une synthèse des circuits les plus complexes démontrés à ce jour. Encore une fois on observe que la technologie SIS en Nb/ AlO_x reste largement la plus utilisée, ce qui atteste son degré de maturité.

Circuit	Jonctions	Technologie	Démontré par
Pipelined 8-bit serial SFQ Microprocessor	22 300	SIS : Nb/AIO _x	SRL-ISTEC [42]
4x4 SFQ Network Switcher	2 200	SIS : Nb/AIO _x	SRL-ISTEC [41]
SFQ-RAM	21 000	SIS : Nb/AIO _x	NEC [43]
Programmable Voltage Standard	30 000	SNS : Nb/PdAu	NIST [44]
Programmable Voltage Standard	70 000	SINIS	PTB [45]
FLUX Processor	67 000	SIS Nb/AIO _x	Northrop Grumman [46]
AD-DA Converter	2 000	SIS : Nb/AIO _x	Hypres Inc.

TAB. 2.2 – Circuits démonstrateurs en logique RSFQ. La complexité du circuit (en nombre de jonctions), la nature de la technologie, et le laboratoire de réalisation sont indiqués. D'après [35].

Institution	Année	Type	Barrière	Surface μm^2	J_c kA/cm^2	$R_n I_c$ mV	Notes
AIST-Tsukuba [47]	2002	SIS	AlO_x	7.8	1.6		
Hypres [46, 31]		"	"	9	1		
Hypres [46, 24]	2004	"	"	2.25	4.5	1.3	
IPHT-Jena [46]	1999	"	"	12.5	1		
IPHT-Jena [48]	1999	"	"	0.49	2.1	1.06	
SRL-Istec [32, 49, 50]	2001	"	"	4	2.5		Procédé standard : 5k jonctions
SRL-Istec [38, 51]	2006	"	"	1	10		Procédé avancé : 100k jonctions
SRL-Istec [38]	2006	"	"	0.25	40		Procédé en développement : 1M jonctions
Stony Brook [23]	2003	"	"	< 0.1	200		
TRW-CA [52]	2003	"	"	2.4	4	0.7	$R_n I_c$ après shunt
TRW-CA [53]	2003	"	"	1.23	8	1.05	$R_n I_c$ après shunt
Twente [54]	2003	"	"	48	19.2	0.02	
UCB-Berkeley [55]	2001	"	"	0.3	12		
IPHT-Jena [48, 56]	1999	SNS	Ti	0.49	610	0.087	
PTB [57]	2000	"	PdAu	0.33	200	0.021	
Galileo Ferraris Italy [58]	2001	SNS	Al	25	4	1	
PTB [59]	2001	SINIS	Al/ AlO_x	12	0.75	0.17	Circuit
PTB [59]	2001	"	"	100	2.2	0.25	Jonction seule
Tsukuba [60]	1997	"	"	100	6.6	0.24	

Tab. 2.3 – Caractéristiques des technologies en Nb les plus représentatives dans le monde. Les mesures sont faites à 4.2 K.

Institution	Année	Type	Barrière	Surface μm^2	J_c kA/cm 2	$R_n I_c$ mV	Notes
CEA-Grenoble [6]	2001	NbN	MgO	3	40	2.6	
CRL-Kobe [61]	2001	"	AlN	4	2.5		Testé à 10 K
TRW-CA [46, 62]	1999	"	MgO	7.1	1		"
AIST-Tsukuba [46, 63]	2001	NbN	Ti $_x$ N	16	30	0.03	
CEA-Grenoble [64]	2006	NbN	Ta $_x$ N	10	15	3.94	
UCB-Berkeley [25]	2001	"	"	16	10	0.78	
UCB-Berkeley [25]	2001	"	"	25	47	0.63	Testé à 7 K
Tempe-Arizona [17]	2006	NbTiN	Ta $_x$ N	25	50	0.63	
Tempe-Arizona [33]	2007	"	GaN	25	4.4	1.1	

Tab. 2.4 – Caractéristiques des technologies alternatives au niobium les plus représentatives. N* indique une barrière proche de la transition métal-isolant.

2.4.3 Cryogénique

Le refroidissement des circuits est aujourd'hui le problème principal qui empêche l'électronique supraconductrice de passer du stade de la recherche au marché industriel. Un cryocooler efficace devrait être à cycle fermé, compact et puissant, il devrait en outre permettre une intégration facile avec des circuits semi-conducteurs à température ambiante [20]. Malheureusement les systèmes de refroidissement disponibles actuellement ne satisfont pas ces critères. Ces systèmes peuvent être regroupés dans trois catégories [35] :

Cryocoolers militaires Utilisés pour les détecteurs infrarouges. Compacts et efficaces, pas chers, mais loin d'atteindre des températures nécessaires pour les LTS.

Système de pompage cryogéniques Utilisées pour condenser les gaz. De longue durée et économiques, mais trop massifs, et pas assez efficaces du point de vue énergétique.

Cryocoolers pour applications spatiales Pour l'instant les meilleurs sous tous les aspects, sauf le prix, trop élevé.

Les performances d'un cryocooler idéal à 4 K et à 10 K, définies dans le cadre du réseau européen SCENET [35], sont résumées dans le tableau 2.5. La valeur du pouvoir calorifique est normalisée à 1 W, suffisant pour prendre en considération les pertes dues aux résistances de polarisation, ainsi qu'à l'échauffement et à l'irradiation des lignes en entrée/sortie.

Caractéristiques	4.5 K	10 K
Pouvoir calorifique	1 W	1 W
Puissance en entrée	1500 W	500 W
Masse	50 kg	20 kg
Volume	~ 0.2 m ³	~ 0.05 m ³
Temps de vie (sans maintenance)	>40 000 h	>40 000 h
Cout pour 100 unités/an	15-25 k€	10-15 k€

TAB. 2.5 – Performances d'un cryocooler idéal respectivement à 4 K et à 10 K [35].

La question cryogénique reste enfin le souci le plus grand surtout pour des questions culturelles. Le milieu industriel n'est pas prêt à investir massivement dans les très basses températures, et les fonds destinés au développement de cryocoolers plus efficaces restent loin de ce qu'il faudrait pour déclencher une économie d'échelle.

Chapitre 3

Etude des matériaux

Ce chapitre est centré sur la caractérisation physique et électrique des matériaux étudiés pendant la thèse. On propose tout d'abord une synthèse de la méthode de dépôt de couches minces utilisée, la pulvérisation cathodique réactive, ainsi qu'une description du groupe de dépôt.

Au coeur de nos intérêts, le nitrure de tantale est étudié attentivement en fonction des conditions de pulvérisation. On établit un lien net entre les paramètres de dépôt et les propriétés électriques des couches, et on repère le domaine de fonctionnement le mieux adapté pour les jonctions Josephson. En s'appuyant sur la littérature, on propose enfin des modèles de transport qui permettent d'expliquer le comportement de ce nitrure en terme de transport électrique.

On examine ensuite le nitrure de niobium. A partir des mesures expérimentales on extrait des informations importantes sur la croissance des films, le rôle du substrat et des couches tampons, ainsi que sur les orientations cristallines et les paramètres de maille du matériau. On compare nos résultats avec le travail précédemment fait dans le laboratoire sur le NbN : cela nous permet de mieux évaluer la qualité des films, et de suivre l'évolution des conditions de pulvérisation. Dans l'optique d'une utilisation des films de NbN dans les circuits logiques, on étudie le comportement des lignes supraconductrices. On évalue des grandeurs importantes pour l'étude, comme la densité de courant critique, et l'impact du procédé de fabrication sur la qualité supraconductrice des couches.

Nous traitons enfin la structure NbN/Ta_xN/NbN. A partir des résultats sur les films pris singulièrement, les paramètres de dépôt sont choisis pour maximiser les qualités supraconductrices de la tricouche. Les performances en termes de paramètres de jonctions Josephson seront plutôt examinées dans le prochain chapitre.

3.1 La pulvérisation cathodique

3.1.1 La méthode

La méthode utilisée au cours de la thèse pour le dépôt des nitrures est la pulvérisation cathodique (sputtering) [65]. Cette méthode rentre dans la famille des dépôts par PVD (physical vapor deposition), qui se distingue du CVD (chemical vapor deposition) car elle n'utilise pas des réactions chimiques pour former les matériaux à déposer.

Dans une chambre précédemment pompée on introduit un gaz noble, généralement de l'argon, sous une pression typique de 10^{-2} mbar. Ensuite on applique un fort champ électrique entre le substrat et la cible du matériau à déposer pour ioniser les atomes d'argon. Le plasma d'ions positifs, accéléré par le champ électrique, bombarde la surface de la cible. Les atomes libérés dans l'impact, souvent électriquement neutres, occupent le volume de l'enceinte, et se condensent sur le substrat pour former la couche.

Le champ électrique appliqué pendant la pulvérisation peut être continu ou RF, selon le type de matériau qu'on souhaite déposer. Le champ continu est normalement utilisé pour les cibles métalliques, pour lesquelles l'excès de charges positives amenées par les ions Ar^+ peut être évacué. Un matériau isolant, au contraire, n'est pas capable de se décharger : les ions s'accumulent jusqu'à la saturation, et le plasma s'éteint. Un champ RF permet une neutralisation périodique des charges proche de la cible, et assure un flux continu d'ions Ar^+ .

L'ajout d'un champ magnétique sur la cible perpendiculaire à la direction des ions sert à confiner les électrons générés par l'impact entre les atomes de la cible et les ions ; ces électrons secondaires, plutôt que d'être diffusés de façon aléatoire, maximisent le taux d'atomes d'argon ionisés proche de la cible, et donc l'efficacité de la pulvérisation à la surface. Cette technique, nommée pulvérisation magnétron, augmente la vitesse de dépôt et en conséquence la pureté des couches.

L'introduction d'un autre gaz dans l'enceinte pendant le dépôt permet la formation de composants différents du matériau original. Ce gaz, l'azote dans le cas des nitrures, réagit à la surface de la cible et du substrat avec les atomes libérés pendant le bombardement de la cible. Dans ce cas la pulvérisation est dite réactive ; le type et les propriétés de la couche dépendent de la pression du gaz secondaire.

Avant chaque dépôt on effectue normalement un prédépôt de quelques minutes sur un cache. Ce prédépôt sert à nettoyer la surface de la cible et à stabiliser la pulvérisation ; seulement avec l'ouverture du cache le vrai dépôt commence.

Si l'on applique un champ électrique inversé, on peut accélérer les ions d'argon vers le substrat, qui joue le rôle de cathode. Cette méthode, appelée pulvérisation inverse, est utilisée pour décaper les surfaces à déposer, afin d'éliminer les

oxydes et les impuretés qui peuvent se former pendant le stockage des substrats.

3.1.2 Le groupe de dépôt

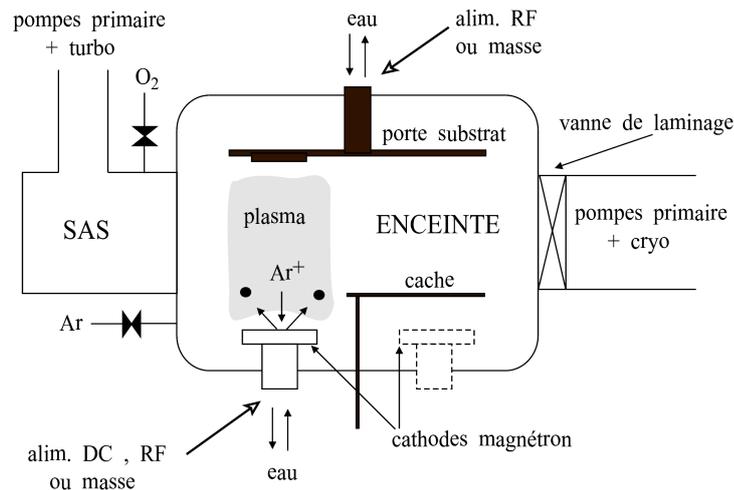


FIG. 3.1 – Schéma de fonctionnement du groupe de pulvérisation cathodique Alcatel SCM600.

La figure 3.1 montre le schéma de la machine utilisée pour le dépôt des nitrures en cours de cette thèse. Ils'agit d'une Alcatel SCM600 qui fonctionne en modalité presque totalement manuelle. Ci-dessus les caractéristiques principales du groupe.

Structure

Le système compte deux chambres :

- Un sas pour l'introduction des échantillons.
- Une enceinte de volume 120 dm^3 .

Le bras de chargement prévoit différents porte-substrats possibles, adaptés pour des wafers de 3 et 4 pouces, ainsi que des petits échantillons.

Il y a 4 cibles de type magnétron, refroidies par eau :

- 3 cibles avec un diamètre de 150 mm ; dans l'étude les matériaux sont : Nb, Ta, MgO.
- 1 cible d'Al avec un diamètre de 100 mm.

La hauteur cible-substrat est réglable pour chaque cible, dont les valeurs typiques sont entre 80 et 90 mm. Un cache occultant deux cibles permet de protéger le substrat avant le dépôt, et la cible pendant les décapages.

Dans le SCM600 le porte-substrat est positionné au dessus de la cible ; la face à déposer est orientée vers le bas. L'avantage de cette méthode est une plus grande pureté des couches, car les déchets générés en cours de dépôt ne tombent pas sur le substrat. En revanche ces déchets peuvent polluer les cibles, qui doivent être nettoyées périodiquement.

Le substrat peut à la fois rester en position statique, ou en rotation pendant le dépôt. La rotation permet un meilleur contrôle sur la vitesse de dépôt, et sert pour la réalisation des couches plus minces. Notre système est réglé pour avoir un rapport de vitesses de dépôt rotation/statique d'environ 1/6.

Atmosphère

Le système pour le conditionnement de l'atmosphère du groupe comprend :

- Une pompe turbo moléculaire pour le vidage du sas, jusqu'à une pression de $5 \cdot 10^{-6}$ mbar.
- Un système de pompage pour l'enceinte, qui bascule entre une pompe primaire et une pompe cryogénique. Le vide limite est de l'ordre de 10^{-7} mbar à température ambiante.
- 3 voies pour l'introduction des gaz : argon, azote et oxygène.

Chauffage

Le groupe prévoit 4 postes de chargement possibles, dont un poste chaud. Au dessus de ce poste, un thermocoax contrôlé par un Eurotherm 3504 permet de chauffer l'enceinte jusqu'à 650 °C.

Automate

L'automate du groupe règle les fonctions suivantes :

- Chargement et déchargement des substrats.
- Position des postes, cibles et caches.
- Rotation du porte-substrat.
- Autorisation du pompage sur les chambres.

Alimentation

Deux alimentations sont possibles :

- En DC pour les cibles de Nb, Ta, Al.
- En RF pour le MgO et, éventuellement, Al.

L'alimentation DC peut délivrer jusqu'à 15 kW ; le générateur RF fonctionne à une fréquence de 13.56 MHz, avec une puissance maximale de 1.2 kW. Le groupe

est équipé aussi d'une alimentation RF sur le porte-substrat, jusqu'à 300 W, pour le décapage des couches.

3.2 Films de Ta_xN

Notre intérêt pour le Ta_xN a une double nature. En plus d'être un conducteur très résistif, le Ta_xN proche de la transition métal-isolant a une structure très similaire à celle du NbN supraconducteur ; les deux ont une phase cubique à faces centrées, avec un écart faible entre leurs paramètres de maille (4.34 Å pour le Ta_xN [66] et 4.39 Å pour le NbN [67]).

Au contraire du nitrure de niobium qui possède essentiellement deux phases cristallines stables, le Ta_xN présente plusieurs phases, selon la pression d'azote utilisée pendant le dépôt. Le tableau 3.1 résume les principales phases de ce matériau. Il faut noter que les pourcentages d'azote pour lesquels on a la transition entre les différentes phases sont indicatifs, et le mélange de phases dépend fortement du groupe de pulvérisation utilisé.

Pression d'azote	Structure	Phase	Comportement
0	Ta	bcc	métallique
≤ 25%	Ta ₂ N	hexagonale	mauvais métal
~ 25 – 40%	Ta(N)	cubique bcc	transition de métal à isolant
> 40%	TaN	cubique fcc	isolant
	Ta _x N	riche en azote	isolant

TAB. 3.1 – Principales structures et phases du Ta_xN en fonction de la pression partielle d'azote pendant le dépôt. D'après [68].

Selon une étude récente sur les composés Ta_xN plus riches en azote [69], le matériau présente deux phases stables, respectivement le Ta₅N₆ et le Ta₃N₅, et plusieurs autres phases métastables, comme par exemple le Ta₄N₅. La variété de ces phases, toutes avec des énergies très proches, rend une étude cristallographique exhaustive du matériau très complexe. En outre, la stoechiométrie finale dépend fortement aussi des effets de stabilisation épitaxiales entre ces phases.

3.2.1 Fabrication

Plusieurs couches de Ta_xN ont été déposées par pulvérisation DC magnétron réactive dans le groupe SCM600. En prenant exemple de la littérature [70], on a fait varier la concentration de N₂ et le temps de dépôt, pour pouvoir couvrir une

plage assez large de valeurs. Le tableau 3.2 montre les paramètres principaux des dépôts les plus significatifs.

Réf	substrat	d_{Ar} sccm	d_{N_2} sccm	p_{N_2} %	P kW	temps	vitesse nm/s
A1115	SiO ₂ /Si	60	98	27	1.2	90"	4.1
A1116	SiO ₂ /Si	60	88	27	0.6	3' 20"	1.05
A1127	SiO ₂ /Si	54	112	40	0.6	4' 15"	1.11
A2045	SiO ₂ /Si	80	53	16	0.45	30"	1
A2046	Al(b)/Si	80	53	16	0.45	40"	1
A2049	Al(b)/Si	86	36	10.5	0.45	60"	1
A2051	Al(b)/Si	86	36	10.5	0.45	9"	1.88
A2104	SiO ₂ /Si	65	117	40	0.45	70" ROT	0.115
A2116	NbN(b)/SiO ₂ /Si	90	3	1	1.1	120"	4.1
A2125	SiO ₂ /Si	65	117	40	0.5	2'	0.83

TAB. 3.2 – Paramètres de pulvérisation pour certaines couches Ta_xN significatives. La pression d'azote p_{N_2} est donnée en pourcentage par rapport à la pression totale dans l'enceinte. ROT indique un dépôt en rotation. d =débit du gaz, P =puissance, (b) = couche buffer.

Les couches sont déposées sur des substrats de 3 pouces, soit du silicium oxydé, soit du silicium ; dans ce dernier cas une couche buffer de quelques nanomètres a été introduite pour favoriser la croissance du Ta_xN. Tous les dépôts sont faits à température ambiante, sauf pour les couches A2104 et A2125, pour lesquelles on souhaitait reproduire une condition de croissance plus proche du cas de la tricouche.

L'atmosphère de dépôt est un mélange des gaz Ar-N₂, avec une pression totale de $1.9 \cdot 10^{-2}$ mbar ; la distance cible cathode a été fixée à 80 mm. L'observation au microscope optique montre des couches très peu contraintes, ce qui confirme le bon choix de ces paramètres.

Au contraire de ce qui a été présenté en [68] on n'a pas trouvé une relation marquante entre la pression d'N₂ et la vitesse de dépôt. Cette vitesse était assez stable pour des variations de pression d'azote jusqu'à 50%. Par exemple, si l'on considère les dépôts A1115 et A2116, faits respectivement avec 27% de N₂ et en absence presque totale de ce gaz, ils ont une vitesse de dépôt de 4.1 nm/s, pour une puissance de 1.2 kW. Ce résultat ne doit pas nous inquiéter ; en effet la dépendance de la vitesse de dépôt en fonction du taux de N₂ dépend fortement du groupe de dépôt. Par exemple en [71] on trouve déjà une loi différente, selon laquelle la vitesse de croissance de la couche sature très rapidement, après une variation pour les débits de N₂ les plus bas.

On n'a pas pu vérifier cette tendance pour des débits d'azote plus importants. En effet une forte nitruration de la cible peut causer des surcharges trop élevées de tension entre cible et substrat ; on a cherché à tenir les valeurs de tension sous des limites raisonnables pour préserver le bon fonctionnement du procédé.

En revanche la puissance semble jouer un rôle plus important sur la vitesse de pulvérisation, proportionnelle à la variation du courant dans la cible. On a aussi noté une faible diminution de la vitesse de dépôt à 300 °C par rapport à la température ambiante. On a expliqué ce fait comme une réduction due aux hautes températures du coefficient de collage des atomes sur le substrat. En observant les dépôts A2104 et A2125 on peut aussi vérifier que la vitesse de dépôt en rotation est bien 7 fois plus petite que la vitesse en statique.

Enfin, si l'on considère l'échantillon A2051 réalisé dans un temps très court, ~ 10 s, on observe une vitesse de dépôt qui est plus grande par rapport aux pulvérisations plus longues. En effet à l'ouverture du cache le bombardement de la cible est plus efficace ; le taux de pulvérisation diminue avec le temps, pour se stabiliser quand on obtient un équilibre entre les ions incidents et les électrons émis par la cible.

3.2.2 Caractérisation des couches très minces

L'épaisseur des couches a été déterminée avec deux techniques différentes. Les couches les plus épaisses ont été paramétrées à l'aide d'un profilomètre, après avoir réalisé des marches par lithographie optique et gravure ionique réactive (voir le chapitre 5). Pour les films plus minces, au dessous de 50 nm, le profilomètre n'offre toutefois pas assez de précision ; on recourt alors à la réflectométrie de rayons-X.

Cette technique utilise l'interférence des rayons X qui sont réfléchis par plusieurs plans atomiques de la couche. En faisant varier l'inclinaison du récepteur pour des petits angles 2θ , on voit une modulation du signal détecté ; la période de cette modulation est proportionnelle à l'épaisseur de la couche. Les figures 3.2 (a) et (b) montrent l'épaisseur des couches A2051 et A2104, respectivement de 17 nm et 7 nm ; la modulation du profil d'interférence est causée par la couche mince d'oxyde (~ 1 nm) qui recouvre le film examiné.

Les échantillons ont été analysés électriquement en deux temps différents. Nous avons déterminé la résistivité à 300 K par une mesure à 4 pointes directement sur le wafer, connaissant l'épaisseur des couches. Ensuite nous avons mesuré l'évolution de la résistivité en fonction de la température sur des morceaux d'échantillon clivés à la main et montés en configuration à 4 pointes. Pour ces mesures on a utilisé un système PPMS¹ fabriqué par Quantum Design. Le tableau 3.3

¹PPMS : Physical Properties Measurement System

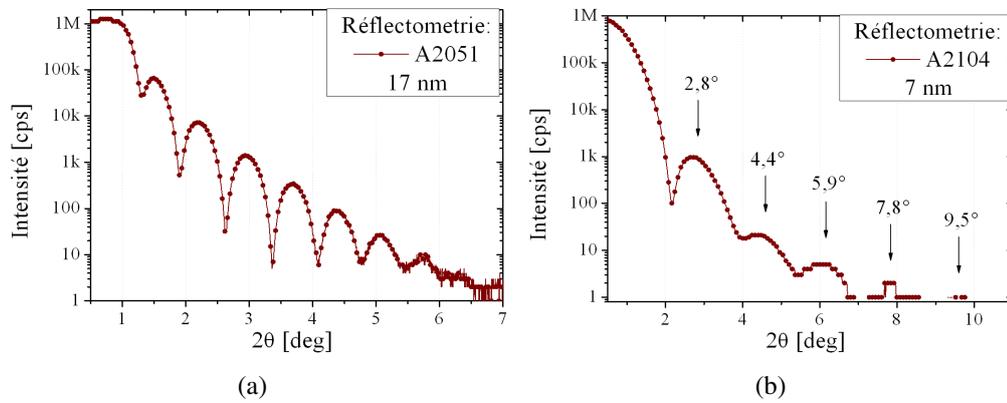


FIG. 3.2 – Réflectométrie par rayons-X observée sur deux couches minces de Ta_xN ; les films sont épais respectivement 17 nm et 7 nm. L'incertitude de la mesure est de l'ordre d'un nanomètre. La modulation du profil est donnée par une couche mince d'oxyde qui recouvre le film.

résume les propriétés électriques des couches.

Réf	p_{N_2} %	ép nm	ρ_{300K} $m\Omega\text{ cm}$	R.R.	T_C K
A1115	27	370	0.99	2.7	
A1116	27	210	0.98	4.7	
A1127	40	285	3.49	770	
A2045	16	30	4.5	86	
A2046	16	40	3.15	181	
A2049	10.5	60	0.64	1.7	4.1
A2051	10.5	17	1.95	2.7	0.5
A2104	40	7	344	$>10^3$	

TAB. 3.3 – Principales propriétés électriques des couches de Ta_xN en fonction de l'épaisseur et de la pression partielle d'azote pendant le dépôt. Les couches avec le moins d'azote sont supraconductrices au dessous de 4 K.

La figure 3.3 montre les variations de résistivité des couches en fonction de l'épaisseur et de la pression partielle d'azote utilisé pendant la pulvérisation. On voit clairement que la résistivité croît pour des pressions d'azote plus importants; ce résultat est en accord avec [72, 68]. En outre les variations de résistivité sont plus fortes pour de faibles épaisseurs lors qu'on utilise des pressions d'azote plus élevés. Le temps de dépôt du Ta_xN est un paramètre critique du procédé de réalisation des tricouches (voir section 3.4) pour assurer la reproductibilité des barrières.

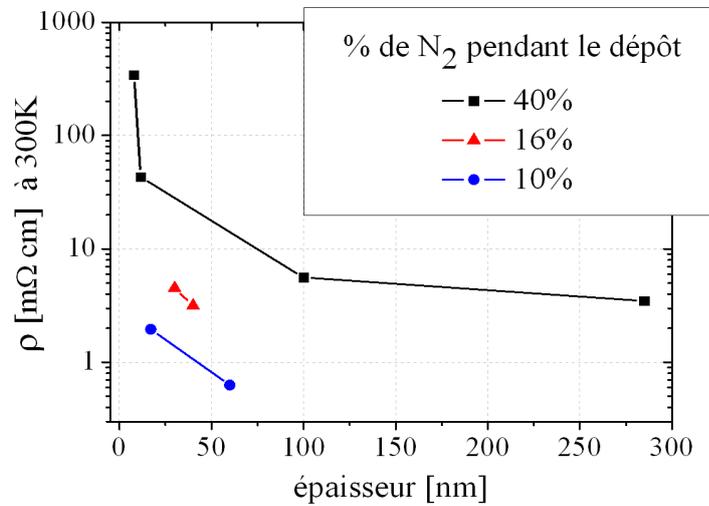


FIG. 3.3 – Variation de la résistivité à 300 K des couches de Ta_xN en fonction de l'épaisseur pour plusieurs pressions partielles d'azote.

La variation de résistivité à 300 K en fonction de la température est montrée en figure 3.4. On observe que les couches avec une concentration d'azote plus élevée ont un comportement isolant. Pour des pressions plus basses le Ta_xN a une nature presque métallique (RR^2 proche de 1), et peut même présenter une phase supraconductrice au dessous de 4 K. La possibilité d'une phase supraconductrice pour le Ta_xN au dessus de 10 K avait déjà été observée par [73].

La figure 3.5 présente l'évolution de la résistivité normalisée à 300 K pour les échantillons les moins résistifs. On observe que le comportement métallique des couches est déterminé de façon également importante par l'épaisseur de la couche et par la pression d'azote.

Une analyse sur la texture du Ta_xN a été effectuée par Clarisse Yalicheff sur le film A1116 [8]; le résultat est visible en figure 3.6. La couche, déposée dans une atmosphère partielle de N₂ au 27%, montre la présence dominante de la raie (111) typique de la phase cubique à faces centrées (cfc) du Ta_xN [66]. Cela est en accord avec [68, 33], pour les couches de Ta_xN au voisinage de la transition métal-isolant.

On peut utiliser les valeurs de cette mesure pour calculer la distance entre les plans atomiques parallèles au film. En effet, selon la formule de Bragg :

$$2d \sin \theta = \lambda_{co} \quad (3.1)$$

où d est la distance entre les plans réticulaires, θ est l'angle d'incidence du

² RR = rapport de résistivité = $R(20\text{ K})/R(300\text{ K})$. $RR < 1$ dans un métal, > 1 dans un isolant.

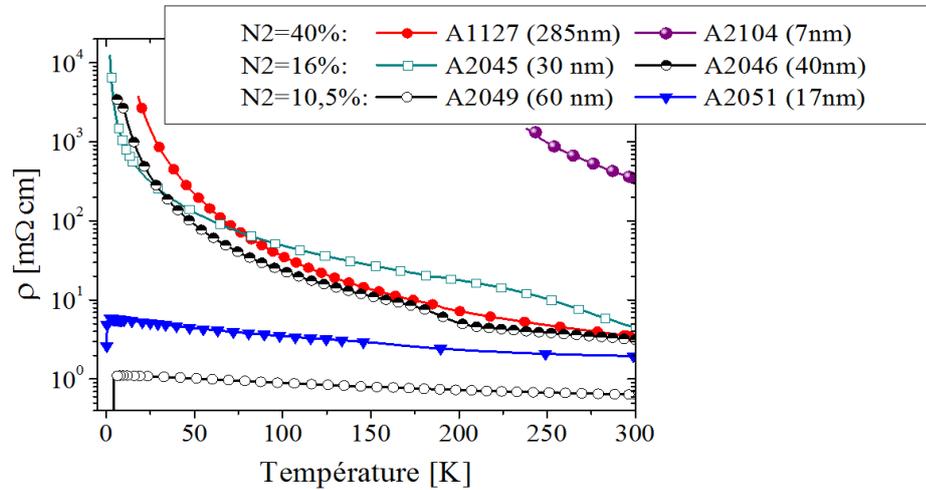


FIG. 3.4 – Résistivité en fonction de la température pour plusieurs pressions partielles d'azote. Pour $N_2 = 10.5\%$ on a un comportement presque métallique, avec une transition supraconductrice au dessous de 4 K. Pour $N_2 > 15\%$ les couches deviennent de plus en plus isolantes.

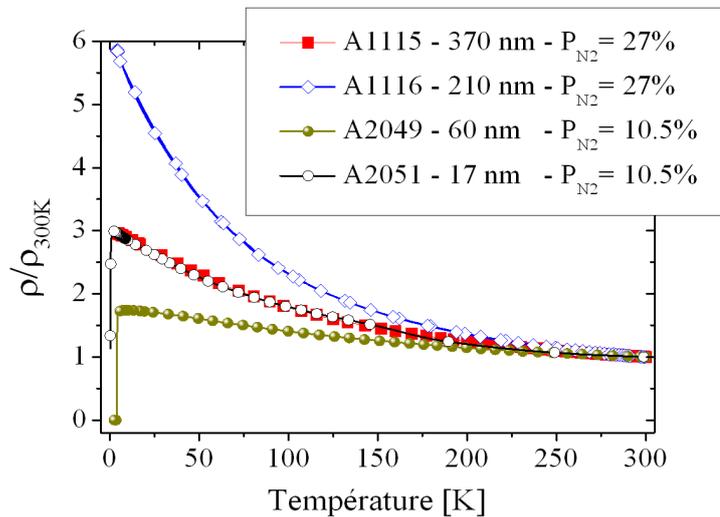


FIG. 3.5 – Résistivité normalisée à $\rho(300 K)$ en fonction de la température pour les couches de Ta_xN les moins résistives.

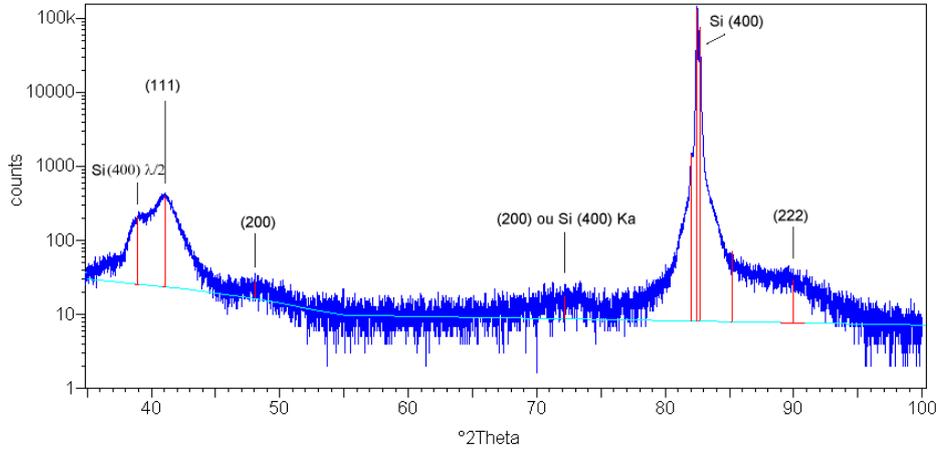


Fig. 3.6 – Diagramme de diffraction X pour le film A1116 [66, 8]. La couche montre une phase cubique, avec une orientation préférentielle (111).

faisceau, et λ_{co} est la longueur d'onde des rayons X. Dans notre cas on utilise comme source des irradiations le cobalt ($\lambda_{co} = 1.7889 \text{ \AA}$). Dans un système cubique ou tétragonal, on peut écrire la relation suivante liant la distance inter-plans d'indices (hkl) aux paramètres de maille a , b et c du système :

$$\frac{1}{d^2} = \frac{h^2}{a^2} + \frac{k^2}{b^2} + \frac{l^2}{c^2} \quad (3.2)$$

En utilisant la position de la raie (200), il est possible de déterminer le paramètre de maille perpendiculaire au film a_{\perp} :

$$a_{\perp} = 2d_{200} \quad (3.3)$$

Dans le cas du film A1116 on obtient la valeur $a_{\perp} = 4.38 \text{ \AA}$, très proche du paramètre de maille typique du NbN. Cela confirme que du point de vue cristallographique le Ta_xN est un matériau de premier choix comme barrière entre deux électrodes en NbN. En analogie avec des travaux précédents sur le NbN et le TiN [74, 8], on peut s'attendre à ce que le paramètre de maille varie en fonction de la pression d'azote dans le plasma de dépôt. Une étude future pourrait éventuellement déterminer cette tendance.

On a enfin analysé les échantillons à l'aide d'un microscope à force atomique, pour étudier la qualité des dépôts en termes de rugosité et d'homogénéité des couches. La figure 3.7 montre la mesure faite sur l'échantillon A2104. La surface de la couche est très lisse ; la rugosité a une valeur RMS de 0.35 nm et une dispersion assez faible. Les pics isolés sont de la poussière qui était sur l'échantillon

au moment de la mesure ; les ondulations de la surface sont une conséquence du mouvement des piezos.

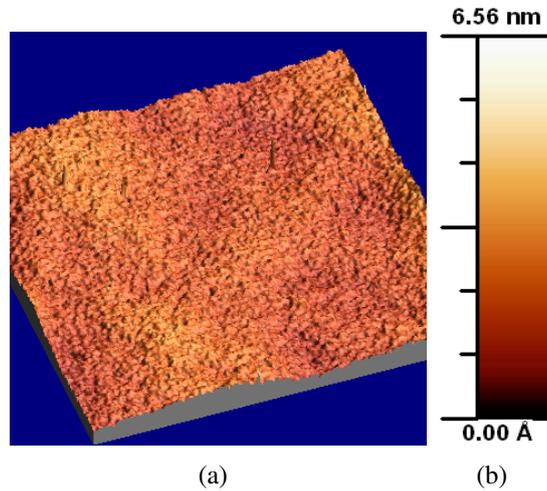


FIG. 3.7 – Microscopie à force atomique effectuée sur l'échantillon A2104; la fenêtre de mesure est de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. La rugosité RMS de la couche est de 0.35 nm.

3.2.3 Discussion

Si l'on suit l'interprétation donnée dans [17, 33], on conclue que loin de la stœchiométrie 1 : 1 entre Ta et N, la concentration en excès des atomes d'azote augmente de façon dramatique la concentration de défauts dans le réseau cristallin ; le désordre induit réduit fortement la mobilité μ des porteurs, et donc la conductibilité du métal, selon la relation :

$$\sigma = ne\mu \quad (3.4)$$

Une autre interprétation du fait que la résistivité dépend fortement de la stœchiométrie du composé a été proposée par [75]. Cette théorie suppose que si l'on ajoute de l'azote en excès, on provoque une augmentation des lacunes de Ta dans le réseau, et donc une variation de la concentration des électrons libres. Cela affecte la nature des porteurs de charge dans le matériau : électrons (type-n) dans des stœchiométries Ta_xN avec $x < 0.6$, et lacunes (type-p) pour des mélanges très riches en azote.

Une troisième explication, très intéressante, de l'augmentation de résistivité dans les phases les plus riches en azote est liée à l'évolution de la taille des grains du Ta_xN [72]. En particulier les grains de la phase fcc du Ta_xN deviennent plus petits pour des débits d'azote de plus en plus grands. Ce phénomène peut avoir pour conséquence des contraintes introduites dans le réseau cristallin par le surplus de N_2 , ou être lié à l'apparition d'autres phases stables compétitives, comme

par exemple le Ta₃N₅ [75]. Le résultat est l'augmentation de la résistance inter-grains, ainsi qu'une structure plus amorphe et poreuse. Cette explication n'est pas en contradiction avec les précédentes, au contraire elle peut bien être considérée comme un mécanisme ultérieur, qui sommé aux autres justifie des variations aussi fortes dans la résistivité du Ta_xN pour les fortes concentrations d'azote.

3.3 Films de NbN

Pour une étude plus détaillée sur les propriétés de transport du NbN on renvoie aux thèses de V. Larrey et de N. Hadacek [74, 8]. Dans cette thèse on a vérifié que la qualité des couches respecte toujours nos attentes, en compensant éventuellement la dérive des paramètres de dépôt, comme par exemple l'usure des cibles ; en outre on s'est concentré sur les aspects fonctionnels de ce matériau pour son utilisation dans les tricouches et les lignes de transmission.

3.3.1 Fabrication

Les couches de NbN sont déposées par pulvérisation DC-magnétron cathodique réactive dans le groupe SCM600. L'atmosphère de dépôt est un mélange gazeux Ar/N₂, avec une pression totale autour de $1.9 \cdot 10^{-2}$ mbar.

La température influence fortement la morphologie de la couche [76, 77] ; en particulier pour des températures de plus en plus hautes (jusqu'à 700 °C) la qualité des films résultante est améliorée.

Pendant notre étude on a utilisé plusieurs substrats, présentés dans le tableau 3.4 avec leurs caractéristiques principales. On s'est concentré sur l'utilisation des substrats de silicium oxydé thermiquement, à notre avis ceux qui offriraient le meilleur compromis qualité prix. Pour cette raison on a introduit systématiquement avant chaque dépôt une couche buffer en MgO (~ 12 nm) polycristallin, réalisé in-situ par pulvérisation RF-magnétron. Le rôle du MgO est de favoriser la croissance de la phase cubique du NbN [78]. En fait le MgO possède aussi une structure cubique, et un paramètre de maille très proche de celui du NbN (4.19 Å) [79].

Le tableau 3.5 montre les paramètres de dépôt pour une couche typique de NbN réalisée sur silicium oxydé avec une couche buffer de MgO. Ces films sont réalisés à température ambiante, avec une pression partielle de N₂ du 10% et une puissance de 2 kW.

Substrat	Propriétés
Si(100)	+) Economique, compatible microélectronique. -) Désadapté à la croissance du NbN supraconducteur à haute température.
SiO ₂ /Si(100)	+) Prix moyen, compatible microélectronique. -) Nécessite une couche <i>buffer</i> pour le dépôt du NbN.
Saphir	+) Bonne croissance du NbN supraconducteur, bon diélectrique. -) Cher.
MgO	+) Très bonne croissance du NbN supraconducteur, bon diélectrique. -) Très cher. Substrats de petite taille.

TAB. 3.4 – Substrats utilisés dans l'étude pour le dépôt de NbN par pulvérisation cathodique. Pour chacun on résume leurs avantages et leurs désavantages.

Substrat	d_{Ar} sccm	d_{N2} sccm	p mbar	p_{N2} %	P kW	vit nm/s
SiO ₂ /Si(100)	87	60	$1.9 \cdot 10^{-2}$	10.5	2	4.66

TAB. 3.5 – Paramètres de pulvérisation typiques pour le dépôt d'une couche de NbN.

3.3.2 Test

Comme dans le cas du Ta_xN, les échantillons de NbN ont été examinés en termes de résistivité en fonction de la température, et en texture cristallographique. Le tableau 3.6 résume les caractéristiques électriques pour deux films de NbN réalisés pendant cette thèse. L'allure de la résistivité en fonction de la température est illustré en figure 3.8 pour l'échantillon A2087.

Réf	ép nm	ρ_{300K} mΩ cm	R.R.	T _C K
A2085	840	0.12	1.1	14.2
A2087	210	0.11	1	15.1

TAB. 3.6 – Principales propriétés électriques pour deux couches de NbN déposées sur silicium oxydé à température ambiante.

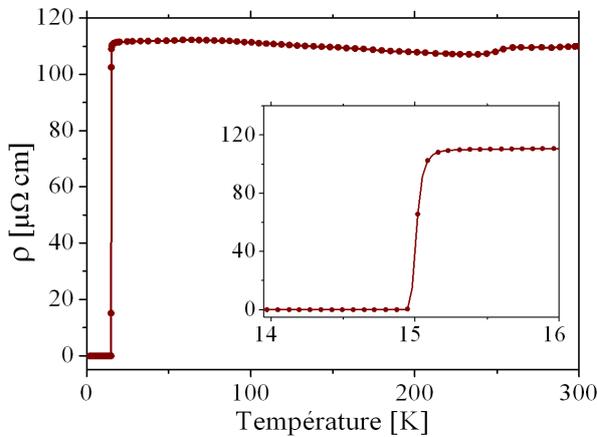


FIG. 3.8 – Evolution de la résistivité en fonction de la température pour l'échantillon A2087. La couche, épaisse 210 nm, a une température critique de 15 K et une transition très étroite : $\Delta T_c < 1$ K.

Si on fait référence aux travaux précédents sur le NbN faits au sein du laboratoire, on peut déduire des résultats intéressants. En effet, l'évolution de la résistivité en fonction de l'épaisseur de la couche suit parfaitement l'allure extrapolée par Vincent Larrey [74], avec un ρ minimum de $110 \mu\Omega \text{ cm}$ pour une épaisseur de 210 nm. Cette valeur remonte faiblement pour des épaisseurs plus grandes, $120 \mu\Omega \text{ cm}$ à 840 nm.

Nous avons ensuite analysé la texture des dépôts à l'aide des rayons-X. La figure 3.9 montre le spectre de réflexion en $\theta - 2\theta$ entre 30° et 120° pour l'échantillon A2085. Un léger offset entre l'angle des rayons incidents et celui de l'échantillon nous permet de désorienter le pic (100) du substrat en silicium monocristallin, pour gagner en résolution sur les autres matériaux. La texture montre un NbN en phase exclusivement cubique, à remarquer les bonnes propriétés supraconductrices de la couche. Les raies (220) et (311) sont des orientations secondaires qui apparaissent suite au dépôt très épais (~ 850 nm). Comme on peut facilement le vérifier dans la littérature [78, 80], le NbN pousse de façon épitaxiale seulement sur des épaisseurs réduites de quelques nanomètres et seulement sur des substrats de maille adaptée. La figure 3.10 montre clairement comment le MgO (200) facilite la croissance de la raie (200) du NbN.

Dans ce cas aussi les résultats sont en bon accord avec les études précédentes. V. Larrey avait mis en évidence une relation linéaire entre le rapport des pics (111)/(200) et la température critique des couches [74]. En effet, si on considère le rapport entre l'intensité des pics (111) et (200) de la couche A2085, on obtient une valeur de 0.6, qui correspond à une température critique de 14 K. Ce résultat, montré en figure 3.11, est en accord avec la valeur obtenue par mesure directe.

A partir du diagramme de diffraction X on peut obtenir des informations intéressantes sur les paramètres de maille du NbN déposé. Si on utilise la formule introduite en section 3.2.2, on trouve un paramètre de maille perpendiculaire au film a_\perp de 4.38 \AA . Cette valeur est comparable avec celles de la littérature pour

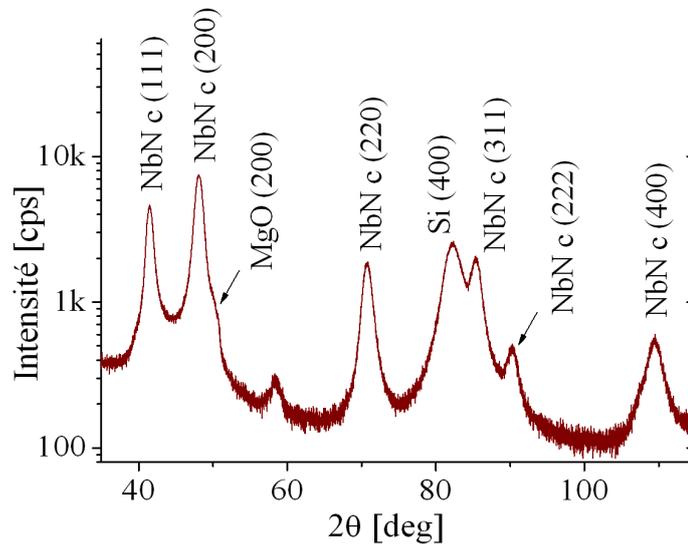


FIG. 3.9 – Diagramme de poudre pour l'échantillon de NbN A2085. On voit clairement la signature du NbN cubique. Le substrat de silicium a été désorienté pour améliorer la résolution des autres pics.

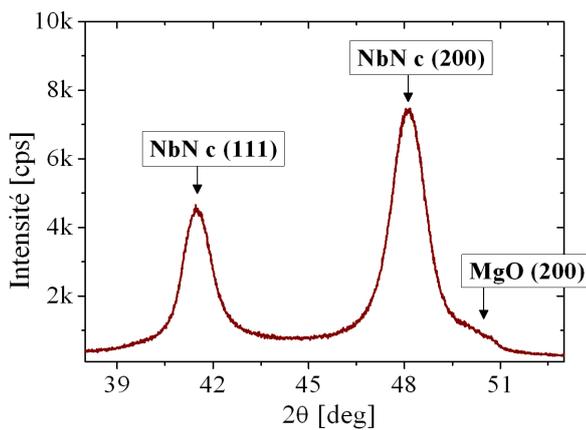


FIG. 3.10 – Grossissement du diagramme de réflectométrie X en figure 3.9. On voit le pic relatif à la couche tampon de MgO, qui favorise la croissance de l'orientation (200) du NbN cubique.

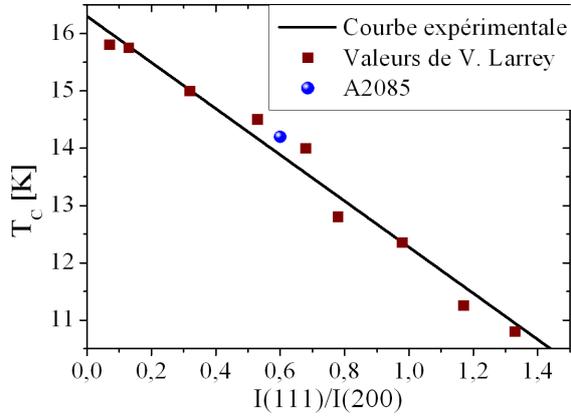


FIG. 3.11 – Evolution de la température critique en fonction du rapport de l'intensité des pics (111)/(200) pour le NbN cubique. L'échantillon A2085 donne une valeur en accord avec la courbe expérimentale déterminée par [74].

des couches de NbN déposées effectivement avec une pression partielle d'azote autour du 10% [81]. Or la raie (311) est une maille asymétrique qui nous permet de déduire le paramètre de maille parallèle au film $a_{//}$. En fait dans un système cubique ou tétragonal la distance inter-plans d'indices (hkl) est liée aux paramètres de maille du système selon la relation :

$$\frac{1}{d_{311}^2} = \frac{9}{a_1^2} + \frac{1}{a_{//}^2} + \frac{1}{a_{//}^2} \quad (3.5)$$

On obtient $a_{//} = 4.31 \text{ \AA}$, qui correspond à une déformation de la structure cubique dans le plan de 1.5%.

La figure 3.12 montre une mesure AFM faite sur l'échantillon A2087. La rugosité, avec une RMS de 1.53 nm, est très bonne si comparée à l'épaisseur (210 nm) et au fait que le dépôt a été fait à température ambiante.

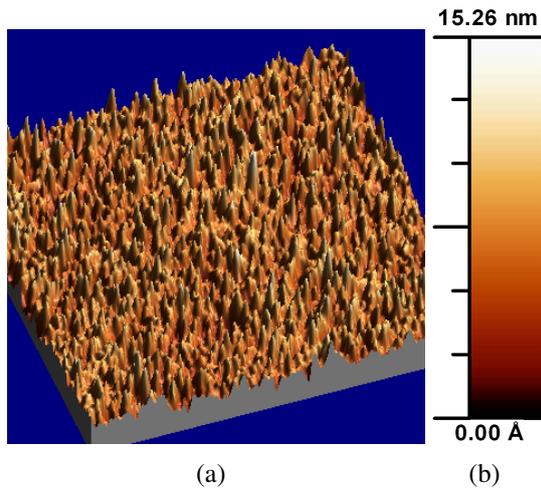


FIG. 3.12 – Microscopie à force atomique sur l'échantillon de NbN A2087. La rugosité, calculée sur une surface de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$, présente une RMS de 1.53 nm.

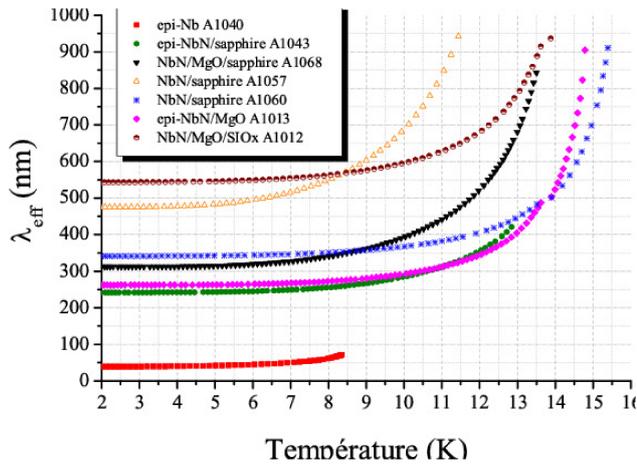


FIG. 3.13 – Longueur de pénétration efficace λ_{eff} en fonction de la température pour des différentes couches de NbN. Les mesures ont été faites par [6].

Pour l'estimation de la longueur de pénétration des films on profite des mesures faites avec une sonde inductive à haute fréquence par Gianrico Lamura à l'ESPCI [6]. La valeur obtenue par cette mesure est la profondeur de pénétration effective λ_{eff} du champ magnétique dans le film ; plus la couche de NbN est mince par rapport à la longueur de London plus la pénétration mesurée résultante est élevée. En conséquence cette méthode nous donne une bonne précision sur l'évolution de la longueur de pénétration en fonction de la température, même si la valeur absolue est déterminée avec une faible précision (de 10% à 15%).

La figure 3.13 montre les résultats de λ effectif en fonction de la température pour plusieurs couches de NbN déposées dans le groupe Alcatel SCM600. Il s'agit de films minces et épais, déposés pour la plupart sur substrats de saphir. Les valeurs de λ_{eff} à basse température peuvent varier entre 250 nm et 550 nm. En particulier la mesure A1012 montre le cas d'une couche de NbN épaisse déposée sur silicium oxydé avec l'utilisation du MgO comme buffer.

3.3.3 Test fonctionnel

On s'est aussi concentré sur la caractérisation électrique des lignes de NbN utilisées pour la transmission des signaux. Le procédé de réalisation de ces ponts sera détaillé dans le chapitre 5.

Pour étudier les propriétés des lignes on a lithographié des ponts de longueur variable respectivement sur le substrat et sur une couche d'isolant. L'intérêt était de voir l'évolution des propriétés de transport et supraconductrices dans une situation plus proche de l'utilisation concrète des couches dans les circuits. La figure 3.14 montre la structure des ponts utilisés pour la mesure à 4 pointes.

On a étudié la variation de la résistivité des films quand ils sont réalisés sur

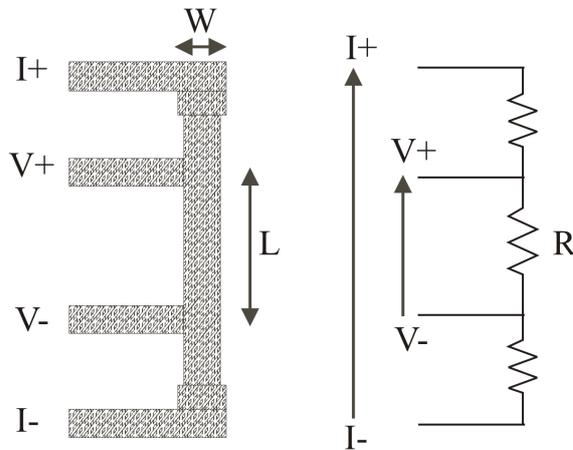


FIG. 3.14 – Structure et schéma électrique des ponts pour la mesure de résistivité en fonction de la température. La résistivité est calculé à partir des dimensions géométriques du ponts avec la formule $\rho = RWh/L$, où h est l'épaisseur de la couche.

un empilement multicouche³ plutôt que directement sur le substrat. Le NbN qui pousse sur l'isolant (SiO_2 ou Si_3N_4) subit une augmentation de la résistivité entre 5% et 8%. Au contraire la température critique et le rapport résistif restent presque inchangés. La figure 3.15 montre ce résultat pour l'échantillon A2122. Le tableau 3.7 résume l'évolution de résistivité pour un film de NbN (~ 800 nm) déposé à température ambiante.

Etat	Résistivité mΩ cm
Sur le substrat seul	0.12
Empilement multiniveaux	0.2

TAB. 3.7 – Evolution de résistivité pour un film de NbN (≈ 800 nm) déposé à température ambiante. La résistivité de la couche augmente lors qu'elle est déposée sur un empilement multiniveaux. Une deuxième augmentation a été systématiquement relevée après lithographie et gravure des couches.

Nous avons enfin étudié la densité de courant critique du nitrure de niobium utilisé dans les ponts. Cette grandeur, communément exprimée en kA/cm^2 , définit la limite maximale de courant qu'on peut injecter dans la ligne avant qu'elle ne sorte de son état supraconducteur. On a calculé cette densité pour le film A2155.

La figure 3.16 montre la caractéristique I-V à 4 pointes calculée à 12 K sur le pont décrit en figure 3.14. On peut en déduire plusieurs considérations. La densité de courant critique, calculée sur une section de $6.4 \mu\text{m}^2$, vaut $1.2 \text{ MA}/\text{cm}^2$ à 12 K. Pour des valeurs de courant supérieures le matériau montre une résistance normale

³Empilement : NbN/MgO(buffer)/Isolant/Tricouche NbN/Ta_xN/NbN/Substrat

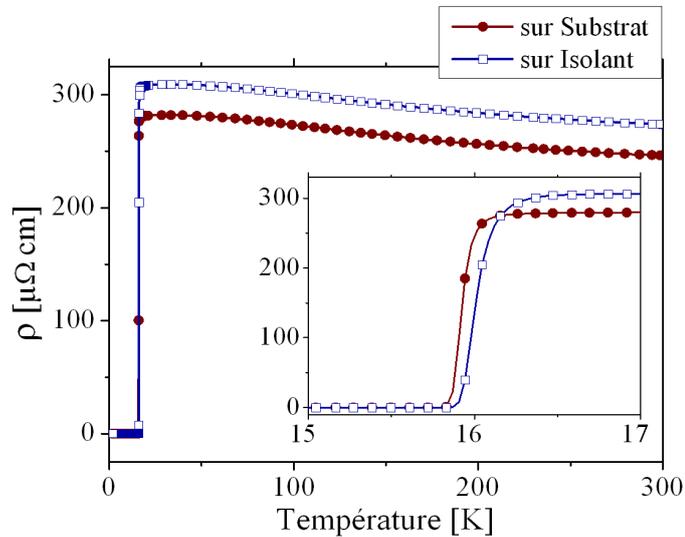


FIG. 3.15 – Transition supraconductrice pour la même couche de NbN déposée respectivement sur le substrat et sur une couche d'isolant SiO_2 . La résistivité, mesurée en 4 points, subit une augmentation autour de 5% lorsqu'elle passe sur l'isolant. La température critique et le rapport résistif restent au contraire presque inchangés. La mesure est relative à l'échantillon A2122.

de 75Ω , qui correspond à une résistivité de $240 \mu\Omega \text{ cm}$, en bon accord avec le résultat trouvé dans les mesures de transport. L'hystérésis de la caractéristique est une conséquence de l'échauffement de la couche, qui dissipe dans cette condition plus que 0.5 W.

3.4 La tricouche NbN/ Ta_xN /NbN

L'étude de la tricouche est un travail complexe, qui comporte plusieurs étapes, et de nombreux paramètres à maîtriser, pour prendre en compte à la fois les performances des jonctions Josephson et les effets sur les autres niveaux technologiques de réalisation des circuits.

Le substrat

Les considérations faites sur les substrats utilisés pour les couches de NbN sont encore valables dans le cas des tricouches NbN/ Ta_xN /NbN. En particulier le substrat détermine la texture et les qualités supraconductrices de l'électrode de base, et donc indirectement de toute la tricouche. On utilise de préférence des

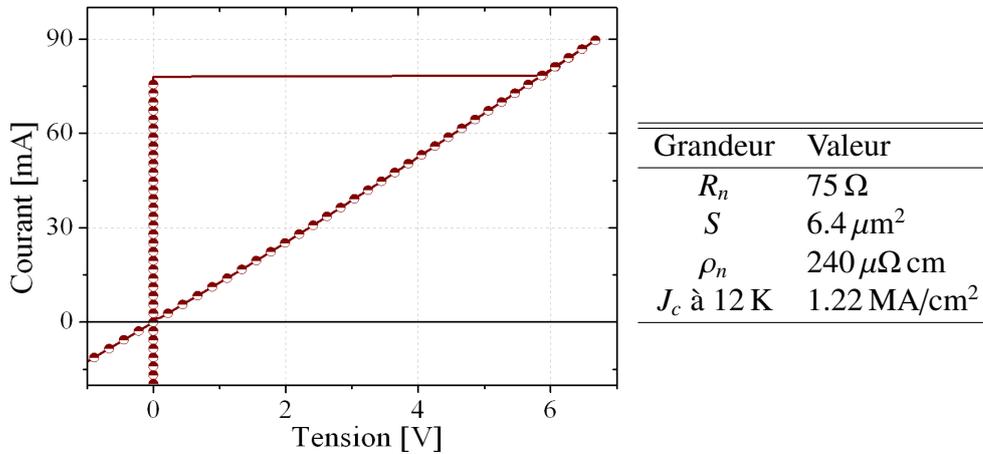


FIG. 3.16 – Caractéristique I-V d'une ligne de NbN. Les valeurs relatives à la mesure sont résumées dans le tableau à droite de la figure. R_n = résistance normale de la couche. S = section du pont. ρ_n = résistivité normale. J_c = densité du courant critique. On observe que la ρ_n est en bon accord avec les mesures de transport faites sur les couches.

substrats en silicium oxydé, avec l'introduction systématique d'une couche buffer en MgO.

Le buffer a un rôle double. Premièrement il favorise la croissance de la phase cubique supraconductrice du NbN (voir la section 3.3), en outre il constitue un excellent arrêt pour la gravure RIE⁴ du NbN (voir le chapitre 5).

Il y a des chances que les paramètres extrapolés dans ce paragraphe doivent être revus dans une situation multiniveaux où la tricouche est déposée au dessus d'un plan de masse commun ; on discutera plus à fond sur cette éventualité dans le chapitre 5.

Conditions de dépôt des électrodes

Les électrodes de la tricouche doivent garantir une transition supraconductrice la plus haute possible (~ 16 K) et si possible très abrupte ($\Delta T_c \sim 0.1$ K); cette condition est indispensable pour avoir un gap très élevé en fréquence, et une température de travail pour les circuits RSFQ entre 9 K et 10 K.

Un autre paramètre sur lequel il faut bien réfléchir est l'épaisseur des deux électrodes. Le problème est plus complexe pour l'électrode de base. D'un côté il faut avoir une couche pas trop épaisse pour limiter la rugosité de la surface, qui est déterminante pour l'homogénéité de la barrière, de l'autre côté l'électrode doit être plus épaisse que la longueur de pénétration London λ du matériau. Cette der-

⁴Reactive Ion Etching

nière condition est indispensable pour rendre les lignes insensibles aux couplages magnétiques introduits par les autres courants.

En se basant sur les mesures montrées dans la section précédente, on suppose pour le NbN déposé à chaud un λ d'environ 350 nm. On limite l'épaisseur de l'électrode de base à cette valeur, pour ne pas risquer d'avoir des rugosités trop élevées.

La longueur de London ne joue pas sur la définition de l'épaisseur de la contre électrode ; en effet il faut lui ajouter l'épaisseur de la ligne de prise de contact : des couches en NbN épaisses environ 800 nm (voir le chapitre 5). Au contraire la contre électrode ne doit pas être trop épaisse pour limiter la quantité de NbN à graver ; cette opération génère en effet des déchets qui sont durs à retirer.

Un rapport de type 2/3 ou mieux 3/5 entre les épaisseurs de la contre électrode et de l'électrode de base est envisageable pour mieux calibrer les temps de gravure des jonctions. Comme on le verra dans le chapitre 5, une contre électrode plus mince simplifie la gravure jusqu'à la barrière sans risquer de surgraver l'électrode de base.

La barrière

On souhaite une barrière très résistive, avec une résistivité ρ de quelques centaines de $\mu\Omega cm$, pour garantir des produits $R_n I_c$ élevés [17]. Pour simplifier l'analyse, on fait l'hypothèse que la résistivité du Ta_xN dépend de façon négligeable de son épaisseur, à condition que les variations d'épaisseur soient petites (de l'ordre de 20 nm). Selon la loi d'Ohm, la résistance de la couche vue par le courant qui traverse la jonction est :

$$R = \rho \frac{h}{A} \quad (3.6)$$

où h est l'épaisseur de la barrière et A l'aire de la jonction obtenue par lithographie de la tricouche. Dit autrement, une fois qu'on a fixé la résistivité du matériau, pour augmenter sa résistance, et donc la R_n des jonctions, il faudrait des surfaces très petites où des barrières assez épaisses.

En même temps la barrière ne doit pas être trop épaisse. Du point de vue de la jonction cela nous permet de maintenir des valeurs de courant critique assez importantes. En effet, si la barrière normale est trop épaisse, les deux paramètres d'ordre des deux supraconducteurs ne se recouvrent que partiellement ; le couplage Josephson entre les deux électrodes est donc moins bon, ce qui implique une chute du courant supraconducteur. Deuxièmement la couche de Ta_xN ne doit pas être trop épaisse, pour permettre une bonne reprise du NbN dans la contre électrode.

Pour cette raison, on commence notre étude avec des barrières assez peu épaisses (~ 10 nm) pour repérer une pression d'azote qui nous convient. On peut

alors faire varier l'épaisseur entre des limites raisonnables pour affiner les propriétés résistives de la barrière dans la plage de température qui nous intéresse. Les modèles de barrière et les mécanismes de transport dans la jonction de type NbN/Ta_xN/NbN seront mieux traités en section 4.3.

Autres paramètres

Tous les dépôts sont effectués in-situ pour limiter la contamination des couches pendant l'empilement. En particulier il est très important d'éviter la formation d'oxydes sur la surface de l'électrode de base et de la barrière ; cela empêche la formation de structures de type SINIS qui peuvent altérer le fonctionnement de la jonction.

Le conditionnement thermique de la chambre pendant la réalisation du procédé est aussi extrêmement important ; il s'agit d'un processus multi-étapes qui peut durer dans l'ensemble de 8 à 10 heures.

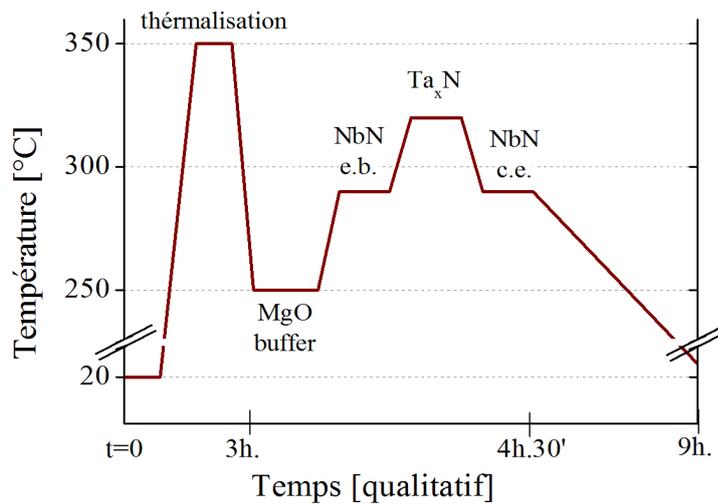


FIG. 3.17 – Déroulement du procédé de dépôt d'une tricouche NbN/Ta_xN/NbN. L'échelle des temps est qualitative. Après une période de thermalisation et dégazage de la chambre, on descend à 250 °C pour le dépôt de la couche tampon de MgO. Ensuite on monte autour de 300 °C pour le dépôt de la tricouche.

Après l'introduction du substrat dans l'enceinte, on thermalise la chambre à une température supérieure à celle de dépôt (dans notre cas 350 °C sont suffisants). Le but est de dégazer les parois et les pièces mécaniques de l'enceinte par chauffage, et donc améliorer la qualité du vide à chaud avant le dépôt. On baisse donc la température jusqu'à 250 °C pour permettre à la pompe cryogénique de bien vider l'atmosphère, et on observe la pression obtenue. Si sa valeur est de l'ordre

de 10^{-7} mbar nous passons à l'étape suivante, autrement il faut suivre un nouveau conditionnement thermique.

Ensuite chaque matériau est pulvérisé à une température différente. Le buffer de MgO est réalisé à 250 °C, température au delà de laquelle sa qualité commence à se dégrader [74]. On monte donc à 290 °C pour le dépôt du NbN ; cette température est choisie pour obtenir une surface assez lisse, sans entre-temps risquer de nucléer la phase hexagonale parasite du NbN. La barrière est pulvérisée à des températures supérieures, autour de 330 °C, pour améliorer sa structure, pendant que pour la contre électrode on redescend à 290 °C. Avant de pouvoir sortir l'échantillon, il faut enfin laisser refroidir le porte-substrat jusqu'à la température ambiante, pour éviter des chocs thermiques qui peuvent introduire des contraintes dans les couches. La figure 3.17 résume toutes ces étapes, et leur durée moyenne. On présente enfin dans le tableau 3.8 les paramètres typiques d'une tricouche, du même type de celles utilisées pour la réalisation des jonctions.

Couche	Matériau	d_{Ar} sccm	d_{N2} sccm	p_{tot} 10^{-2} mbar	p_{N2} %	P kW	T °C	t s	ép. nm
buffer	MgO	70	37	1.35	7.5	0.55	250	75	12
el.b.	NbN	88	46	1.88	10.5	1.5	290	105	350
barr.	Ta _x N	65	125	1.15	40	0.5	330	80*	~ 10
c.el.	NbN	88	46	1.88	10.5	1.5	290	63	210

TAB. 3.8 – Valeurs typiques relatives au dépôt d'une tricouche de type NbN/Ta_xN/NbN. d = débit des gaz, p = pression, P = puissance, T = température, t = temps, p = épaisseur. La barrière est déposée avec un pourcentage d'azote autour du 40%, ce qui assure un comportement très résistif du Ta_xN. * dépôt en rotation.

Résultats

L'étude de l'évolution des résistivités mesurées à température ambiante nous donne des informations intéressantes sur la qualité et la reproductibilité des tricouches.

En particulier, les tricouches déposées à 300 °C avec les mêmes paramètres ont montré une dispersion sur la résistivité inférieure à 1%. Par exemple $\rho = 145 \mu\Omega \text{ cm} \pm 1\%$ pour la tricouche décrite dans le tableau 3.8. Cela peut être interprété comme une bonne reproductibilité des paramètres de pulvérisation.

Le chauffage semble jouer un rôle favorable sur les propriétés électriques des films, si on considère que les mêmes films mesurés montrent une résistivité dégradée de $216 \mu\Omega \text{ cm}$ quand ils sont produits à température ambiante.

On a constaté une dégradation analogue pour les tricouches déposées à chaud sur un plan de masse ; aussi dans ce cas l'augmentation de résistivité se joint à une rugosité plus haute, observée au microscope optique ; même pour une observation de la tricouche à l'oeil la surface apparaît moins métallique par rapport à celle déposée directement sur le substrat adapté.

Comme dans le cas des couches de NbN, la lithographie a pour effet d'augmenter la résistivité des couches, dans ce cas de $\rho = 145 \mu\Omega \text{ cm}$ à $340 \mu\Omega \text{ cm} \pm 10\%$. Nous avons ensuite analysé l'évolution de la résistivité des tricouches en fonction de la température, en se servant de ponts analogues à ceux utilisés pour les couches de NbN (cf sec. 3.3.2). L'étude croisée entre les paramètres de dépôts et l'observation des températures critiques nous a permis, après quelques essais avec des transitions supraconductrices larges et mal définies, d'optimiser les conditions de pulvérisation. Les caractéristiques $\rho - T$ montrent de façon reproductible des températures critiques $> 15 \text{ K}$ avec des largeurs de transition $< 0.1 \text{ K}$. La figure 3.18 montre la transition pour deux tricouches différentes.

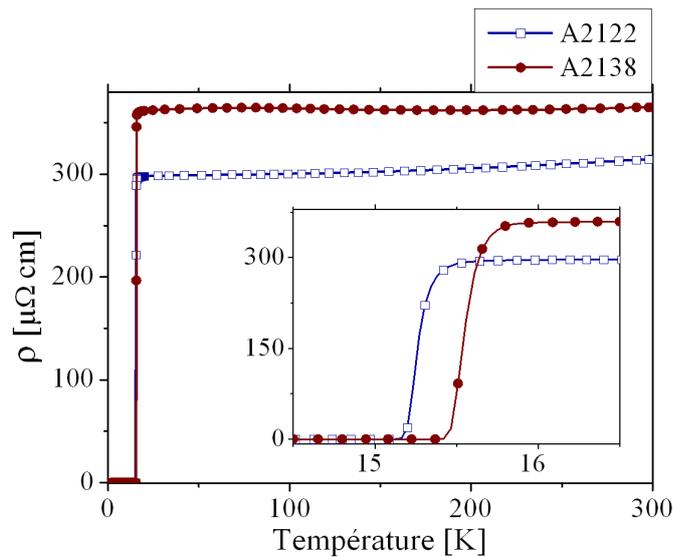


FIG. 3.18 – Evolution de la résistivité en fonction de la température pour deux différentes tricouches déposées avec les mêmes paramètres. Les deux couches montrent un profil assez similaire, avec une température critique supérieure à 15 K et une transition très étroite.

Si on considère la résistivité des deux couches, on observe un écart beaucoup plus grand que celui mesuré sur les tricouches juste après le dépôt. On conclut que les étapes technologiques suivant la pulvérisation des couches ont un impact négatif aussi sur la dispersion des paramètres.

Pour les propriétés des jonctions Josephson obtenues à partir des tricouches décrites on renvoie au chapitre 4 qui traite en détail ce sujet.

3.5 Synthèse

Dans ce chapitre nous avons étudié les propriétés des couches minces de nitrure de tantale et de niobium déposées par pulvérisation cathodique.

Nous avons réalisé plusieurs échantillons de Ta_xN en faisant varier les conditions de pulvérisation. Les mesures de transport électrique ont révélé une relation marquante entre la pression partielle d'azote et la résistivité des couches. Pour des pressions de N_2 inférieures à 10% le Ta_xN a un comportement presque métallique, et transite dans l'état supraconducteur au dessous de 4 K. Le matériau est de plus en plus résistif pour des nitrurations plus élevées, jusqu'à la transition vers l'état isolant pour $p_{N_2} > 20\% p_{tot}$.

Le diagramme de poudre obtenu par diffraction de rayons-X montre que les couches de Ta_xN ont de préférence une phase cubique à faces centrées, avec un paramètre de maille a_{\perp} de 4.38 Å ; cela est optimal pour une bonne croissance de la barrière au dessus du NbN. Grâce à la microscopie par force atomique on a constaté que, même pour des épaisseurs très minces (~ 7 nm), on est capable de déposer du Ta_xN très lisse et compact, sans trous ni contraintes particulières ; cela représente une condition indispensable pour l'homogénéité de la barrière. Tous ces éléments confirment notre intérêt pour le Ta_xN comme barrière très résistive et très adaptée au NbN en termes de structure pour la réalisation des jonctions Josephson.

Une partie de notre temps a été consacrée à l'étude des couches de NbN. Nous avons étudié les propriétés supraconductrices des films déposés sur un substrat de silicium oxydé. Afin de favoriser la croissance de la phase cubique du NbN, nous avons utilisé une couche buffer de MgO. Les couches présentent une température critique de 16 K, avec une transition très étroite, ce qui confirme leur bonne qualité supraconductrice. La diffraction X a montré des films bien texturés dans la phase cubique ; le paramètre de maille a_{\perp} est 4.38 Å, comme dans le cas du Ta_xN .

On s'est ensuite intéressé à l'utilisation du NbN dans les lignes supraconductrices, le but étant de voir l'impact de la technologie sur la qualité électrique des couches. Grâce à des mesures I-V sur les ponts, on a estimé la densité de courant critique des lignes : 1.2 MA/cm^2 à 12 K. La valeur de résistivité normale des ponts est de $240 \mu\Omega \text{ cm}$, en bon accord avec ce qu'on a trouvé lors des mesures R-T.

Nous avons enfin étudié les tricouches NbN/ Ta_xN /NbN qui servent pour la réalisation des jonctions Josephson. Les paramètres de dépôt des simples couches ont été examinés attentivement en fonction des résultats précédents, ainsi que des contraintes technologiques, telles que la longueur de pénétration de London du

NbN et la rugosité due à l'épaisseur. Les films réalisés montrent une température critique autour de 15.5 K, et une transition supraconductrice abrupte, avec une largeur inférieure à 0.1 K.

Tous les éléments recueillis nous permettent désormais d'étudier les propriétés des jonctions Josephson réalisées dans cette technologie, ce qui sera l'objet du chapitre 4.

Chapitre 4

Etude de jonctions NbN-Ta_xN-NbN

Dans ce chapitre on présente et analyse les résultats relatifs au fonctionnement des jonctions Josephson. Dans le premier paragraphe on introduit brièvement les deux types de jonction analysées dans cette étude, suivant le procédé de réalisation utilisé, respectivement le SNOP¹ et le SNEP². On décrit ensuite le banc de mesure cryogénique, élaboré en collaboration avec E. Baggetta, ainsi que les outils d'acquisition utilisés pendant le test. On analyse les problématiques qui peuvent conduire à l'échec du test, ainsi que les remèdes possibles.

Le deuxième paragraphe reprend et approfondit la théorie sur les jonctions Josephson, avec un regard particulier sur les jonctions diffusives dans la limite sale. On élabore un ensemble d'hypothèses qui permettent de justifier notre choix du modèle de jonction dans le cas des tricouches NbN/Ta_xN/NbN, en mettant bien en évidence les limites de validité de ces hypothèses. Il apparaît que les modèles classiques de jonctions sont partiellement inadéquats à décrire une barrière proche de la transition métal-isolant, et on offre des approches alternatives à la question.

La dernière partie du chapitre est totalement dédiée à l'analyse des résultats ; nous avons délibérément regroupé en deux sections différentes les résultats relatifs aux deux types de jonction. On décrit le comportement des paramètres clés des jonctions, tels que la densité de courant critique et la tension caractéristique en fonction de la température. On analyse la résistivité de la barrière Ta_xN ; on la met en relation avec la tension caractéristique et avec les paramètres de dépôt. A partir des mesures faites, on estime des paramètres physiques importants, tels que la longueur de cohérence normale et la constante de diffusion dans la barrière. Ces résultats et d'autres

¹SNOP : Selective Niobium Overlap Process

²SNEP : Selective Niobium Etching Process

sont utilisés pour valider les choix faits parmi les modèles théoriques de jonction présentés dans ce chapitre.

Des mesures de jonction dans le régime dynamique permettent, à travers l'observation des marches de Shapiro, de vérifier la bonne réponse Josephson en fréquence des jonctions. Des mesures de diffraction sous champ magnétique permettent de faire des estimations sur la longueur de pénétration du NbN. Les performances des jonctions sont mises constamment en relation avec le travail précédemment fait dans le laboratoire, ainsi qu'à l'état de l'art actuel de cette technologie. Cela permet de mieux placer et évaluer le contenu du travail effectué. On compare enfin les résultats obtenus pour les deux procédés, SNOP et SNEP, et on propose une explication aux différences de comportement entre les deux.

4.1 Structure des jonctions

Plusieurs techniques différentes sont possibles pour fabriquer des jonctions Josephson [5, 12]. Dans le cadre de ma thèse, j'ai travaillé exclusivement avec deux catégories de jonctions, selon le procédé utilisé pour les réaliser. Dans ce paragraphe nous nous limitons à décrire les aspects généraux de ces méthodes, le but étant de clarifier les principales différences entre les deux. On renvoie au cinquième chapitre pour plus de détails, ainsi que pour plus d'explications sur les outils de salle blanche utilisées.

Je tiens à souligner que les masques utilisés pour la fabrication des jonctions SNEP ont été dessinés par moi pendant la première année de thèse, en collaboration avec E. Baggetta qui a étudié les circuits RSFQ [7]. J'ai en outre effectué le travail d'adaptation du procédé SNEP, ainsi que d'actualisation du procédé SNOP, aux techniques de salle blanche à présent disponibles dans les équipements de la salle PROMES.

4.1.1 Procédé SNOP

Le procédé SNOP (Selective Niobium Overlap Process) est sans doute le procédé de photolithographie le plus simple pour la réalisation des jonctions Josephson à partir d'une tricouche [82, 83]. Il est aussi le plus court, car il prévoit seulement deux photomasques pour définir les motifs ; un troisième niveau de masque est en général nécessaire pour les plots des contacts. Le fait d'utiliser un procédé bref nous permet de nous concentrer sur le paramétrage de la tricouche NbN/TaxN/NbN, tout en limitant l'influence des autres étapes de fabrication.

Une autre particularité du procédé SNOP est le fait que l'aire des jonctions est définie en deux temps différents, par superposition de deux lignes. On résume

ci-dessous les étapes principales de fabrication.

Niveau 1. La tricouche NbN/Ta_xN/NbN est déposée. Le premier masque (lithographie + gravure) sert à définir les motifs de la tricouche, et la longueur des jonctions. Un isolant (typiquement du MgO) est donc déposé par auto-alignement (dépôt + lift-off), pour passiver les flancs des jonctions, et éviter des courts-circuits entre les électrodes.

Niveau 2. On effectue un décapage sur la tricouche pour enlever l'oxyde de la surface. On dépose du NbN épais qui servira pour sortir le signal électrique de la contre-électrode. Le deuxième masque (lithographie + gravure) définit les pistes de connexion, ainsi que la largeur des jonctions. La contre électrode est également gravée lors de cette étape.

Niveau 3. Le troisième masque (lithographie) sert à définir les plots pour les contacts. Après un décapage, on dépose une couche qui assure un bon contact électrique (de l'or ou de l'aluminium). Le lift-off des plots complète la fabrication.

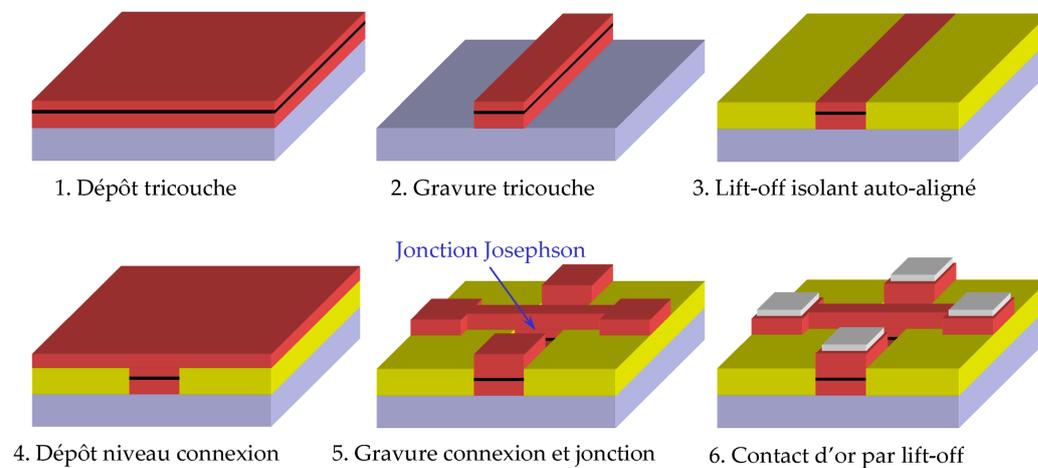


FIG. 4.1 – Différentes étapes constituant le procédé lithographique de type SNOP.

La figure 4.1 montre dans le détail l'enchaînement des étapes décrites. Tous les

paramètres du procédé SNOP typiquement utilisés pendant la thèse sont illustrés en appendice B.1.

Le procédé SNOP permet de réaliser rapidement plusieurs jonctions carrées de différente taille, variable entre $1.5 \times 1.5 \mu\text{m}^2$ et $30 \times 30 \mu\text{m}^2$. Dû au procédé utilisé, les jonctions ont une géométrie en croix ; la figure 4.2 montre l'image d'une structure typique. Pour récupérer le signal de l'électrode de base, on utilise des jonctions parasites. Ces jonctions ont une aire beaucoup plus large par rapport aux jonctions testées ; en conséquence elles ont un courant critique plus élevé (typiquement de 10 fois), et se comportent comme des courts-circuits qui ne gênent pas une mesure à 4 pointes.

Le même jeu de masque prévoit aussi la réalisation de séries de jonctions de large surface ($10 \times 10 \mu\text{m}^2$ et $30 \times 30 \mu\text{m}^2$). La simplicité de la technologie SNOP ne permet pas en général d'implémenter dans ce procédé des circuits très complexes en termes d'interconnexions et de géométries.

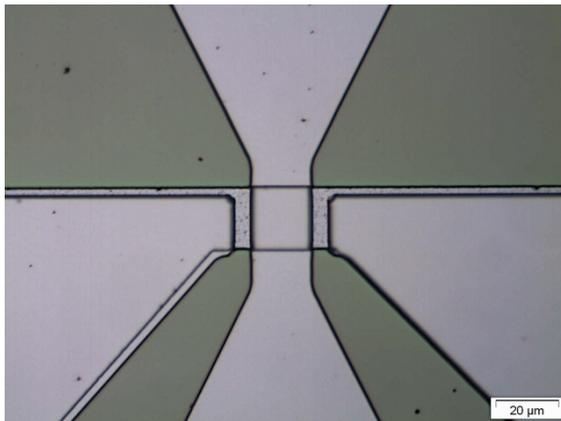


FIG. 4.2 – Photographie au microscope optique d'une jonctions de type SNOP. L'aire de la jonction correspond à l'intersection entre les deux lignes : l'électrode de base (ligne horizontale) définie dans l'étape lithographique 1, et la contre électrode (ligne verticale) définie dans l'étape numéro 2. Le signal électrique de l'électrode de base sort à travers des jonctions parasites de grande taille, aux deux côtés de la vraie jonction.

4.1.2 Procédé SNEP

Le procédé SNEP (Selectively Niobium Etching Process) prévoit 5 niveaux de photomasques [84]. Comme indiqué par son nom, à la différence du SNOP, la jonction n'est pas définie par la superposition de deux lignes, mais par gravure dans une seule étape. Cette variante permet de choisir la géométrie des dispositifs ; cependant on paie cette liberté avec un niveau de photo-masque supplémentaire.

L'étude de ce procédé nous donne accès à des informations précieuses, concernant l'intégration des jonctions dans des architectures plus complexes ; on ne doit pas oublier que le but est toujours d'utiliser nos jonctions dans des circuits RSFQ. On résume ci-dessous les étapes principales de fabrication.

Niveau 1. La tricouche NbN/Ta_xN/NbN est déposée. Le premier masque (lithographie + gravure) sert à définir les motifs de la tricouche.

Niveau 2. Un deuxième masque est utilisé pour définir la surface de la jonction (lithographie + gravure) ; cette gravure s'arrête sur l'électrode de base. Sans enlever la résine, on dépose une couche mince d'isolant par auto-alignement (dépôt + lift-off), communément du MgO. Cet isolant est crucial pour le fonctionnement des jonctions, car il sert à passiver les flancs gravés, et empêcher des courts-circuits entre les deux électrodes.

Niveau 3. On dépose un deuxième isolant (lithographie + dépôt), communément du SiO₂ ou du Si₃N₄ en couche épaisse (de l'ordre de l'épaisseur de la contre-électrode) pour renforcer l'isolation des jonctions. Les motifs sont dans ce cas définis par lift-off.

Niveau 4. Après décapage pour reprendre le contact électrique sur la contre-électrode, on dépose le NbN qui sert pour les lignes de connexion (lithographie + gravure).

Niveau 5. Le dernier masque (lithographie) sert à définir les plots pour les contacts. Après un décapage, on dépose une couche qui assure un bon contact électrique (de l'or ou de l'aluminium). Le lift-off des plots complète la fabrication.

La figure 4.3 montre dans le détail l'enchaînement des étapes décrites. Les paramètres typiques du procédé SNEP élaboré en cours de cette thèse sont résumés dans l'appendice B.2. Le jeu de masque NbN-RSFQ-1 élaboré pendant cette thèse (voir le chapitre 5) prévoit la réalisation de plusieurs dispositifs en technologie SNEP. Les jonctions sont rondes et carrées, avec une aire variable entre $3\ \mu\text{m}^2$ et $36\ \mu\text{m}^2$. La figure 4.4 montre une jonction typique.

Le jeu de masques prévoit en outre des réseaux des jonctions en série (500 ou 1000), ainsi que des squids DC. Ces dispositifs sont à présent fabriqués et stockés en attente d'être mesurés ; leur test sera fait dans les mois à venir dans le cadre du projet ANR HyperSCAN.

Une variante du procédé SNEP est le procédé tricouche SNAP (Selective Niobium Anodisation Process) [85]. Dans ce cas, juste après la gravure de la contre-électrode, on utilise un procès d'anodisation pour créer une nanocouche d'oxyde Nb₂O₅ sur les flancs de la jonction. Cette technique se substitue au dépôt d'isolant par auto-alignement, et permet d'éliminer l'étape suivante de lift-off. Notre salle blanche n'est pas dotée des équipements pour anodiser les couches, on a donc écarté cette opportunité³.

³Le procédé SNAP introduit en outre des contraintes supplémentaires, comme par exemple la nécessité d'interconnecter toutes les structures à anodiser, et des effets de bords difficiles à maîtriser.

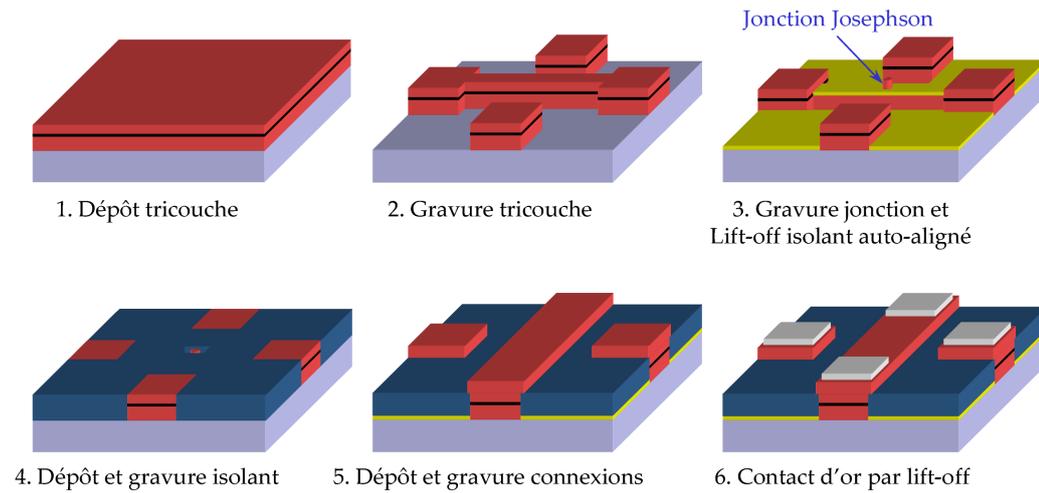


FIG. 4.3 – Différentes étapes constituant le procédé lithographique de type SNEP.

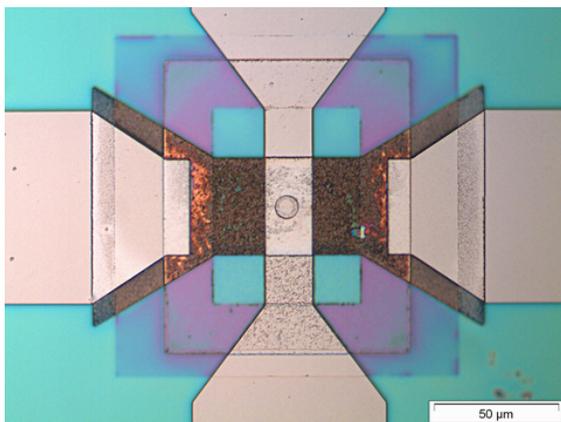


FIG. 4.4 – Photographie au microscope optique d'une jonction de type SNEP. La jonction est le cercle rond (diamètre de $6\mu\text{m}$) situé au croisement entre les deux lignes. La ligne horizontale (marron foncé) constitue l'électrode de base. La fenêtre carrée autour de la jonction est l'isolant relatif au niveau 3. Les plots pour les contacts ne sont pas visibles.

4.2 La mesure électrique

4.2.1 Le montage des échantillons

Un problème concret auquel on a dû constamment faire face au cours de la thèse est le montage des échantillons pour le test cryogénique. Les contacts sur la puce doivent être résistants aux chocs thermiques et mécaniques, en plus ils ne doivent introduire des parasites résistifs et capacitifs que d'amplitude limitée, pour ne pas fausser les résultats du test. En outre la manipulation des échantillons pendant le montage peut endommager les jonctions, à cause des décharges électrostatiques accidentelles à travers la barrière.

Immédiatement après la fin du procédé de fabrication, on recouvre le wafer avec une couche de résine protectrice (1.5 μm de S1813 chauffée à 100 °C pendant 30"). On découpe alors le wafer avec une scie semi-automatique, et on dépose ensuite les puces dans des boîtes spéciales anti-choc électrostatique. Les puces sont enfin stockées dans une atmosphère protégée en salle blanche, en attente d'être testées.

L'échantillon sous examen est rincé à l'acétone et à l'isopropanol avant son utilisation. On le monte ensuite sur un support en époxy, doté de pattes pour la sortie des signaux. Pour fixer l'échantillon sur le support on utilise une colle de type General Electric, qui a l'avantage de bien supporter les cycles thermiques entre 300 K et 4.2 K. D'autres supports qui permettent de mieux conduire la chaleur, et donc contribuer à une meilleure thermalisation de l'échantillon à froid sont toujours à l'étude ; dans ce cadre le support en cuivre nous semble la meilleure alternative.

Pour sortir les signaux de la puce, on utilise une machine de soudure de fils d'or. Une décharge d'ultrasons permet de souder le fil sur le plot ; l'autre côté du fil est ensuite soudé avec de l'étain sur le pin du support à l'aide d'un fer à souder relié à la masse. La qualité électrique et mécanique des soudures dépend fortement du matériau utilisé pour les contacts sur puce (alternativement de l'or ou de l'aluminium), des oxydations sur la surface des plots, ainsi que de la propreté générale de l'échantillon.

Pour envisager un test des circuits RSFQ, où le nombre des contacts sur puce peut facilement monter à quelques dizaines, le montage par soudure de fils d'or n'est plus souhaitable. Cette méthode serait en effet à la fois trop longue (une demi heure pour 4 fils environ) et incertaine (fils cassés, plots de contact arrachés). Pour cette raison une solution de bonding alternative est déjà en cours d'étude au sein de l'équipe, basée sur une approche de type flip-chip [86]. E. Baggetta a présenté un prototype de cette technique dans sa thèse [7], et l'optimisation de cette méthode a

été prise en charge par la société grenobloise ID3-Semiconducteurs⁴ dans le cadre du projet HyperSCAN.

4.2.2 Le banc de mesure

Toutes les expériences décrites dans ce chapitre ont été effectuées au laboratoire de cryophysique dans le CEA-Grenoble. Ici j'ai pu profiter des outils et des solides compétences dans le domaine de la cryogénie mises à disposition des étudiants en thèse.

Pour toutes les mesures à basse température (entre 4.2 K et 20 K) on utilise des *dewar* d'hélium. Dans ces bouteilles, qui contiennent jusqu'à 100 l de liquide, l'hélium gazeux est maintenu à la pression atmosphérique par un tuyau qui va vers une récupération de gaz centralisée. Le dewar est doté d'un col de 50 mm pour l'insertion des cannes de test.

En collaboration avec E. Baggetta, nous avons mis au point deux cannes de mesure différentes pour les jonctions Josephson. Les deux outils sont assez différents dans leur conception et le type de mesures qu'ils permettent ; ci-dessous nous allons détailler les avantages et les désavantages de chaque système.

Canne de mesure numéro 1

Emploi : utilisée pour le test rapide des jonctions Josephson, et le test sous champ magnétique. Voir la figure 4.5 (a).

Connectique : le support en époxy est fixé par pression sur un support standard de type "DIL". Le support est vissé sur une plaque de cuivre de thermalisation, fixée en bas de la canne. Le signal sort de la canne à travers des paires torsadées ; cela donne un meilleur blindage électromagnétique des signaux contre les parasites, à condition que sur chaque paire se trouvent deux amenées de courant reliées à la même charge.

Calorimètre : l'échantillon est plongé directement dans l'hélium. Cela nous permet de descendre très rapidement en température ; toutefois on est limité aux seuls tests à 4.2 K.

Thermomètre : en rhodium-fer.

Blindage : la bouteille d'hélium constitue un bon blindage électrique ; à cela il faut aussi ajouter le blindage des paires torsadées. Pour cette canne nous n'avons pas prévu des blindages magnétiques particuliers.

Irradiation RF : pas prévue.

⁴<http://www.id3semiconductors.com/>

Champ Magnétique : une bobine de cuivre alimentée par un courant DC permet de générer des champs magnétiques statiques orientés dans le plan de la jonction. La bobine a un diamètre extérieur de 48 mm, et compte environ 1500 tours. L'étalonnage a été fait avec une sonde à effet Hall de type axiale. Le champ généré est de 40 Gauss pour 100 mA avec une résolution de 1 Gauss environ ; la résolution diminue au dessous de 10 Gauss.

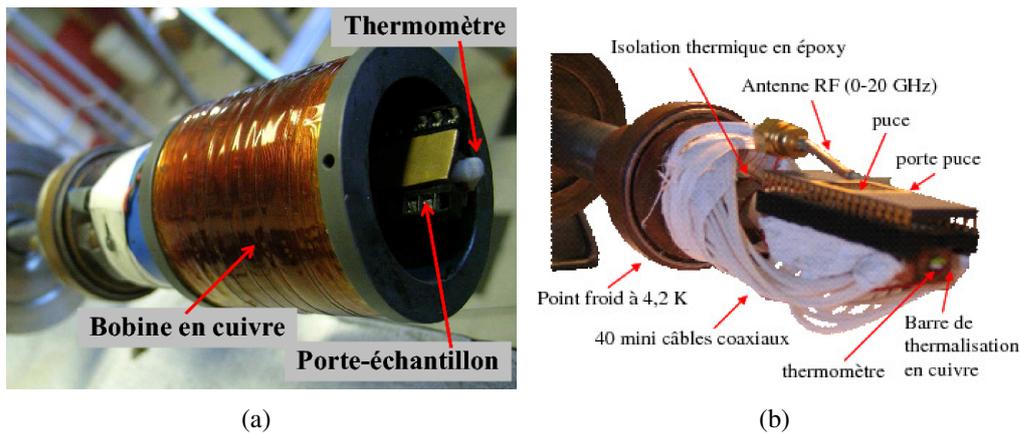


FIG. 4.5 – (a) canne de mesure numéro 1. La bobine est montée autour du porte échantillon en cuivre. (b) canne de mesure numéro 2. On voit bien les 40 contacts coaxiaux, et l'antenne pour l'irradiation RF, montée au dessus de l'échantillon.

Canne de mesure numéro 2

Emploi : utilisée pour les tests en température et la mesure des marches de Shapiro. Voir la figure 4.5 (b).

Connectique : 40 câbles coaxiaux flexibles nous permettent de prendre les contacts sans être limités par la géométrie des circuits, ce système a été conçu en perspective des tests RSFQ de type quasi-statique [7].

Calorimètre : afin d'obtenir une bonne stabilité en température au dessus de 4.2 K, nous recourons à un calorimètre monté au bout de la canne. On vide le calorimètre à travers une pompe jusqu'à environ 0.1 mbar, pour éviter la liquéfaction de l'air à très basse température. Ensuite on introduit la canne dans le dewar, et on utilise un tuyau en caoutchouc pour mettre en communication l'atmosphère de la bouteille avec l'intérieur de la canne. L'équilibre du gaz entre la bouteille et l'intérieur du calorimètre nous assure la stabilité thermique. Pour faire varier la température il est suffisant de changer la hauteur du calorimètre entre le col de la bouteille et la surface du liquide. Le principe de fonctionnement est illustré en figure 4.6.

Avec ce système on obtient une bonne stabilité jusqu'à 12 K : la température peut varier de ± 0.1 K dans une demi-heure. Cependant le temps de thermalisation est beaucoup plus long (env. 45 minutes), auquel il faut aussi ajouter 30 minutes pour previder le calorimètre. En plus le calorimètre a une masse thermique très grosse à dissiper avant de descendre jusqu'à 4.2 K, ce qui constitue une consommation d'hélium élevée.

Thermomètre : oui.

Blindage : le blindage électrique est constitué par le dewar, et par les câbles coaxiaux. En outre le calorimètre est équipé d'une feuille de μ -métal à l'intérieur et d'un écran en plomb tout autour. Cela permet de couper les champs magnétiques statiques extérieurs.

Irradiation RF : un fil coaxial semi-rigide logé dans la canne amène des radiofréquences au niveau de l'échantillon. Le fil a été dénudé au-dessus de la jonction pour former une antenne de type $\lambda/4$. Une source extérieure accordable permet de générer des radiofréquences à puissance variable entre 6 GHz et 20 GHz.

Champ Magnétique : pas prévu.

4.2.3 Outils d'acquisition

Pour sortir les signaux de la canne, on utilise des connecteurs JAGER étanches à 12 pins. Des boîtiers supplémentaires permettent de brancher les JAGER avec des connecteurs BNC, beaucoup plus pratiques à utiliser. Des filtres passe-bas (DC-2 MHz) placés à ce niveau coupent le bruit à haute fréquence. Les câbles BNC partent enfin vers les appareils, où l'on peut choisir entre deux configurations de mesure différentes.

Système Dynamique

Un générateur de signaux triangulaires à basse fréquence (10 Hz-10 kHz) alimenté sur batterie contrôle le fonctionnement des jonctions. La tension de commande est convertie en courant de polarisation par une résistance de 1 kOhm en série. L'utilisation d'une source sur batterie permet d'éliminer le bruit 50 Hz qui provient du réseau électrique.

La tension aux bornes de la jonction est envoyée sur un oscilloscope analogique Tektronix 7603, qui nous permet d'observer immédiatement la caractéristique I-V des dispositifs. Par rapport à un système d'acquisition numérique, l'oscilloscope analogique ne présente pas de bruit d'échantillonnage ; on peut donc

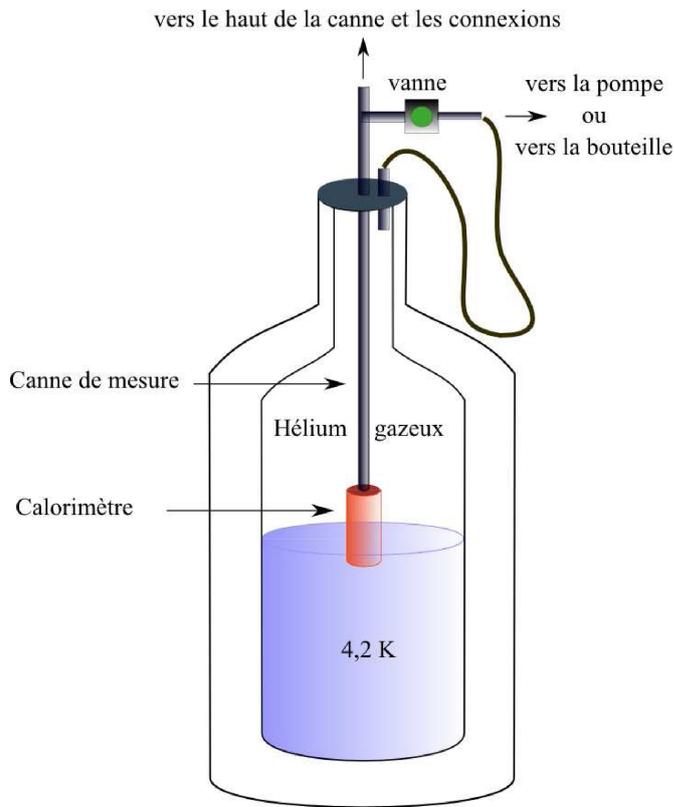


FIG. 4.6 – Principe de fonctionnement des mesures en température entre 4.2 K et 20 K. L'échantillon se trouve dans le calorimètre (rouge) qui a été vidé avant son introduction dans la bouteille d'hélium. Un tuyau en caoutchouc assure l'équilibre entre la pression dans la bouteille et la pression dans la canne de mesure. En choisissant la hauteur du calorimètre par rapport au niveau d'hélium on peut régler sa température. L'hélium gazeux à l'intérieur du calorimètre favorise l'échange thermique entre l'échantillon et les parois.

bénéficier de mesures plus propres. En outre des amplificateurs différentiels placés en entrée permettent d'obtenir des résolutions de $5\ \mu\text{V}$. En revanche le Tektronix ne possède pas de sortie numérique pour la récupération des données ; c'est la raison pour laquelle certains résultats seront présentés sous forme de photographies. Il faut noter enfin que la mesure est reliée à la terre seulement à travers l'oscilloscope ; avec cette précaution on évite des éventuelles boucles de masse.

Système Statique

Le système de génération et acquisition des signaux quasi-statiques comprend une source de courant DC Keithley 6220 avec une résolution de 100 fA et un nanovoltmètre Keithley avec un bruit de 250 nV. Les deux appareils sont pilotés via une liaison GPIB par le logiciel Labview.

Ces appareils ont un seuil de bruit très bas, on peut donc bénéficier de mesures propres, avec un nombre de points élevé (jusqu'à 2000 pour chaque caractéristique). En revanche, la mesure de nature statique prend plus de temps, et chauffe les dispositifs beaucoup plus qu'une mesure dynamique ; il est donc plus probable d'observer sur les courbes des hystérésis dues à l'échauffement des circuits, qui se manifestent comme des tensions plus élevées lors de la diminution du courant de polarisation que lors de la montée.

4.2.4 Problèmes de test

Les problèmes qui sont susceptible d'amener à l'échec du test des jonctions peuvent avoir des origines différentes. Dans le pire des cas le résultat est l'impossibilité d'obtenir une mesure, autrement il s'agit plutôt d'une courbe faussée, trop bruyante, ou privée de sens physique. Nous avons testé de nombreux échantillons en cours de cette thèse, comme des jonctions issues de différents procédés et technologies pour avoir des points de comparaison. Je regroupe ici les problèmes les plus communs dans trois groupes selon leur origine : procédé de fabrication, montage, test.

Fabrication

Les étapes technologiques critiques pendant la réalisation des jonctions seront détaillées dans le chapitre 5. Pour l'instant on se limite à dire qu'une simple méprise ou le mauvais fonctionnement d'un équipement lors d'une de ces étapes peut compromettre le fonctionnement des dispositifs ; ce que c'est pire : on ne peut constater ce problème que lors du test des jonctions. Souvent nous avons rencontré des problèmes d'isolation des jonctions, de courts-circuits, de résistances

de contact très élevées, ainsi que de rupture des lignes au niveau des marches à franchir.

L'échec le plus critique a été la surgravure dans certains wafers de l'électrode de base pendant la définition des jonctions. Cela réduit considérablement le courant critique de l'électrode, devenu comparable à basse température avec celui de la jonction ; le résultat est l'impossibilité de polariser la jonction au dessus de ce courant critique, pour éviter que l'électrode ne transite avant la jonction.

Montage

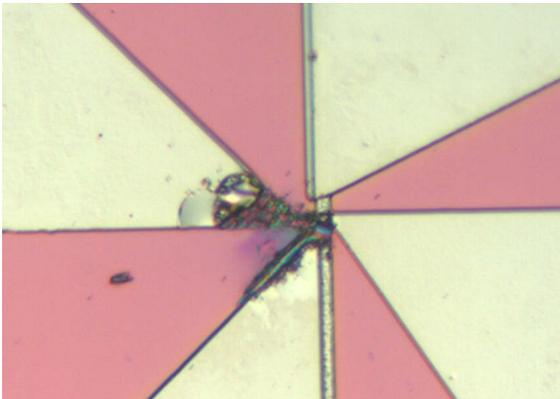


FIG. 4.7 – Jonction cassée suite à des décharges électrostatiques : la photographie au microscope optique montre une jonction SNOF de petite taille ($3 \times 3 \mu\text{m}^2$). La fusion de la barrière s'est étendue jusqu'aux bras.

Le problème le plus commun relatif au montage est la fusion de la jonction suite à une décharge électrostatique involontaire. La figure 4.7 montre le cas d'une jonction détruite de cette manière. Un autre souci relatif au montage est la robustesse des contacts. Lors du placement dans la canne et l'immersion dans l'hélium liquide et bouillant, les fils sur la puce sont sujets à des contraintes mécaniques et chocs thermiques inévitables. Dans cette condition les fils d'or peuvent se casser, ou bien le contact sur le plot peut lâcher.

La plus part des circuits ouverts trouvés pendant les mesures sont attribuables à un de ces phénomènes ; malheureusement on ne peut le confirmer qu'après avoir ramené l'échantillon à température ambiante.

Test

Le laboratoire où on a effectué les mesures se trouve au deuxième étage, bien exposé au bruit électromagnétique parasite et environnemental. La jonction, même introduite dans le cryostat, reste un capteur d'ondes exceptionnel ; cette propriété remarquable se transforme en un défaut lors du test, en ajoutant du bruit qu'il faut couper avec des filtres passe-bas très sélectifs. Ces problèmes de bruit élec-

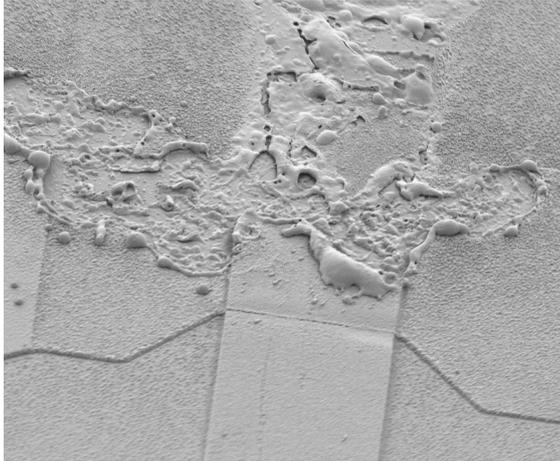


FIG. 4.8 – Jonction claquée et fondue suite à une trop forte polarisation en courant : l'image MEB montre une jonction SNEP de large taille ($20 \times 20 \mu\text{m}^2$).

trique sont plus importants lors qu'on veut analyser des structures sur l'échelle des microvolts, comme par exemple les marches de Shapiro.

Les boucles de masse dans la canne, les faux contacts et les fils qui se cassent sont aussi un problème qu'il faut toujours prendre en considération lorsqu'on essaie de comprendre les raisons d'un mauvais fonctionnement des jonctions. Dans ce cas les symptômes les plus communs sont une résistance en parallèle à la caractéristique de la jonction, un court-circuit ou un circuit ouvert. Ces défauts sont les plus faciles à prévenir, avec un check-up complet de la canne avant chaque test. Les forts courants de polarisation peuvent aussi endommager la jonction. La figure 4.8 montre l'image MEB d'une jonction cassée pendant la mesure.

On cite enfin les problèmes relatifs à la stabilité en température. Même si la température dans le calorimètre est stable, une mauvaise thermalisation des jonctions peut amener à des échauffement locaux ; le résultat est une hystérésis parasite dans la caractéristique I-V, qui est plus accentuée dans les mesures en continu. Les mesures de très longue durée sont aussi limitées par la stabilité en température. Un bon exemple est le test sous champ magnétique : le courant qui passe dans la bobine chauffe le gaz ; la température de la jonction change, et donc son courant critique dérive avec le temps.

4.3 Modèle physique de la jonction

Pour simplifier son analyse, on suppose que la jonction se trouve dans le régime dc, ou stationnaire. Cette hypothèse sera toujours valable, sauf où l'on explicite le contraire. Dans cette condition les électrodes sont à l'équilibre, la différence de tension entre elles est nulle, et donc la différence de phase ne varie pas dans le temps.

Le courant qui traverse le lien faible est inférieur à I_c , et il est alimenté exclusivement par le passage des paires de Cooper qui maintiennent leur cohérence supraconductrice à travers la barrière. Pour tous les liens faibles qui manifestent un effet Josephson le courant est une fonction périodique impaire de la différence de phase φ entre les supraconducteurs. En outre on peut toujours vérifier⁵ que $I_c(n\pi) = 0$ [87].

Or, dans le cas d'une jonction tunnel idéale, constituée par une barrière diélectrique de très faible épaisseur ($< \text{nm}$) et deux électrodes de même nature, Ambegaokar et Baratoff ont démontré que la relation courant-phase est de type sinusoïdal, et le courant critique est lié au gap du supraconducteur selon la formule [16, 14] :

$$V_c = R_n I_c = \frac{\pi}{2} \frac{2\Delta(T)}{e} \tanh\left(\frac{\Delta(T)}{2k_B T}\right) \quad (4.1)$$

$$V_{C,max} [\mu\text{V}] \approx 240 T_c [\text{K}] \quad (4.2)$$

La deuxième équation nous donne la valeur maximale du produit $R_n I_c$, qui dans le cas du NbN⁶ est de 3.84 mV pour une température critique T_c de 16 K. La relation 4.1 est valide à condition que la transparence de la barrière tunnel ne soit pas trop élevée. Dans le cas contraire la densité du courant qui passe à travers la barrière est trop élevée, et cause un phénomène de dépairage dans les électrodes au voisinage du lien-faible. Le dépairage conduit à la détérioration de la supraconductivité, et donc à une altération de la (relation courant-phase) $RC\Phi$.

En dehors du domaine des jonctions tunnel, l'analyse des liens faibles génériques se complique. Avant tout on ne peut plus garantir que la $RC\Phi$ puisse être ramenée à une fonction sinusoïdale. Plus généralement cette relation est fortement influencée par la température, la géométrie du weak-link, ainsi que par les propriétés physiques et électriques des électrodes et de la barrière.

La figure 4.9 montre des différents types de $RC\Phi$. En général, si le déplacement de φ_{max} est négatif, on peut l'associer à des mécanismes qui ont lieu dans les électrodes ; au contraire si $\varphi_{max} > \pi/2$, cela est plutôt dû à mécanismes physiques

⁵Les jonctions avec une relation $I_c - \varphi$ multivaluée font exception (cf. figure 4.9).

⁶En pratique l'NbN possède une tension caractéristique supérieure à cette valeur, due à un fort couplage électron - phonon [79].

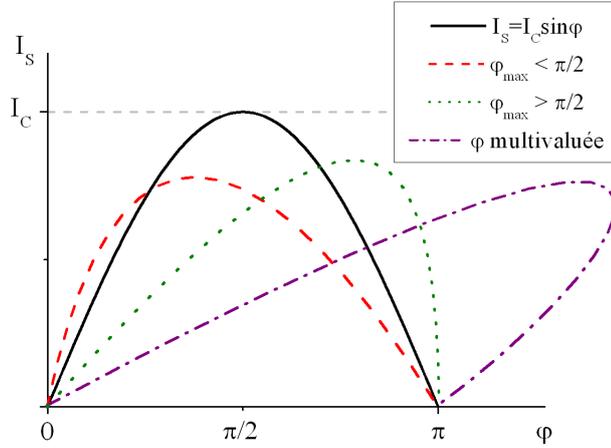


FIG. 4.9 – Figure qualitative qui montre les différentes relations courant-phase entre 0 et π . La ligne continue représente la relation sinusoïdale idéale prévue par la théorie Josephson et vérifiée dans le cas des jonctions tunnel. Les autres catégories de liens faibles peuvent s'éloigner de cette allure en fonction de leurs caractéristiques. La courbe multivaluée ne peut pas être reconduite à un effet Josephson pur, mais prend en cause des autres mécanismes, comme par exemple le fort dépairage.

dans la barrière [87]. La figure montre aussi que la courbe $RC\Phi$ peut devenir multivaluée pour $\varphi_{max} > \pi$; c'est le cas où l'effet de dépairage devient plus important que l'effet Josephson.

4.3.1 Cohérence par effet de proximité

Dans le cas d'une jonction de type sandwich SNS la conduction des paires de Cooper à travers la barrière est dominée par l'effet de proximité [14, 87]. Si l'on met en contact électrique un supraconducteur et un métal normal comme en figure 4.10, quelques paires de Cooper peuvent pénétrer dans le métal. Le paramètre d'ordre est différent de zéro à l'interface, et même dans le métal normal, où il décroît exponentiellement sur une distance ξ_n appelée longueur de cohérence normale. Si l'épaisseur d de la barrière est assez faible, alors le paramètre d'ordre est différent de zéro partout dans le métal, et la cohérence des paires garantit un flux de courant supraconducteur à travers le lien faible. Dans un mécanisme dual, l'effet de proximité est ressenti aussi par le supraconducteur, dont le paramètre d'ordre sera hors équilibre sur une distance ξ_s de l'interface, où ξ_s est la longueur de proximité inverse.

La nature de l'effet de proximité change sensiblement selon la valeur du libre parcours moyen des électrons dans le métal normal l_n . Dans le cas $l_n > (d, \xi_n, \xi_s)$, on est dans la *limite propre*, et le transport des paires de Cooper à travers la barrière est de type balistique. Au contraire, si $l_n < (d, \xi_n, \xi_s)$, on est dans la *limite sale* des jonctions, et les paires traversent le lien faible par diffusion [88]. Dans ce cas la

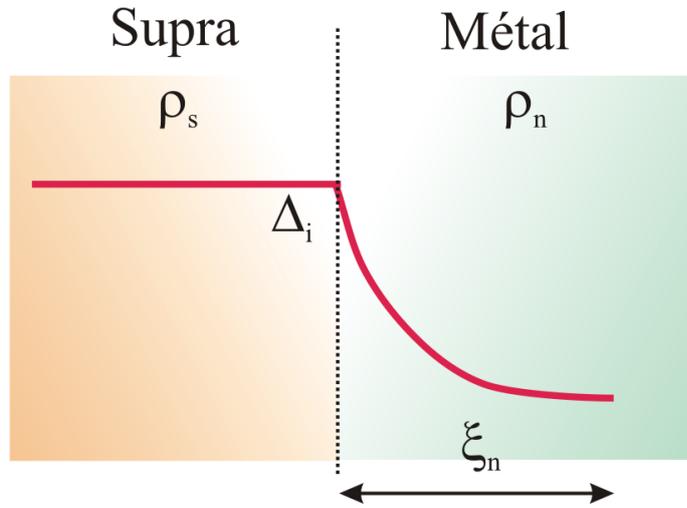


FIG. 4.10 – Effet de proximité à l’interface entre un supraconducteur et un métal normal. Le paramètre d’ordre du supraconducteur pénètre dans le métal normal, où il décroît exponentiellement sur une distance caractéristique ξ_n . ρ_n et ρ_s représentent respectivement la résistivité du métal normal et celle du supraconducteur dans son état normal.

longueur de cohérence peut être écrite de façon simple :

$$\xi_n(T) = \sqrt{\frac{\hbar D_n}{2\pi k_B T}} \quad (4.3)$$

où D_n est la constante de diffusion du métal normal, qui est liée à la vitesse de Fermi v_F par l’expression :

$$D_n = \frac{v_F l_n}{3} \quad (4.4)$$

Un paramètre important dans la description de l’effet de proximité est le niveau d’adaptation du supraconducteur à l’interface SN, qu’on définit comme paramètre de suppression γ [87] :

$$\gamma = \frac{\rho_s \xi_s}{\rho_n \xi_n} \quad (4.5)$$

ρ_n est la résistivité de la barrière, pendant que ρ_s est la résistivité à l’état normal du supraconducteur. γ représente la variation du paramètre d’ordre proche de l’interface Δ_i par rapport à sa valeur massive Δ_∞ . Dans le cas d’une mauvaise adaptation ($\gamma \ll 1$), on obtient $\Delta_i \sim \Delta_\infty$; on parle alors d’interface SN rigide, et la zone de décroissance du paramètre d’ordre est fortement confinée dans la barrière.

Dans le cas contraire ($\gamma \gg 1$), alors $\Delta_i \sim \Delta_\infty / \sqrt{2\gamma}$. Si cette hypothèse est vérifiée, la présence d’un effet de proximité inverse, et donc d’une région δ dans

les électrodes où le paramètre d'ordre est affaibli, doit être prise en compte dans une barrière d'épaisseur équivalente $d_{eff} = d + 2\delta$ [14, 87].

4.3.2 Cas du NbN/Ta_xN/NbN

A partir de considérations de nature physique et extrapolées de la littérature, on peut faire des hypothèses fortes sur la nature des jonctions NbN/Ta_xN/NbN, afin d'assimiler leur fonctionnement à des modèles existants. Ensuite, dans le paragraphe 4.4, on utilisera les résultats expérimentaux pour discuter de la validité de ces hypothèses.

- Hyp. 1** La surface de la jonction S est constante le long de la barrière, et inférieure à λ_J^2 , (λ_J longueur de pénétration Josephson), qui est normalement de l'ordre de quelques micromètres. Cette hypothèse nous permet de considérer tous les paramètres comme fonctions exclusivement de la coordonnée sur l'axe x perpendiculaire à la barrière.
- Hyp. 2** $l_n \ll (\xi_n, d)$. Cette hypothèse est plausible dans le cas d'un métal désordonné comme le Ta_xN, dont la valeur typique de l_n est une fraction de nanomètre [17]. On peut donc se placer dans la limite sale.
- Hyp. 3** $d > \xi_n$ (jonctions longues). C'est le cas de nos jonctions, avec une barrière entre 7 nm et 12 nm, si l'on considère une longueur de cohérence pour le Ta_xN entre 2 nm et 5 nm [25, 8].
- Hyp. 4** La barrière n'est jamais supraconductrice, soit $T'_c = 0$. Cela nous permet de négliger l'effet de *phase slip*, qui peut aussi perturber l'état stationnaire du paramètre d'ordre [14]. Cette hypothèse est globalement toujours vérifiée dans le Ta_xN très nitruré ; toutefois dans la structure multi-phase du Ta_xN on peut trouver des grains (îles) de nature supraconductrice [75].
- Hyp. 5** $\gamma \ll 1$. Cette hypothèse est bien vérifiée dans le cas du Ta_xN, vue sa grande résistivité. On peut donc se mettre dans la condition des interfaces rigides du côté des électrodes : c'est-à-dire la région d'affaiblissement du paramètre d'ordre coïncide avec la largeur d de la barrière. Cette hypothèse est très importante, parce qu'une augmentation de γ provoque la suppression du paramètre d'ordre au voisinage des interfaces, et donc une chute du produit $R_n I_c$.
- Hyp. 6** L'interface entre les électrodes et la barrière est très transparente. Cette hypothèse nous permet de négliger la contribution des interfaces à la résistance normale R_n . Dans le cas contraire, comme par exemple dans une jonction S/Semiconducteur/S, la désadaptation des potentiels par rapport au niveau du vide et l'accumulation des charges à l'interface peuvent amener à la formation de barrières Schottky. Le tunneling des paires à travers cette

barrière va interférer avec la conduction dans le lien faible, et distord la relation courant-phase. A la lumière des résultats obtenus dans la section 3.2 on peut considérer cette hypothèse de bonne interface validée dans le système NbN/Ta_xN/NbN.

Hyp. 7 On néglige la possibilité de formation dans le lien faible de vortex d'Abrikosov ; on peut donc se concentrer sur le binôme effet Josephson / effet de dépairage.

Dans ce cadre d'hypothèses, on peut supposer que le régime de fonctionnement des jonctions NbN/Ta_xN/NbN est assez proche de celui décrit par Kupriyanov et Lukichev, à condition que la température ne soit pas trop basse ($T > 0.3T_c$) [89, 14, 87]. Dans ces conditions la $RC\Phi$ reste de type sinusoïdal, et le produit $R_n I_c$ peut s'exprimer avec la loi exponentielle :

$$V_c = R_n I_c = \frac{\pi}{2e} \frac{\Delta_i^2}{k_B T_c \xi_n} d e^{-d/\xi_n} \quad (4.6)$$

où Δ_i est le module du paramètre d'ordre à l'interface SN. La densité de courant Josephson est reliée à la tension caractéristique par l'expression :

$$R_n I_c = d \rho_n J_c \quad (4.7)$$

où ρ_n est la résistivité du métal normal. La limite supérieure de la tension caractéristique est donnée par la théorie KO-1 de Kulik et Omelyanchuk dans le cas où le lien faible est suffisamment court [90, 87] :

$$V_{C,max} [\mu V] \approx 316 T_c [K] \quad (4.8)$$

Dans le NbN cette valeur correspond à 5.05 mV, qui est 32% plus grande que celle trouvée dans le cas des jonctions tunnel selon la théorie AB (formule 4.1). La figure 4.11 montre l'évolution du produit $R_n I_c$ en fonction de la température pour différents types de liens faibles idéaux. Dans la même figure, KO-2 décrit le comportement d'une jonction dans la limite propre, pendant que KL traite le cas d'une jonction de type SINIS ; ces courbes sont introduites à titre comparatif.

4.3.3 Influence de la transition métal-isolant

L'approche quasi-classique de Likharev échoue quand on cherche à expliquer l'influence de la transition métal-isolant du Ta_xN sur le comportement du produit $R_n I_c$. Nous allons proposer ci-dessous deux modèles alternatifs, qui selon nous sont des bons candidats pour traiter cette question.

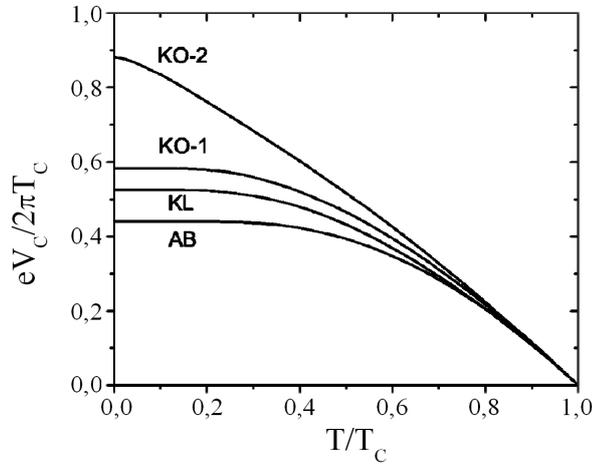


FIG. 4.11 – Evolution de la tension caractéristique en fonction de la température selon différents modèles de lien faible. AB : modèle d’Ambegaokar-Baratoff relatif aux jonctions tunnel SIS. KL : modèle de Kupriyanov and Lukichev pour les jonctions à double barrière de type SINIS. KO-1 : modèle de Kulik-Omelyanchuk pour les liens faibles diffusifs. KO-2 : modèle de Kulik-Omelyanchuk pour les liens faibles dans la limite propre. D’après [87].

Approche du métal corrélé

Récemment J. K. Freericks et ses collaborateurs ont proposé un modèle de calcul numérique qui permet de résoudre de manière auto-consistante les équations tridimensionnelles de Boliubov-de Gennes décrivant la jonction Josephson [91]. Sans utiliser l’approche quasi-classique de Lickharev, ils ont développé un formalisme basé sur la physique à plusieurs corps (many-bodies physics), et l’application de la théorie du champ dynamique. Cela permet de traiter des systèmes SN*S, où N* représente un métal corrélé (à fortes corrélations électroniques) ou fortement résistif, dans le cas où l’épaisseur de la barrière d est du même ordre de grandeur que ξ_n .

Pour décrire la transition métal-isolant, ils utilisent le modèle de Falikov-Kimball [92]. Dans cette théorie le paramètre U_{FK} représente la force d’interaction de type Falikov-Kimball, qui détermine la métallicité de la barrière. Dans un composant massif, la transition métal-isolant se passe pour $U_{FK} \approx 4.9$. Ils ont donc examiné l’évolution du produit $R_n I_c$ en fonction de la température dans trois situations différentes [93, 94] :

1. $d = 0.27 (\xi_s, \xi_n)$ - représentant le cas des jonctions tunnel
2. $d \gg (\xi_s, \xi_n)$ - représentant le cas des jonctions longues
3. $d = 1.35 (\xi_s, \xi_n)$ - représentant le cas des jonctions courtes

Dans le premier cas, le produit $R_n I_c$ suit très bien les approximations faites par la théorie AB, dans toute la gamme de température $T < T_c$, et pour tous les valeurs de U_{FK} entre 0 et 20. Ce résultat ne surprend pas, car le mécanisme tunnel n’est pas influencé par la nature de la barrière. Dans le deuxième cas aussi la théorie est bien respectée. Puisque le courant critique diminue exponentiellement avec

l'augmentation de l'épaisseur de barrière, le produit $R_n I_c$ décroît progressivement, même si l'on considère l'augmentation de résistivité dans le régime isolant.

Le troisième cas est pour nous le plus intéressant, aussi parce qu'il se rapproche des jonctions traitées dans notre étude. La figure 4.12 montre l'évolution du produit $R_n I_c$ en fonction de la métallicité de la barrière, respectivement à $T_c/2$ et à $T_c/11$. On observe que la température la plus basse sort totalement de la limite de validité ($T_c/3$) proposée par Kupriyanov [87].

A basse température le produit $R_n I_c$ augmente considérablement dans le passage vers le régime isolant, jusqu'à 5 fois ce qui est prévu dans la théorie AB (et 3.5 fois plus que dans le modèle KO1). Si on monte en température, la meilleure performance des barrières plus résistives est toujours valable, même si le produit $R_n I_c$ à ce point là est plus limité.

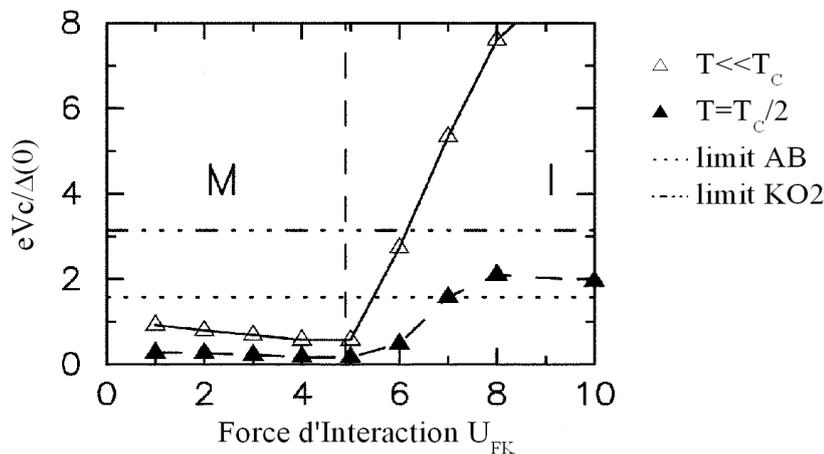


FIG. 4.12 – Variation de la tension caractéristique normalisée au gap en fonction de la métallicité de la barrière. Les valeurs, d'après [93], sont obtenues par simulation dans le cas d'un rapport $\xi_s/d = 1.35$, à la limite des jonctions longues. Pour $T \ll T_c$ on voit clairement que le produit $R_n I_c$ devient de plus en plus important lorsqu'on s'approche de l'état isolant de la barrière, ce qui confirme le rôle de la résistivité de la barrière pour obtenir des tensions caractéristiques élevées.

Cette chute de V_c est en partie justifiée par la diminution de $I_c(T)$ et de $R_n(T)$ prévue dans les théories traditionnelles. En partie (et surtout) cette différence est expliquée par le fait que la résistance normale des métaux très résistifs augmente exponentiellement dans la région isolante pour des très basses températures. C'est ici que la théorie des matériaux proches de la transition métal-isolant s'éloigne le plus des métaux traditionnels. Ce point de vue est confirmé par nos mesures de transport sur le Ta_xN présentées dans la section 3.2.2, où effectivement dans le cas des couches plus nitrurées la résistivité croît exponentiellement au voisi-

nage du zéro absolu. Cependant on peut supposer que lorsqu'un état isolant est formé dans la barrière, on devrait rejoindre le modèle AB asservi au mécanisme de discontinuité de phase déduit par Josephson.

Tunneling via états localisés

La deuxième approche qu'on propose pour expliquer le mécanisme de transport avec des barrières très résistives part des considérations faites premièrement par Aslamazov et Fistul' [95, 87]. Cette approche s'éloigne sensiblement de l'hypothèse faite précédemment, qui prévoit un transport à travers la barrière essentiellement basé sur l'effet de proximité.

Dans ce cas on peut voir la jonction NbN/Ta_xN/NbN, dont le Ta_xN est très résistif, comme une jonction de type SIS. La nature multiphase très désordonnée de la barrière nous autorise de supposer la présence de grains qui agissent comme des niveaux d'impuretés résonantes. Ces impuretés permettent la propagation à travers la barrière des électrons, qui sautent d'un état résonant à l'autre sans perdre leur cohérence supraconductrice ; les états localisés peuvent être vus comme des canaux métalliques à travers l'isolant.

Le résultat de ce phénomène est que avec l'augmentation de l'épaisseur de la barrière le courant critique diminue moins vite que dans le cas de tunneling direct. Le courant maintient en outre une relation de type sinusoïdale avec la phase, et la jonction se comporte comme une jonction SNS longue. En effet, sans rentrer dans les calculs détaillés, Naveh et ses collaborateurs ont montré que si on assume une distribution spatialement uniforme des états localisés, le courant est relié à la phase par une relation tout à fait compatible avec la théorie KO1 [96, 87].

Ce résultat est important pour nous, parce qu'il nous permet d'utiliser les modèles d'interprétation des courbes $J_c(T)$ et $V_c(T)$ développés dans le cadre des jonctions longues, même si éventuellement le mécanisme de transport de nos jonctions est plutôt de type tunneling à états localisés.

4.4 Résultats

Pendant le déroulement de ma thèse, j'ai testé plusieurs jonctions en technologie SNOP et SNEP, issues de mon travail de production en salle blanche. Les résultats, résumés dans ce paragraphe, enrichissent la connaissance qu'on a sur les jonctions, basées sur la tricouche NbN/Ta_xN/NbN, et sur leurs propriétés Josephson.

4.4.1 Jonctions SNOP

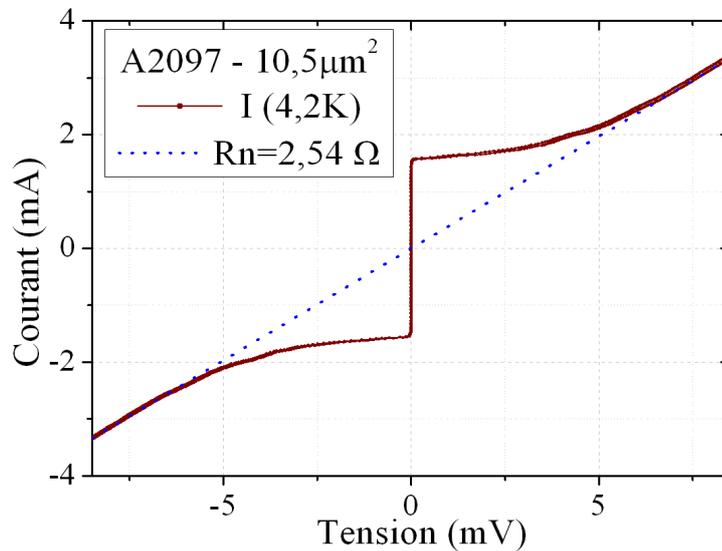


FIG. 4.13 – Caractéristique I-V d'une jonction de type SNOP mesurée à 4.2 K. Son produit $R_n I_c$ est de 3.94 mV, qui correspond à une fréquence d'oscillation Josephson de 1.9 THz.

La figure 4.13 montre la caractéristique I-V d'une jonction testée à 4.2 K. Il s'agit d'une jonction de $10.5 \mu\text{m}^2$ de surface, relative au wafer A2097, avec une barrière de 7 nm d'épaisseur. La densité de courant critique est de 14.76 kA/cm^2 ; la résistance normale est de 2.54Ω , ce qui correspond à une résistance spécifique R/A de $26.7 \Omega \mu\text{m}^2$, et une résistivité de barrière de $381 \text{ m}\Omega \text{ cm}$. Le produit $R_n I_c$ est de 3.94 mV, qui correspond à une fréquence Josephson de $V_c \times 0.483 [\text{THz/mV}] = 1.9 \text{ THz}$.

Ce résultat remarquable représente la meilleure jonction obtenue lors de mon travail de thèse. Elle représente aussi le meilleur résultat en termes de produit $R_n I_c$ obtenu à ce jour [25, 17].

Dispersion des paramètres

Nous avons testé plusieurs jonctions issues du wafer A2097, dans différentes régions de la plaquette, pour étudier l'évolution des paramètres en fonction de la position et de la taille.

La valeur moyenne des densités de courant critique dans le centre de la plaquette est de 14.5 kA/cm², avec une dispersion de 15%. Cette valeur a été extrapolée sur une dizaine de jonctions avec une surface variable entre 9 μm² et 36 μm². Bien que le nombre d'échantillons ne soit pas assez grand pour faire des vraies statistiques, il donne une idée sur les ordres de grandeur en jeu.

Nous avons expliqué ces valeurs de dispersion en fonction des limites technologiques de fabrication. En effet la précision de lithographie dont on dispose est autour du micromètre ; autrement dit, une variation de surface entre une jonction 4x4 μm² et 5x5 μm² est de 9 μm², qui pèse fortement sur l'estimation des grandeurs électriques des jonctions, comme J_c . En outre une erreur Δ sur la détermination des dimensions de la jonction correspond à une erreur Δ^2 sur la mesure des propriétés électriques.

La même dispersion de 15% se reflète sur la tension caractéristique, avec une valeur moyenne $V_{C,m} = 3.74$ mV. Pour faire une comparaison avec la littérature, Rowell et collaborateurs ont obtenu dans un procédé comparable au notre une dispersion sur le produit $R_n I_c$ de 9% [25]. Bien que meilleur que notre valeur, ce résultat est aussi loin des valeurs nécessaires (~ 2%) pour des applications RSFQ (voir la section 2.4). Il faut enfin noter que cette valeur est en principe indépendante des mesures de surface, bien qu'elle dépend toujours de la qualité de la mesure électrique et d'extrapolation du courant critique⁷. Elle devrait cependant être plus fiable que les résultats trouvés pour J_c .

Les considérations faites sont valables à condition qu'on reste proche du centre de la plaquette. En effet, entre le centre et les bords du wafer de 75 mm on estime une réduction de 70% du produit $R_n I_c$. Le tableau 4.1 met en comparaison les valeurs nominales au centre de la plaquette à celles mesurées près les bords. Si on analyse la contribution singulièrement de la résistance et du courant critique, on observe que J_c est diminuée "seulement" de 40% par rapport à sa valeur nominale au centre de la plaquette. On conclut que la résistance normale joue un rôle fondamental pour assurer une bonne uniformité du produit $R_n I_c$ sur tout le wafer.

Si les limitations de la lithographie et de la gravure pouvaient expliquer les variations des paramètres dans le centre du wafer, cette explication ne marche pas lorsqu'on se déplace vers les bords de la plaquette.

Une variation aussi nette de R_n peut être causée en particulier par des variations d'épaisseur de la barrière le long du wafer. Effectivement le centre de la plaquette

⁷Comme on verra dans la suite, la mesure du courant Josephson peut être faussée si la jonction est dans la limite des jonctions larges (cf. sec. 1.2.3)

		Centre		Bords
$R_n I_c$	mV	3.74	$\pm 14.5\%$	1.25
J_c	kA/cm ²	14.5	$\pm 15\%$	8.2
$R_n A$	$\Omega \mu\text{m}^2$	28	$\pm 22\%$	13.75

TAB. 4.1 – Dispersion des paramètres électriques relatifs à la plaquette SNOP A2097. On observe une bonne reproductibilité des courants et du produit $R_n I_c$ pour les jonctions au centre de la plaquette. Les performances diminuent en allant du centre vers le bord.

doit être plus épais que les bords, même si on n'a pas pu quantifier cette variation. Si l'on suit l'interprétation donnée par Freericks et collaborateurs dans le cadre des matériaux proche de la transition M-I, la résistance est très sensible aux variations en épaisseur, jusqu'au niveau d'un seul plan atomique [93]. Même des variations minimales en épaisseur peuvent se traduire dans des changements appréciables de résistance.

Une explication alternative ou complémentaire suppose que des variations locales de stœchiométrie du Ta_xN sont la cause principale des dérives dans la valeur de R_n [17]. En effet on peut supposer qu'une distribution des gaz et des paramètres du plasma non homogène sur la plaquette pendant la pulvérisation peut amener à des changements locaux dans le rapport Ta:N. Nous ne connaissons pas la distribution des gaz sur le wafer pendant le dépôt, et il faudrait une analyse de type RBS⁸ pour évaluer l'impact de ce phénomène sur la stœchiométrie de la barrière.

Notons enfin que les jonctions avec une surface inférieure à $3 \mu\text{m}^2$ (côté nominal de $1.5 \mu\text{m}$) ont un comportement très différent. La densité de courant est dans ce cas de $72 \text{ kA/cm}^2 \pm 10\%$, extrapolé sur 4 jonctions différentes indépendamment de leur position sur le wafer. J'ai donné une explication à ce phénomène, en considérant que les dimensions des jonctions sont comparables avec les limites technologiques de nos équipements (lithographie et gravure). Il y a donc des chances que la barrière a été court-circuitée, et ce qu'on voit est plutôt le courant critique d'un système en parallèle, probablement un micropont.

Changements dans la nature du transport

Sur la figure 4.14 on a mis en comparaison les caractéristiques I-V à 4.2 K pour trois jonctions de taille différente : $\sim 2 \mu\text{m}^2$, $10.5 \mu\text{m}^2$, et $36 \mu\text{m}^2$. On peut observer un changement de la nature du transport en fonction de la surface.

La jonction la plus petite, figure (a), possède un courant critique très élevé, justifiable seulement si on considère la présence d'un pont qui court-circuite par-

⁸Rutherford BackScattering Spectrometry

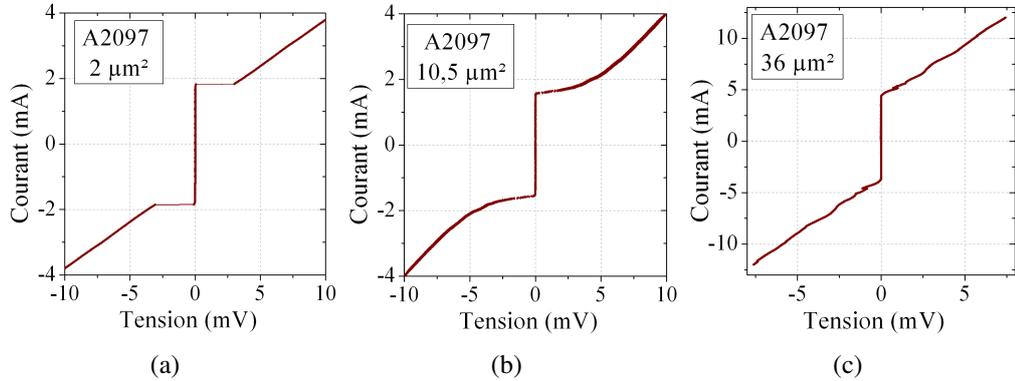


FIG. 4.14 – Caractéristique I-V pour trois jonctions SNOP de taille différente à 4.2 K. (a) $S = 2 \mu\text{m}^2$: la caractéristique montre une J_c très élevée, de l'ordre de 80 kA/cm^2 , probablement imputable à un court-circuit dû à la petite taille de la jonction. (b) $S = 10.5 \mu\text{m}^2$: la jonction montre une J_c autour de 15 kA/cm^2 , et un comportement typique. (c) $S = 36 \mu\text{m}^2$: la jonction, de grande taille, présente une $J_c \approx 15 \text{ kA/cm}^2$, et des structures au dessous de la tension de gap $V_g \approx 6 \text{ mV}$.

tiellement ou totalement la barrière. La nature de l'hystérésis suggère aussi la caractéristique d'un pont. En effet elle rappelle ce qu'on a vu dans la mesure des ponts en NbN, dû à l'échauffement de la zone normale (cf. section 3.3.3). Ce comportement est très loin des hystérésis typiques attendues dans les jonctions de fortes densités de courant critique.

La jonction en (b), de taille moyenne, suit une allure très proche du cas idéal. Enfin la jonction de large taille en figure (c) compte plusieurs structures au dessous du gap, qu'on estime autour de 6 mV pour le NbN à 4 K [8].

Evolution en température

J'ai ensuite analysé l'influence de la température sur le fonctionnement des jonctions. La figure 4.15 montre l'évolution entre 4.2 K et 15 K de la densité de courant critique pour une jonction relative au wafer A2097 ; la jonction est prise en bord de plaquette, et a une surface de $25 \mu\text{m}^2$. On observe que la densité de courant critique varie de 10% entre 9 K et 10 K , qui représente la région de fonctionnement sensible pour nos applications de type RSFQ [7].

L'évolution de J_c nous permet d'estimer des paramètres physique importants de la barrière. Dans l'hypothèse d'une jonction longue ($L > \xi_n(T_c)$) dans la limite sale ($l_n < \xi_n(T_c)$), et pour des températures supérieures à $T_c/3 = 4.5 \text{ K}$, on peut approximer J_c selon un modèle développé par Likharev [14] :

$$J_c(T) \propto \Delta(T)^2 \sqrt{T} e^{-(d/\xi_n(T_c)) \sqrt{T/T_c}} \quad (4.9)$$

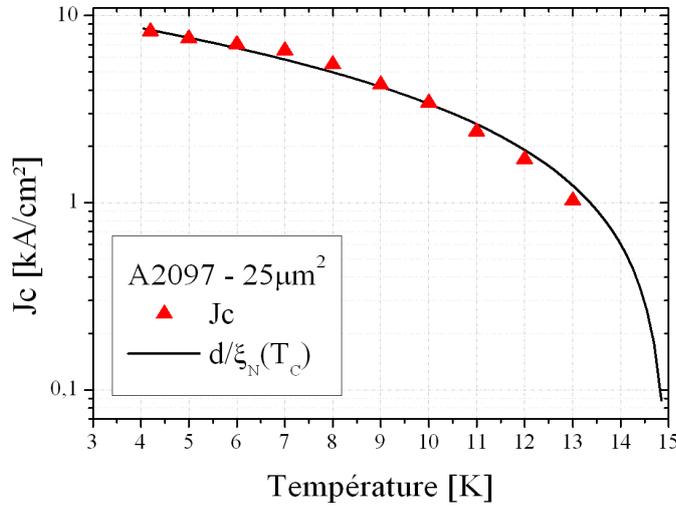


FIG. 4.15 – Evolution de la densité de courant critique J_c en fonction de la température pour une jonction SNOP de $25 \mu\text{m}^2$ de surface. Les points expérimentaux ont été interpolés par la courbe en équation 4.9 pour un rapport $d/\xi_n = 3.6$, calculé en assumant une température critique $T_c = 15$ K.

Le courant critique dépend donc de la température de manière directe \sqrt{T} , ainsi que de manière indirecte à travers l'évolution du gap supraconducteur, et de la longueur de cohérence de la barrière. En outre J_c dépend aussi fortement du rapport entre d et ξ_n , car pour une jonction longue dans la limite sale la cohérence donnée par l'effet de proximité diminue exponentiellement avec la distance.

Avec la température critique Josephson de 15 K, on obtient par interpolation numérique un rapport $d/\xi_n = 3.6$; la courbe est représentée avec une ligne continue en figure 4.15. Le rapport $d/\xi_n > 1$ confirme notre choix de se placer dans le cas des jonctions longues, ce qui était notre hypothèse numéro 3 dans la section 4.3.2.

Si on utilise la valeur de barrière d'épaisseur d évaluée par réflectométrie X (voir section 3.2.2), et si on assume que la longueur du lien faible coïncide avec l'épaisseur de la barrière (hypothèse numéro 5), on peut déduire une longueur de cohérence normale de 2 nm à T_c . En utilisant l'expression de l'équation 4.3, on obtient $\xi_n \approx 3.8$ nm à 4.2 K, ce qui confirme l'hypothèse de jonction longue même à basse température.

Nous avons comparé ces résultats avec la littérature. Yu et collaborateurs ont calculé une valeur de 2.5 nm, qui diffère de ce qu'ils ont extrapolé à partir des autres mesures de transport : $\xi_n(T_c) = 1.6$ [17]. Les mêmes auteurs n'ont pas pu expliquer la différence entre la valeur attendue et celle calculé. Dans ce contexte,

notre estimation du $\xi_n(T_c)$ se place entre les deux valeurs, et se rapproche mieux du résultat souhaité. A partir de l'équation 4.3 on peut aussi évaluer la constante de diffusion de la barrière. On obtient $D_n = 0.5 \text{ cm}^2/\text{s}$, qui est aussi en accord avec la valeur de $0.6 \text{ cm}^2/\text{s}$ obtenue dans [75].

Nous avons maintenant assez d'éléments pour vérifier à posteriori l'hypothèse 5 en section 4.3.2, soit $\gamma \ll 1$. A partir des mesures de transport faites en section 3.3.2, on considère pour le NbN une résistivité $\rho_S \approx 100 \mu\Omega \text{ cm}$. La résistivité de la barrière est d'environ $170 \text{ m}\Omega \text{ cm}$ à 4.2 K, calculée sur une surface de $25 \mu\text{m}^2$. Si maintenant on assume une longueur de cohérence du NbN entre 3 nm et 5 nm [25], on obtient $\gamma = 1.5 \cdot 10^{-3} \ll 0.1$. Cette valeur confirme largement la validité de l'hypothèse d'interfaces rigides [87, 89].

Il serait très intéressant par la suite de donner plus de corps à cette analyse en mesurant d'autres plaquettes dans la même technologie, mais avec des épaisseurs de barrière systématiquement différentes.

Tension caractéristique

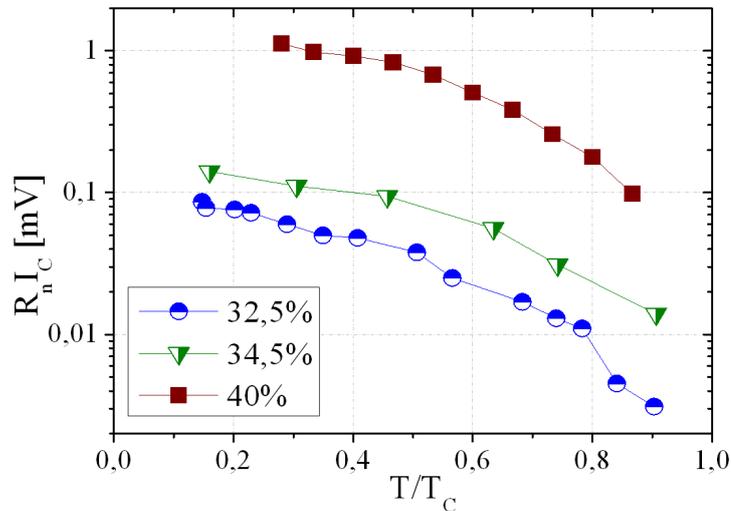


FIG. 4.16 – Evolution du produit $R_n I_c$ en fonction de la température. Les trois jonctions appartiennent à des wafers qui diffèrent par le pourcentage d'azote utilisé pendant le dépôt de la barrière. Les plaquettes déposées respectivement à 32,5% et 34,5% ont été fabriquées par Jean-Claude Villégier [8].

La figure 4.16 montre l'évolution du produit $R_n I_c$ en fonction de la température, normalisée à T_c , pour 3 wafers différents ; le A1120 et le A1121, fabriqués

par J.-C. Villégier, ont été testés par N. Hadacek [8]. Les trois jonctions sont analogues en termes de procédé (SNOP) et de caractéristiques de la tricouche, et diffèrent essentiellement par le pourcentage d'azote utilisé pendant le dépôt de la barrière.

d_{N_2} %	$R_n I_c$ ($0.3 T_c$) mV	Wafer
32.5	0.06	A1120
34.5	0.1	A1121
40	1.1	A2097

TAB. 4.2 – Variation du produit $R_n I_c$ (mesuré à $0.3 T_c$) en fonction du pourcentage d'azote utilisé pendant la pulvérisation de la barrière. Les valeurs montrent clairement que le produit $R_n I_c$ augmente pour des pressions d'azote plus importantes. Les couches A1120 et A1121 ont été réalisées par Jean-Claude Villégier [8].

Le tableau 4.2 montre les valeurs relatives aux trois plaquettes. On observe que la variation de la pression partielle d'azote est assez limitée ; toutefois cela se passe dans l'intervalle sensible, entre 30% et 40%, où l'on a identifié la transition métal-isolant du Ta_xN (cf. section 3.2.2). Cette variation se traduit par un changement dans le produit $R_n I_c$, qui augmente clairement pour des pressions partielles d'azote de plus en plus importantes. Cela suggère la possibilité d'optimiser la jonction et sa tension caractéristique en agissant sur le débit d'azote.

Comparaison avec la littérature

Nous allons enfin comparer nos résultats avec une technologie alternative, élaborée à l'Arizona State University, qu'on considère significative du point de vue des performances. Le tableau 4.3 résume les paramètres clés de chaque technologie ; du côté CEA-Grenoble on a utilisé les valeurs relatives à la jonction montrée en figure 4.13, pendant que pour l'ASU on reporte les résultats à 4.2 K relatifs à la dernière publication de Yu et collaborateurs [75].

La différence la plus importante entre les deux procédés est l'utilisation du NbTiN au lieu du NbN pour les électrodes. Comme vu en section 2.4.2, l'avantage du NbTiN est dans sa longueur de pénétration London, plus faible par rapport à celle du NbN [17]. À côté de cela, les deux matériaux sont très voisins, et permettent une comparaison directe entre les jonctions. Une température critique de l'ordre⁹ de 16 K pour les deux assure que le produit $R_n I_c$ dans les deux cas doit être aussi similaire.

⁹Un peu plus élevée pour le NbN

Paramètre		CEA-DRFMC	ASU [75]
S	μm^2	10.5	25
d	nm	7	10
J_c	kA/cm^2	14.75	50
$R_n I_c$	mV	3.94	0.63
f_J	THz	1.9	0.3
ρ_n	$\text{m}\Omega \text{ cm}$	380	13
β_C		0.7	2
C_S	$\text{fF}/\mu\text{m}^2$	2.2	840

TAB. 4.3 – Comparaison des performances à 4,2 K pour deux jonctions représentant respectivement la technologie SNOP développée au CEA-DRFMC et la technologie étudiée à l'université de l'Arizona ASU.

Dans ce contexte, nous expliquons la meilleure performance de notre jonction dans le choix des paramètres de la barrière. C'est en effet dans l'effet combiné de l'épaisseur et de la résistivité de la barrière qu'on voit la différence majeure entre les deux technologies.

La dernière partie du tableau traite de l'amortissement des jonctions. Le β_C de notre jonction a été extrapolé grâce au savoir faire acquis par E. Baggetta dans la simulation des jonctions [7]. La valeur de 0.7 indique qu'il s'agit d'une jonction suramortie. A partir de l'expression du β_C vue en équation 1.35 on calcule la capacité spécifique de la jonction : $C_S = 2.2 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$. Cette valeur est beaucoup plus significative que celle présentée par l'équipe de Yu. En effet la valeur typique de C_S dans les jonctions tunnel est de l'ordre de $60 \text{ fF}/\mu\text{m}^2$ [24, 23, 78, 61], il n'y a pas de raisons de penser que dans nos jonctions non hystérétiques cette valeur soit plus grande. Yu et collaborateurs admettent que la valeur évaluée est trop grande, et expliquent ce fait par une très forte capacité parasite introduite par le procédé. A partir de la valeur de C_S on peut enfin extrapoler une permittivité relative du Ta_xN $\epsilon_r \approx 2.3$.

Je trouve qu'effectivement la valeur extrapolée est assez basse par rapport à ce qu'on pourrait s'attendre. Ceci dit, il ne faudrait pas oublier que le Ta_xN est un nitrure conducteur, dont la capacité est plutôt donnée par les charges d'espace qui s'accumulent entre les grains et aux interfaces avec le NbN. Le fait que la capacité soit aussi faible tend à confirmer que l'interface entre le NbN et le Ta_xN est de bonne qualité (cf. dans le chapitre 3). En plus ce résultat nous permet de faire des hypothèses sur la structure du Ta_xN : une basse capacité peut s'expliquer avec une surface inter-grains très limitée, ce qui peut impliquer des grains bien connectés entre eux.

En deuxième lieu, le fait que la permittivité du Ta_xN est aussi basse ne doit pas déranger le lecteur : cette valeur a été obtenue avec une formule qui est bien adaptée pour les diélectriques, mais pas pour les conducteurs, pour lesquels il faudrait en plus tenir en compte de la partie imaginaire de la constante diélectrique. En outre la valeur est calculée sur toute la jonction, ce qui prend en compte aussi l'environnement autour de la jonction, et notamment les capacités parasites.

4.4.2 Jonctions SNEP

A cause d'un défaut technologique encore à résoudre, toutes les jonctions issues du procédé SNEP qui ont été testées présentent une structure parasite en série. Cette structure (qu'on appelle microponts) se déclenche pour différents courants critiques, en ajoutant une résistance en série à la caractéristique I-V. Un exemple de ces structures est présenté en figure 4.17. Les raisons technologiques qui peuvent causer ce phénomène seront discutées dans le chapitre 5 ; pour l'instant on peut dire que la surgravure de l'électrode de base et la prise du contact électrique sur la contre-électrode représentent les causes les plus probables.

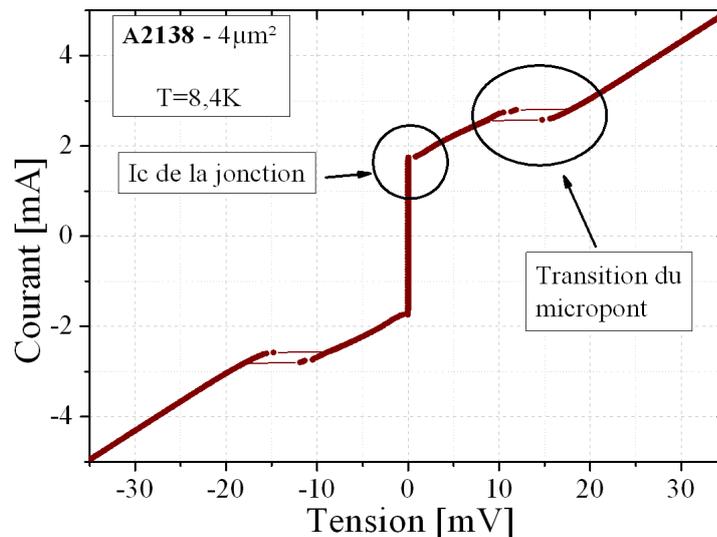


FIG. 4.17 – Caractéristique I-V d'une jonction SNEP de $4 \mu\text{m}^2$ de surface à 8.4 K. On voit clairement une structure parasite qui s'active pour des courants supérieurs à 2.5 mA. Un micropont en série pourrait être à l'origine de cette anomalie.

Parfois, et en particulier à basse température, le courant de ces structures devient comparable avec le courant critique de la jonction ; dans cette condition la mesure des propriétés Josephson devient compliquée sinon impossible. Cependant

j'ai relevé le défi, et cherché une série d'astuces qui me permettaient d'analyser les jonctions dont les propriétés restent à mon avis exploitables et riches d'informations.

La détermination du courant critique ne présente pas des gros problèmes. En effet il est suffisant de ne pas délivrer trop de courant pendant la mesure, afin de ne pas déclencher la structure parasite. En figure 4.18 on présente la caractéristique I-V d'une jonction avec une taille nominale de $4.9 \mu\text{m}^2$; on observe que la fenêtre sur l'axe des tensions est limitée à $200 \mu\text{V}$.

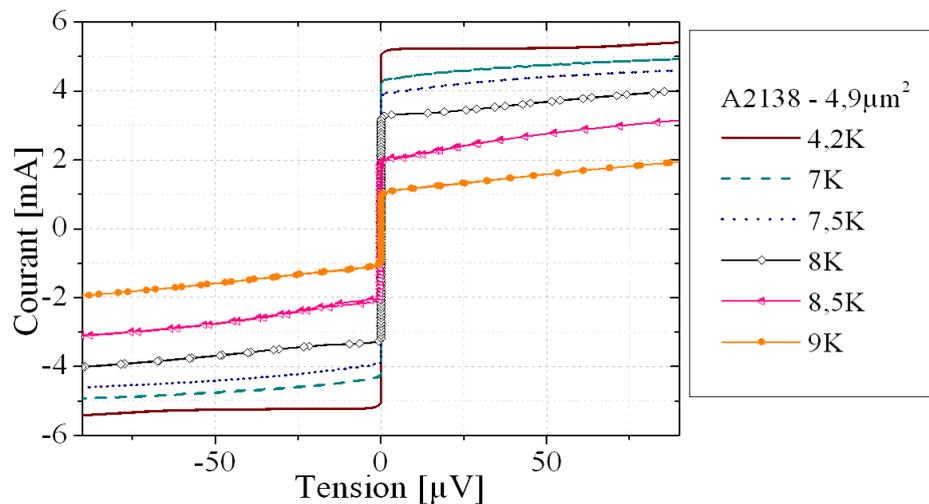


FIG. 4.18 – Superposition de plusieurs caractéristique I-V d'une jonction Josephson de $2.5 \mu\text{m}$ de diamètre à différentes températures. Le courant critique diminue à l'augmenter de la température, comme conséquence de l'affaiblissement du gap des électrodes supra-conducteurs.

Cette solution est inadéquate pour la détermination du R_n des jonctions. Effectivement la conduction des charges dans la jonctions est dominée initialement par le supercourant, et seulement à partir de 2 – 3 fois la tension de gap on peut clairement voir uniquement la contribution au transport des quasi-particules.

L'astuce utilisée est la suivante. J'ai observé que la différence entre le courant critique de la jonction et celui de la structure parasite (micropont) augmente en fonction de la température. Le fait que la structure possède une température critique plus haute que celle de la jonction confirme que les deux courants critiques sont contrôlés par une physique différente : le micropont parasite est lié plutôt aux propriétés du NbN.

J'ai alors thermalisé l'échantillon autour de 13 K, et introduit une irradiation RF. Cette irradiation a la propriété de supprimer le courant Josephson ; dans le cas d'une jonction suffisamment amortie on est alors capable de voir la résistance

normale même au dessous du gap. Cet effet bolométrique agit de la même façon sur la structure parasite.

La mesure donne des résultats intéressants. On repère 3 régions de fonctionnement. Proche du zéro, figure 4.19 en bas, le courant critique de la jonction est complètement supprimé. La résistance normale est de 0.57Ω . A partir d'un courant de 0.3 mA la structure parasite passe de l'état supraconducteur à l'état normal ; elle devient alors visible, avec une résistance normale de 2.43Ω . Si on monte encore en courant, au dessus de 1 mA une deuxième structure déclenche, figure 4.19 en haut, avec une résistance de 2.85Ω .

On conclut que la résistance normale de la jonction est de 0.57Ω à 12 K , ce qui constitue un résultat positif, même si moins performant que ce qu'on a observé dans le cas des jonctions SNOP.

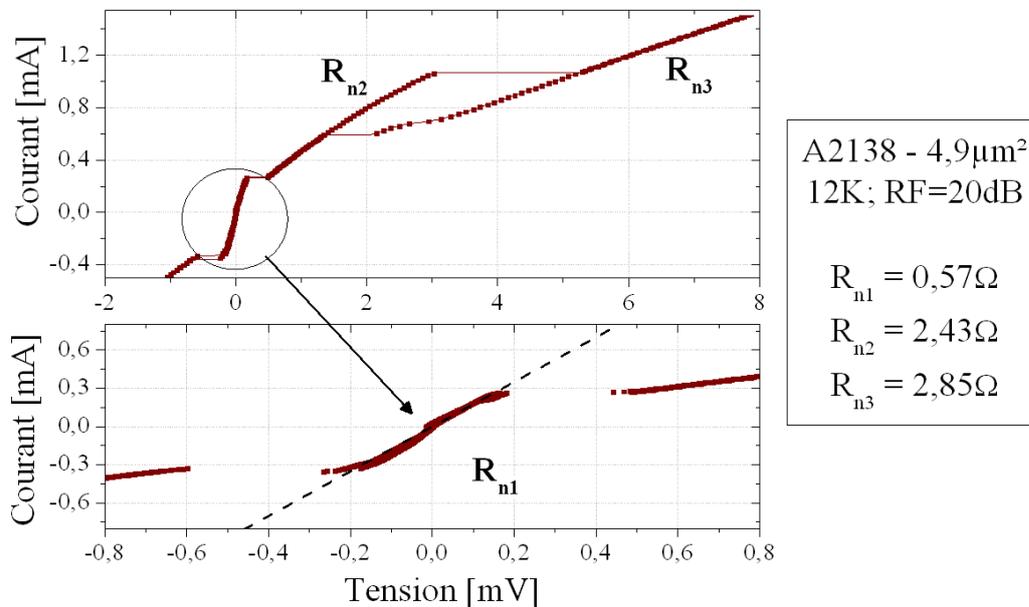


FIG. 4.19 – En haut : caractéristique I-V d'une jonction Josephson relative au wafer SNEP A2138 en série avec une structure parasite. Le courant Josephson a été supprimé par irradiation RF à 12 K . On distingue trois résistances, qui commutent en série pour des courants différents. En bas : grossissement qui met en évidence la résistance de la jonction, $R_1 = 0.57 \Omega$.

Evolution en température

La figure 4.20 montre l'évolution du courant critique en fonction de la température pour trois jonctions différentes dans le wafer A2138. Les trois courbes

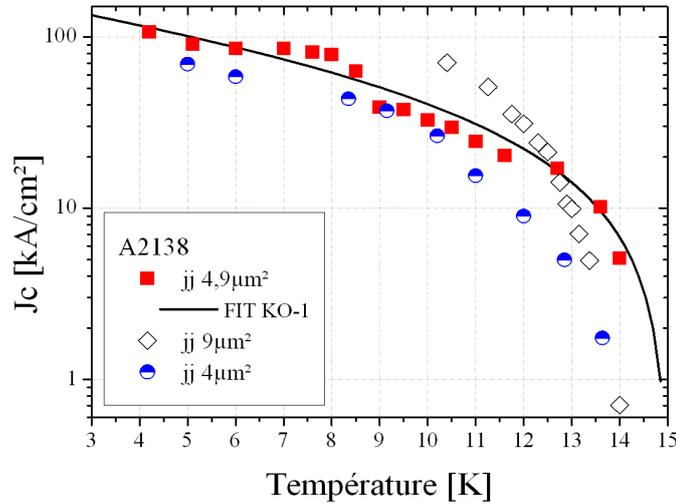


FIG. 4.20 – Evolution de J_c en fonction de la température pour plusieurs jonctions dans la plaquette SNEP A2138. Nous avons interpolé les données relatives à la jonction de $4.9 \mu\text{m}^2$ de surface avec le modèle de jonction vu en équation 4.9, ce qui nous donne un rapport $d/\xi_n = 4.0$.

ont un comportement assez similaire, si on prend en compte la dispersion des paramètres. Dans le cas de la jonction la plus grande, $9 \mu\text{m}^2$, on n'a pas pu vérifier l'allure de la courbe au dessous de 10 K, car les courants de polarisations requis étaient trop élevés pour notre système de mesure.

D'une façon analogue à l'analyse faite pour les jonctions SNOP, j'ai interpolé la courbe $J_c - T$ avec l'équation 4.9 pour la jonction qui fait $4.9 \mu\text{m}^2$ de surface. Avec une température critique de 15 K, j'ai déterminé un rapport d/ξ_n de 4.0 ; pour une barrière de 8 nm on obtient donc $\xi_n = 2 \text{ nm}$, qui est la même valeur obtenue précédemment dans le cas des jonctions SNOP. Ce résultat est positif et confirme la reproductibilité de la tricouche. En effet les barrières dans le wafer SNOP A2097 et le wafer SNEP A2138 ont été déposées sous les mêmes conditions de pulvérisation, et diffèrent seulement pour leur épaisseur, avec un écart entre les deux inférieur à 15%.

Au contraire du cas SNOP, la valeur élevée des courants en jeu nous oblige à prendre en considération même à haute température le rôle de la longueur de pénétration Josephson sur le régime de fonctionnement des jonctions. En effet comme introduit dans la section 1.2.3, le rapport entre les dimensions de la jonction et λ_J détermine si la jonction doit être considérée comme *large* ou *étroite*¹⁰, et donc si

¹⁰La littérature utilise plutôt l'expression longue/courte [5]. J'ai choisi cette nomenclature afin de ne pas confondre le lecteur avec la définition longue/courte, relative au rapport d/ξ_n vu en

les courants Josephson sont répartis ou non uniformément à travers la surface de la jonction.

Selon l'équation 1.50, la valeur de λ_J est fortement conditionnée par la longueur de pénétration du NbN et la densité de courant critique. Même si l'on considère $\lambda = 200$ nm, ce qui est d'ailleurs une estimation assez optimiste pour ce matériau (cf. section 3.3.2), pour des J_c supérieurs à 30 kA/cm^2 on obtient $\lambda_J < 1.5 \mu\text{m}$. C'est-à-dire qu'au dessous de 12.5 K on ne peut plus considérer notre jonction comme étroite. Pour des températures suffisamment élevées, malgré l'augmentation du λ , la J_c devient assez petite ($\leq 10 \text{ kA/cm}^2$) pour retourner dans le régime des jonctions étroites, où le courant Josephson mesuré est directement proportionnel à la densité calculé.

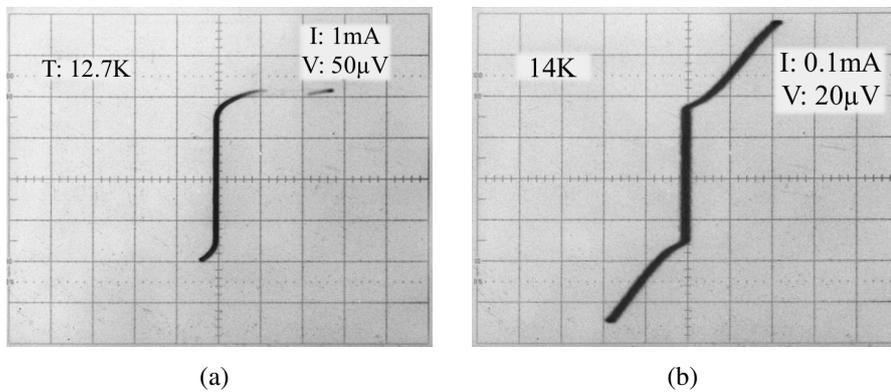


FIG. 4.21 – Caractéristique I-V de la même jonction ($2.5 \mu\text{m}$ de diamètre) mesurée à deux différentes températures. (a) à 12.7 K la jonction est large, et le courant critique n'est pas bien défini. (b) à 14 K la jonction est courte, et sa caractéristique montre un profil classique.

T [K]	12.7	14
J_c [kA/cm^2]	30	5
λ_J [μm]	1.5	3.55

TAB. 4.4 – Densité de courant critique et longueur de pénétration Josephson λ_J correspondante respectivement à 12.7 K et 14 K pour une jonction de $2,5 \mu\text{m}$ de diamètre. Notons que la jonction est clairement large à 12.7 K , pendant qu'elle rentre dans la limite des jonctions étroites à 14 K .

La figure 4.21 montre le cas d'une jonction dans les deux régimes, respec-

section 4.3.2

tivement à 12.7 K et à 14 K ; le tableau 4.4 résume les valeurs analysées dans l'hypothèse où λ est égal à 200 nm. Dans le premier cas, pour $T = 12.7$ K, on est clairement dans le régime des jonctions larges. La caractéristique I-V s'éloigne de son comportement idéal, avec un repliement vers les tensions différentes de zéro proche du courant critique. Ce phénomène est l'indice d'une répartition non uniforme du courant critique sur la surface de la barrière, qui est alimenté par des effets d'auto-écranage dû au courant supraconducteur [12]. On observe même une branche linéaire de type flux-flow Josephson à travers la jonction, comme présenté par Barone [5]. Dans le deuxième cas, pour $T = 14$ K, on est dans la limite des jonctions étroites, et la caractéristique I-V suit une allure idéale.

Marches de Shapiro

Jusqu'à ici on a supposé que les caractéristiques I-V examinées sont effectivement des manifestations de l'effet Josephson. Quelqu'un pourrait bien douter que ce qu'on observe est plutôt le comportement d'un micropont parasite. Ce doute est légitime, surtout si on considère les densités de courants critiques proches du courant des couches montrées par les jonctions mesurées. Pour cette raison, j'ai effectué des tests sous irradiation RF, à la recherche des marches de Shapiro, qui sont une manifestation ultérieure de l'effet Josephson alternatif [5].

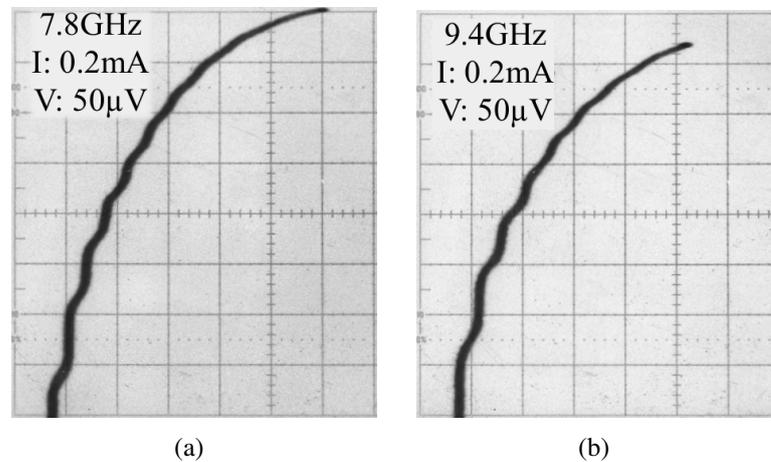


FIG. 4.22 – Marches de Shapiro sur une jonction Josephson de $4.9 \mu\text{m}^2$ de surface à 11.2 K. La fréquence de l'irradiation RF est respectivement de 7.8 GHz en figure (a) et de 9.4 GHz en figure (b). L'amplitude en tension des marches module avec la fréquence RF, donnant respectivement $16,2 \mu\text{V}$ et $19.5 \mu\text{V}$ selon la loi $V [\mu\text{V}] = f_V [\text{GHz}] / 0.481$ (cf. équation 1.47).

Comme on l'a vu en section 1.2.3, si exposée à une irradiation RF, la jonction Josephson s'accorde à la fréquence incidente et à ses harmoniques. Ce phé-

nomène se traduit dans une caractéristique I-V en un escalier de courant, où la valeur de tension pour chaque marche est proportionnelle à la fréquence. La figure 4.22 montre la même jonction sous une irradiation respectivement à 7.8 GHz et 9.4 GHz. Dans les deux cas on observe les marches de Shapiro ; la position de la première marche est respectivement $\approx 16.2 \mu\text{V}$ et $\approx 19.5 \mu\text{V}$ pour les deux fréquences. Le résultat suit très bien l'équation 1.45, ce qui prouve la nature Josephson de la structure sous examen.

J'ai donc étudié l'évolution du comportement des jonctions en faisant varier l'intensité de l'irradiation. En figure 4.23 on peut observer la caractéristique I-V d'une jonction de $4.9 \mu\text{m}^2$ en fonction de l'atténuation RF. La température de mesure est de 11.25 K, et la fréquence RF est de 9.4 GHz. Dans les différentes mesures on peut bien voir la modulation du courant critique, avec un minimum autour de -2.5 dB et un autre autour de -0.5 dB . On arrive ainsi à analyser la modulation de la première marche, qui a un maximum autour de -4.5 dB .

Avec une approche très similaire à celle utilisée en figure 4.19, on peut utiliser les caractéristiques I-V en figure 4.23 pour extrapoler la résistance normale de la jonction étudiée. En particulier, dans la caractéristique mesurée à 2.51 dB on observe que le courant critique est complètement supprimé, et la seule contribution au transport électrique est de type normal jusqu'à la première marche de Shapiro. On peut donc utiliser la pente entre les deux premières marches (positive et négative) pour calculer la résistance normale de la jonction.

On obtient une valeur de 0.2Ω , qui, bien que similaire à celle trouvée précédemment pour la même jonction (0.57Ω), est faiblement plus basse. Une explication à cette différence peut être donnée par l'amplitude de la fenêtre en tension utilisée pour la mesure. En fait en figure 4.19 on utilise une fenêtre de tension d'environ $\pm 200 \mu\text{V}$, pendant que maintenant elle est plutôt de $\pm 20 \mu\text{V}$, limitée par les marches de Shapiro. D'un côté il est vrai que se limiter à la première marche nous assure d'être loin du bruit thermique qui peut fausser la mesure de R_n par échauffement ; d'un autre côté il est aussi vrai que la résistance de la jonction est une fonction non linéaire, qui diminue par rapport à sa valeur normale au-dessous de la tension de gap. En conclusion on pense que une bonne estimation de la résistance normale pour ces jonctions ne doit pas être loin de ces deux valeurs.

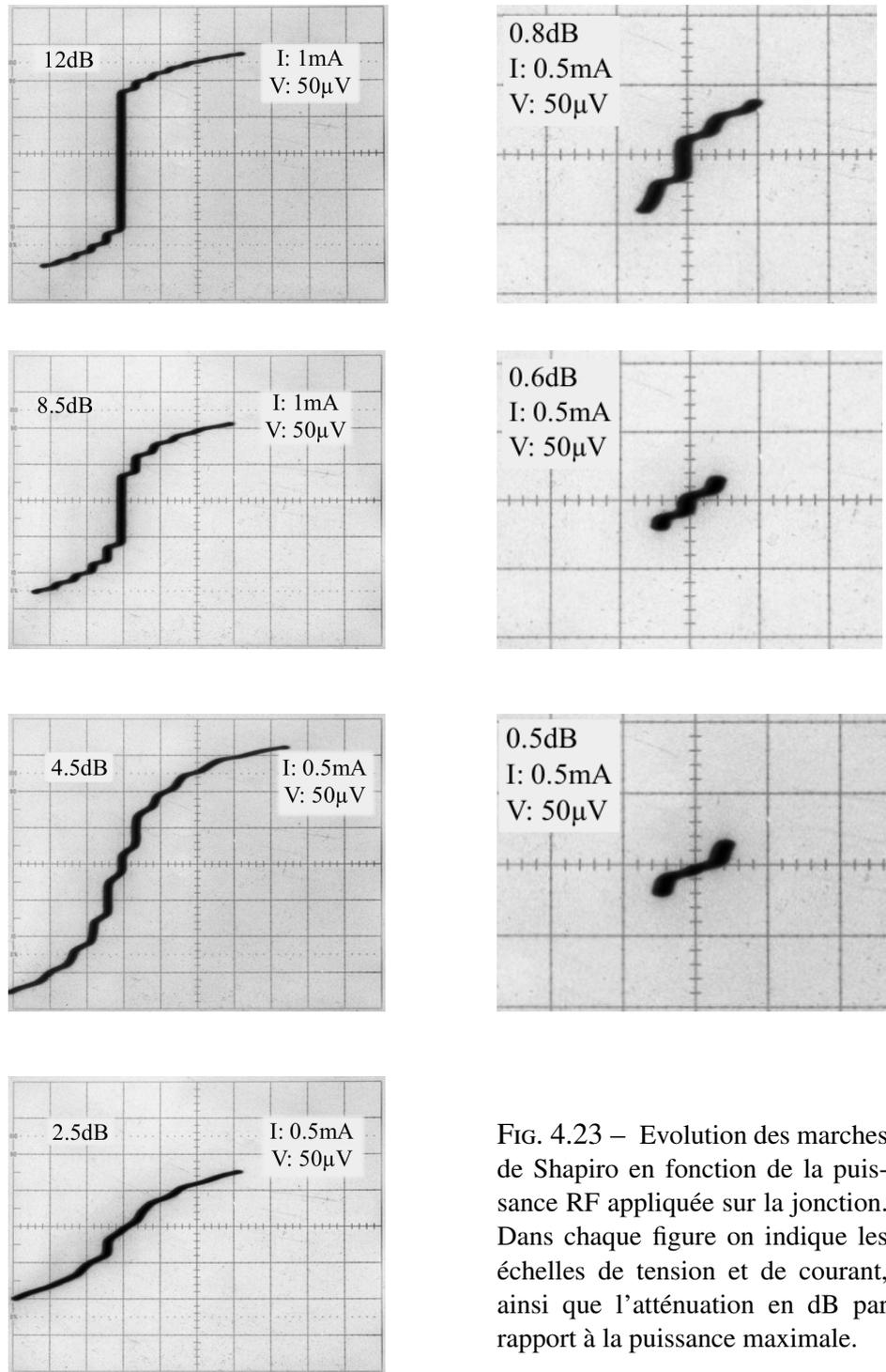


FIG. 4.23 – Evolution des marches de Shapiro en fonction de la puissance RF appliquée sur la jonction. Dans chaque figure on indique les échelles de tension et de courant, ainsi que l'atténuation en dB par rapport à la puissance maximale.

L'évolution de la densité de courant critique, normalisée en fonction de la racine de la puissance, est présentée en figure 4.24. La conversion de dB en mW

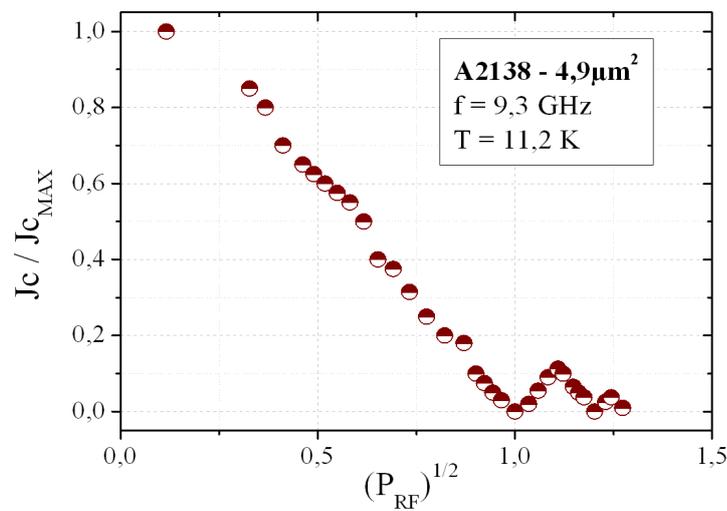


FIG. 4.24 – Diffraction du courant Josephson en fonction de l'irradiation RF appliquée sur la jonction (racine de la puissance) à 11.2 K. Deux maxima secondaires sont clairement visibles ; cependant la courbe expérimentale s'éloigne du comportement idéal, qui devrait avoir un profil de Bessel du premier type et d'ordre zéro. La cause de ce comportement peut être le fait qu'à 11.2 K on est dans le régime des jonctions longues, dans lequel les courants Josephson suivent des lois complexes, qui prennent en compte des distributions spatiales non homogènes dans la barrière.

prévoit d'introduire un facteur inconnu sur l'atténuation du couplage, j'ai préféré normaliser l'échelle de puissance au premier minimum de courant Josephson. Selon la théorie vue en section 1.2.3, la diffraction du courant se comporte en principe comme une fonction de Bessel de premier type d'ordre zéro. Toutefois la courbe expérimentale s'éloigne d'une allure idéale, ce qui a empêché notre tentative d'interpolation. J'attribue ce comportement au fait que la mesure a été faite à 11.25 K, c'est-à-dire quand l'échantillon se trouve dans le régime des jonctions larges.

Des mesures à des températures supérieures n'étaient pas faisables à cause de l'instabilité en température. Ce problème est amplifié par l'irradiation RF, qui cause l'échauffement de l'échantillon, et donc la sortie de l'état supraconducteur.

Champ Magnétique

Pour avoir une seconde confirmation sur les propriétés Josephson, j'ai étudié l'effet d'un champ magnétique continu appliqué à la jonction. Comme on l'a vu en section 1.2.3, si on applique un champ magnétique homogène sur le plan de la jonction, on peut moduler l'intensité du courant critique en fonction de l'intensité du champ.

J'ai d'abord fait cette mesure sur une jonction de $4.9 \mu\text{m}^2$ à 12.5 K. L'intensité du courant modulait en fonction du champ appliqué, avec des minima et des maxima bien espacés. Toutefois la courbe était assez loin de la loi $\sin(x)/x$ qu'on attend, et j'explique ce comportement comme une conséquence du régime de jonction large.

J'ai donc répété l'expérience à 14 K, afin de me placer dans une condition de jonction étroite ; néanmoins les fortes fluctuations de la température ont rendu cette mesure très difficile, et visiblement bruitée. La diffraction du courant critique en fonction du champ est représentée en figure 4.25. On a pu évaluer seulement le côté positif du champ à cause de la dérive en température. Les points expérimentaux sont interpolés par une fonction $\sin(x)/x$; bien que les maxima secondaires de la courbe expérimentale sont plus élevés que ceux de l'interpolation, on peut toutefois déduire le comportement Josephson de la jonction.

A partir de cette mesure on peut faire des considérations intéressantes sur les propriétés de la jonction. Selon l'analyse faite en section 1.2.3, la courbe $I_c(B)$ permet de déduire de deux annulations successives la longueur de pénétration du NbN [12] :

$$\lambda_m = 2\lambda + d = \frac{\Phi_0}{\Delta B L} \quad (4.10)$$

où L est le côté de la jonction.

Si on place le premier zéro autour de 22 Gauss, on obtient $\lambda \approx 200 \text{ nm}$. Ce résultat doit être pris avec précaution à cause des fortes fluctuations thermiques

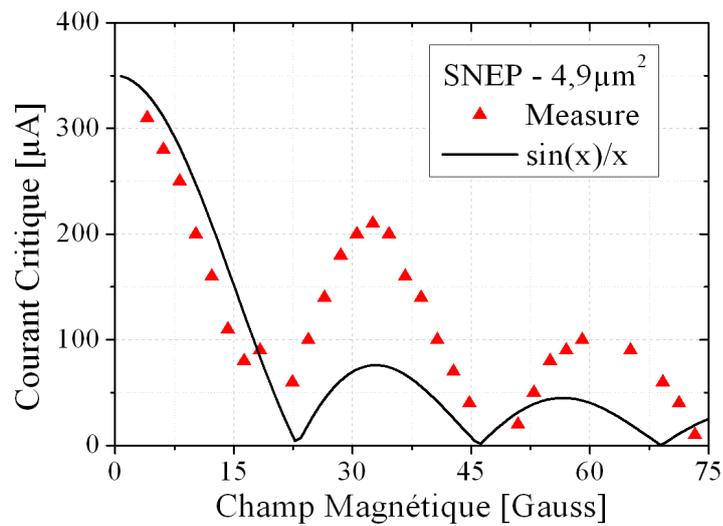


FIG. 4.25 – Diffraction du courant Josephson en fonction de l'intensité de champ magnétique à 14 K. La courbe expérimentale n'a été mesurée que pour des variations positives de champ à cause des fortes fluctuations thermiques à cette température. Les points sont interpolés par une fonction $\sin(x)/x$ pour mettre en relief la période de diffraction. Le fait que les maxima secondaires mesurés sont plus grands que dans la courbe théorique pourrait être expliqué comme une répartition des courants non exactement homogène dans le plan de la jonction [5].

pendant la mesure, nous donne une valeur de λ plus faible de ce qu'on pourrait s'attendre à cette température. Si l'on assume que cette valeur est correcte, cela implique que la variation du λ avec la température est moins rapide qu'on pensait. Il s'agit d'une information importante, qu'il faudrait étudier avec plus d'attention, en particulier car on ne prend pas en compte l'effet possible de l'épaisseur des électrodes. Dans ce cadre les hypothèses faites au cours de ce paragraphe à propos des longueurs Josephson sont aussi validées.

Il faut en outre ajouter que pour ce calcul on utilise la valeur du champ magnétique calculé au centre de la bobine, soit 0.4 [Gauss/mA] ; toutefois la jonction ne se trouve pas exactement au centre pendant le test, donc le champ effectif sur l'échantillon est atténué. J'ai mesuré l'atténuation à 2 cm du centre le long de l'axe ; dans ce cas le champ généré est plutôt de 0.3 [Gauss/mA], ce qui nous donne un λ d'environ 300 nm. Même si on suppose que la longueur de pénétration se trouve entre 200 nm et 300 nm, ce résultat reste très positif par rapport à nos prévisions.

4.4.3 Comparaison entre les jonctions SNOP et SNEP

Nous avons démontré que les jonctions SNEP testées exhibent un effet Josephson ; maintenant il est dans notre intérêt d'analyser les différences en performances entre les jonctions SNEP et celles SNOP présentées dans la section précédente. En effet les tricouches utilisées dans les deux cas ont été déposées dans les mêmes conditions, et ne peuvent différer que principalement par l'épaisseur des couches, ou de la barrière.

Avant tout, on cherche une explication au fait que le courant critique est augmenté d'un ordre de grandeur par rapport au cas des SNOP. Si l'on suit la loi de l'équation 4.9, J_c devrait diminuer d'une façon exponentielle avec l'augmentation du rapport d/ξ_n , où d est l'épaisseur de la barrière et ξ_n est la longueur de cohérence du métal normal : au contraire dans notre cas elle augmente. Nous n'avons pas trouvé les causes qui justifient ce fait ; on peut toutefois faire des hypothèses.

D'un point de vue général, les deux types de jonctions sont obtenus à partir de deux procédés technologiques différents entre eux. Notre avis est que les étapes de fabrication suivants le dépôt de la tricouche ont un rôle déterminant sur les performances des jonctions. Dans ce contexte on peut assumer que le résultat issu du procédé SNOP est plus fiable, puisqu'il est obtenu à partir d'une technologie plus simple et moins sensible aux étapes de lithographie et gravure. Pour vérifier cette hypothèse il faudrait à chaque fois produire pour les mêmes conditions de dépôt de la tricouche deux wafers, respectivement de type SNOP et SNEP, afin d'étudier les différences.

Les deux catégories de jonctions se distinguent aussi dans le comportement de la résistance normale. Effectivement la valeur $R_n = 0.57 \Omega$ précédemment estimée

dans le cas des jonctions SNEP correspond à une résistivité de $35 \text{ m}\Omega \text{ cm}$ pour une barrière de 8 nm . Cette valeur est un ordre de grandeur plus petite par rapport à ce qu'on a trouvé dans le cas SNOP. Cette différence pourrait être expliquée par l'impact du procédé technologique (en particulier sur les bords des jonctions), ou bien des paramètres de dépôt de la barrière, proche de la transition M:I. En effet la couche de Ta_xN est déposée dans un régime de forte variation de résistivité, avec une pression partielle d'azote autour du 40% . Si cette donnée est correcte, cela implique que la résistivité de la barrière peut changer d'un facteur 10 pour des faibles variations dans le débit d'azote autour de la transition M:I. Cette valeur est cohérente avec le résultat de Nicolas Hadacek qui a trouvé une résistivité d'environ $3 \text{ m}\Omega \text{ cm}$ pour une pression partielle d'azote de 34.5% .

Si cette hypothèse devait être vérifiée, alors la stabilité du débit d'azote pendant la pulvérisation de la barrière deviendrait un paramètre fondamental pour la reproductibilité des jonctions inter-wafer. Pour valider cette hypothèse, il est nécessaire de fabriquer plusieurs lots de jonction totalement identiques.

On observe que le produit $R_n I_c$ reste du même ordre de grandeur dans le cas des jonctions SNOP et SNEP. Si on assume que la résistance normale ne varie pas fortement en fonction de la température, on peut utiliser la valeur de 0.57Ω calculée dans la section précédente pour estimer la variation du produit $R_n I_c$. La figure 4.26 montre l'évolution de la tension caractéristique dans le cas des deux procédés.

Type	Wafer	d nm	P_{N_2} %	J_c kA/cm ²	$R_n A$ $\Omega \mu\text{m}^2$	ρ m $\Omega \text{ cm}$	$R_n I_c$ mV
SNOP	A2097	7	40	8.2	13.65	195	1.1
SNEP	A2138	8	40	106.5	2.8	35	3.0

TAB. 4.5 – Comparaison entre le procédé SNOP et le procédé SNEP. La barrière des jonctions a été déposée avec le même pourcentage d'azote dans les deux cas. Pour le SNOP on utilise les valeurs en bord plaquette (cf. tableau 4.1).

Le tableau 4.5 résume enfin les principales différences entre les deux procédés. Tous les paramètres sont choisis pour être indépendants des dimensions des jonctions, afin de rendre la comparaison la plus générale possible.

4.5 Synthèse

Nous avons introduit la technologie à la base des jonctions testées pendant cette thèse, respectivement de type SNOP et SNEP selon le procédé de fabrication adopté. Les deux procédés diffèrent par la complexité de réalisation. Ensuite

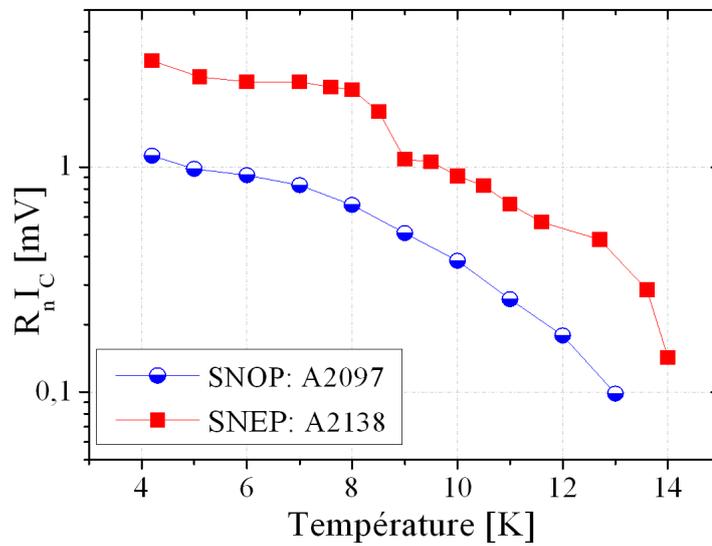


FIG. 4.26 – Evolution de la tension caractéristique $R_n I_c$ en fonction de la température : comparaison entre le procédé SNOP et le procédé SNEP. Pour le procédé SNOP on utilise les valeurs calculées au voisinage des bords de la plaquette, plus faibles que celles mesurées au centre du wafer à 4.2 K (cf. tableau 4.1). Les deux procédés montrent des tensions caractéristiques du même ordre de grandeur, en accord avec le fait que les paramètres de dépôt de la barrière sont presque identiques (cf. tableau 4.1).

nous avons décrit le banc de test quasi-statique utilisé pour les tests, les types de mesures possibles et leurs limites.

A partir des théories les plus crédibles, nous avons élaboré un modèle qui peut expliquer le comportement des jonctions NbN/Ta_xN/NbN. En considérant la nature faiblement métallique et très désordonnée du Ta_xN, nous nous sommes placés dans la limite sale des jonctions diffusives. Grâce à la bonne adaptation des interfaces à la transition entre les électrodes et la barrière, nous avons aussi supposé que les interfaces ne jouent pas un rôle important dans le mécanisme de conduction. La forte résistivité du Ta_xN permet en outre de supposer des interfaces rigides, c'est-à-dire la longueur du lien faible coïncide effectivement avec l'épaisseur de la barrière. Nous avons enfin fait l'hypothèse que la longueur de cohérence du Ta_xN soit effectivement plus petite que l'épaisseur de la barrière.

Nous avons ensuite traité l'influence de la transition métal-isolant de la barrière sur les propriétés des jonctions. Une première explication utilise la physique à plusieurs corps pour traiter le cas d'une barrière métallique fortement résistive dont l'épaisseur est de l'ordre de grandeur de ξ_n . Cela permet de justifier les fortes valeurs du produit $R_n I_c$, non explicables dans le cadre des théories traditionnelles, avec l'augmentation exponentielle de la résistivité du Ta_xN au voisinage du zéro absolu.

Une deuxième théorie assume un modèle de jonction tunnel avec des états localisés, qui pourraient être déterminés dans le Ta_xN par des grains à phase métallique. Dans ce cas la conduction dans la jonction est dominée par la percolation des quasi-particules à travers la barrière, qui sautent d'un état localisé à l'autre sans perdre leur cohérence. Dans ce cadre la barrière tunnel peut effectivement être plus longue que les barrières tunnel traditionnelles, et on peut démontrer que la jonction se comporte comme une jonction diffusive longue.

Le paragraphe réservé au test occupe une grande partie du chapitre. Nous avons traité exprès les résultats relatifs aux jonctions SNOP et SNEP dans deux sections séparées, après avoir observé une différence du comportement des jonctions dans les deux cas.

Nous avons tout d'abord analysé des jonctions SNOP fabriquées avec une barrière Ta_xN de 7 nm déposée avec un pourcentage d'azote du 40%. Au centre de la plaquette la densité de courant critique est de 14.5 kA/cm², avec une dispersion de 15% ; le produit $R_n I_c$ est de 3.74 mV, avec une dispersion de 14.5%. Ces valeurs sont calculées à 4.2 K, et ne s'appliquent pas aux jonctions les plus petites en surface. En effet, lorsque la taille de la jonction est inférieure à 2 μm², la structure présente systématiquement une densité de courant critique apparente de ≈ 80 kA/cm², qu'on a expliqué comme un court-circuit de la jonction, issu d'un problème de fabrication. Les performances des jonctions diminuent en allant du centre vers le bord de la plaquette, où on trouve plutôt une J_c de 8.2 kA/cm², et un

produit $R_n I_c$ de 1.125 mV.

Pour les jonctions en bord de plaquette nous avons pu étudier l'évolution des paramètres en fonction de la température. Nous avons interpolé la courbe $J_c - T$ en utilisant la formule pour les jonctions SNS longues dans la limite sale. Le fit nous permet d'estimer une longueur de cohérence normale ξ_n de 2 nm à $T_c = 15$ K, qui monte jusqu'à 3.8 nm à 4.2 K. Cette valeur indique qu'on reste dans la limite des jonctions longues. La très haute résistivité de la barrière (entre 200 mΩ cm et 350 mΩ cm) permet aussi de valider l'hypothèse de limite sale, et celle d'interfaces rigides.

L'évolution du produit $R_n I_c$, en comparaison avec d'autres jonctions avec une barrière moins nitrurée, montre que la tension caractéristique est augmentée d'un ordre de grandeur pour une variation en azote entre 30% et 40%. C'est une relation importante (cf. tableau 4.2) entre le produit $R_n I_c$ et la pression d'azote, qui nous permet d'envisager la possibilité de calibrer les performances de jonctions en agissant sur ce paramètre. Nous avons en outre comparé les performances de nos jonctions SNOP avec l'état de l'art actuel de cette technologie. Le choix d'une barrière très résistive nous permet d'obtenir un produit $R_n I_c$ élevé sans risquer d'avoir des courants critiques trop grands, qui peuvent causer des hysteresis dues à des effets thermiques, et faire sortir la jonction de la limite des jonctions étroites.

Ensuite nous avons examiné les jonctions fabriquées en technologie SNEP. On s'est aperçu d'un problème de fonctionnement de ces jonctions, qui exhibent une structure parasite en série au lien faible. Cette structure apparaît comme une résistance qui se déclenche pour un courant très proche du courant critique Josephson et complique l'analyse des jonctions. Sa cause est probablement la formation d'un micropont de dimensions comparables avec celles de la jonction, issu par exemple d'une surgravure de l'électrode de base pendant la définition des jonctions.

Les jonctions SNEP ont été fabriquées avec une barrière de 8 nm, déposée dans une pression partielle d'azote du 40%. Bien que très proches à celles SNOP en termes de tricouche, ces jonctions possèdent des densités de courant critique beaucoup plus élevées, de l'ordre de 100 kA/cm² à 4.2 K. Ce comportement, au contraire du cas des SNOP, n'est pas fonction de la taille, mais se manifeste dans tous les échantillons testés.

D'une façon analogue à ce qu'on a fait dans le cas des SNOP, l'évolution de la J_c en fonction de la température nous permet d'estimer la valeur de ξ_n . On obtient une longueur de cohérence normale de 2 nm, soit la même valeur trouvée dans les jonctions SNOP. Toutefois des courants critiques aussi larges empêchent de négliger l'effet de taille des jonctions sur le transport des paires à travers la barrière. En particulier, pour une longueur de pénétration de 200 nm environ, pour des températures au dessus de 12.5 K on est dans la limite des jonctions larges ; la mesure du courant critique est par conséquent faussée.

Afin de vérifier le comportement Josephson des jonctions, nous avons fait des mesures des marches de Shapiro sous irradiation RF, et de diffraction de Fraunhofer sous champ magnétique. Ces dernières mesures en particulier ont permis d'extrapoler une longueur de pénétration du NbN entre 200 nm et 300 nm à 14 K. Cette valeur est trop basse, si elle est comparée à la littérature (plutôt entre 400 nm et 500 nm), et il serait intéressant de répéter cette mesure dans le futur.

Nous avons enfin comparé directement les résultats des deux types de jonctions : SNOP et SNEP. A notre avis l'augmentation de la J_c dans les jonctions SNEP par rapport au procédé SNOP peut être expliquée seulement par l'impact d'un procédé plus lourd sur la tricouche, qui peut détériorer les propriétés des matériaux, surtout sur les bords de la jonction. D'un autre côté le produit $R_n I_c$ reste du même ordre de grandeur pour les deux procédés, soit 3 mV à 4.2 K pour les jonctions SNEP. Ce fait est dû à une résistivité de la barrière de 35 m Ω cm, bien plus basse par rapport au cas des jonctions SNOP. Cette différence est peut-être due à des fluctuations des paramètres de lithographie et gravure pendant le procédé, qui peuvent donner des surfaces effectives des jonctions différentes à celles obtenues dans le cas des jonctions SNOP. Une autre explication peut être trouvée dans les fluctuations des conditions de pulvérisation de la barrière, en effet la conformation cristalline du Ta_xN est très sensible à ce type de variations car proche de la transition M:I.

Chapitre 5

Procédés Multiniveaux

Ce dernier chapitre est centré sur l'étude et le développement des procédés de fabrication multiniveaux. La première partie traite des méthodes de fabrication de salle blanche, notamment de la lithographie optique et de la gravure des couches, et donne des renseignements généraux sur les équipements utilisés dans la salle PROMES. Ensuite nous présentons dans le détail le procédé de fabrication SNEP des jonctions, basé sur le jeu de masques à 5 niveaux 'NbN-RSFQ-1'. Le procédé est illustré dans ses étapes fondamentales, et ses points critiques sont examinés. La description du procédé court sert aussi d'introduction pour le procédé à 10 niveaux de masque (NbN-RSFQ-2), conçu pour la réalisation des circuits RSFQ. Enfin nous détaillons les principales modifications qui ont déterminé le passage à 10 niveaux de masques, notamment l'introduction d'un plan de masse commun et des résistances de polarisation.

5.1 Outils de Salle Blanche

La salle blanche du DFRMC appelée 'PROMES' que nous avons utilisée est une salle de classe 10000¹ (Iso 7). Dans ces locaux se trouvent la plus part des appareils utilisés pour le dépôt des matériaux et la réalisation des jonctions, ainsi que pour l'étude des procédés de fabrication multiniveaux.

Toutes les couches nitrures, l'isolant MgO et l'aluminium métallique ont été réalisés par pulvérisation cathodique réactive DC ou RF magnétron dans le groupe Alcatel SCM600. Le paragraphe 3.1 décrit dans le détail le principe de pulvérisation ainsi que le fonctionnement de cette machine.

¹Nombre de particules de 0.5 μm par pied cube

Les couches d'isolant, SiO_2 ou Si_3N_4 , sont aussi déposées par pulvérisation cathodique RF réactive dans un groupe dédié Alliance Concept AC450. Quand ce groupe n'était pas disponible on a utilisé comme dépannage du SiO_2 déposé au LETI par PECVD.

5.1.1 La gravure par usinage ionique

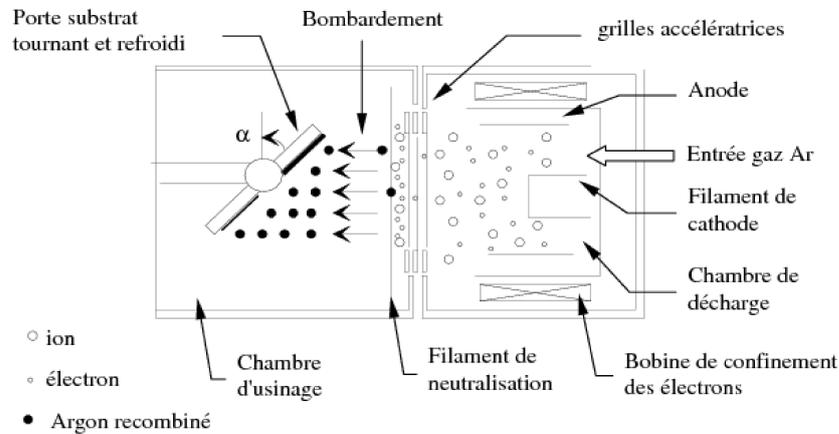


FIG. 5.1 – Principe de fonctionnement de l'usinier ionique (IBE) VECCO/VAS.

L'usinage ionique (en anglais IBE ou Ion Beam Etching) se base sur le même principe de la pulvérisation des couches à graver sous l'effet du bombardement ionique. La figure 5.1 montre le principe de fonctionnement de cette technique. Un champ électromagnétique génère un plasma d'ions à partir d'un gaz tel que l'argon ou le xénon. Les ions sont ensuite accélérés vers le substrat ; le mécanisme de gravure est purement physique et anisotrope, mais n'est pas sélectif par rapport aux matériaux attaqués.

Nous utilisons un usinier VECCO/VAS, qui génère un faisceau d'ions neutralisés de 3 pouces de diamètre. Il est possible d'incliner l'angle de l'échantillon par rapport au faisceau d'ions, ce qui permet de régler la vitesse de gravure ; la rotation du substrat pendant le bombardement assure l'homogénéité de la gravure.

La non sélectivité constitue pour nous une limite, car on ne dispose pas d'un contrôle de la fin de gravure. En outre l'usinage ionique est une méthode qui endommage la surface des couches gravées, et donc augmente la rugosité des

films. On se limite à utiliser cette méthode seulement pour la gravure du MgO, matériau pour lequel la gravure ionique réactive est inefficace, et seulement pour des couches minces d'épaisseur inférieure à 50 nm.

5.1.2 La gravure ionique réactive

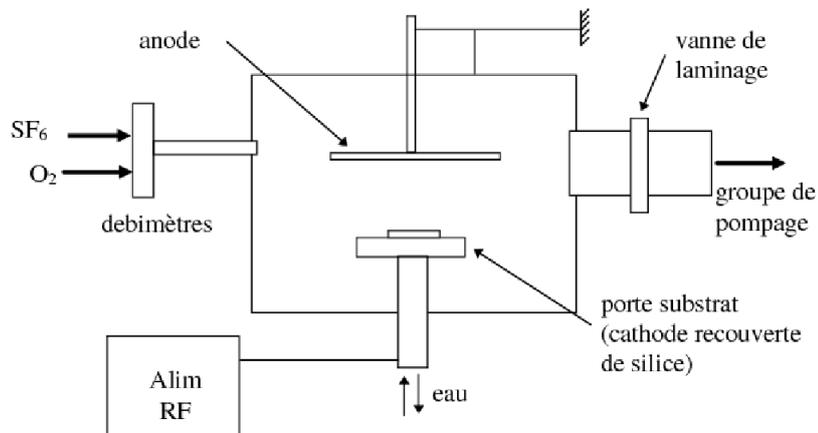


FIG. 5.2 – Principe de fonctionnement de l'usineur ionique réactif (RIE) Alcatel GIR 100.

La gravure ionique réactive (en anglais RIE Reactiv Ion Etching) combine l'effet du bombardement avec une réaction chimique entre les atomes incidents et le matériau gravé. Le système, illustré en figure 5.2, se base sur le même principe de la pulvérisation RF, en utilisant l'échantillon comme cathode.

Nous utilisons un groupe Alcatel GIR 100, équipé avec des gaz fluorés (SF_6 , CF_4 et CHF_3), ainsi que de l'oxygène. Les pressions de gravure sont plus élevées par rapport à l'usineur ionique pour favoriser l'attaque chimique. Le rôle de l'oxygène est fondamental pour éliminer les produits de réaction, notamment des polymères organométalliques. Il est important de trouver le bon équilibre entre les gravures physique et chimique en agissant sur les paramètres tels que la composition du mélange gazeux, ainsi que la puissance RF.

Cette technique permet de graver d'une façon rapide et très sélective tous les nitrures (NbN , Ta_xN et AlN), ainsi que les isolants SiO_2 et Si_3N_4 . En outre on peut utiliser un plasma d'oxygène pour retirer la résine lithographique après gravure (délaquage ou stripping).

5.1.3 La lithographie optique

La lithographie optique permet de transférer les motifs d'un masque en chrome sur une résine photosensible. Nous disposons d'un aligneur Karl Süss MA750 qui permet de définir des motifs par contact avec une précision d'environ $1\ \mu\text{m}$. Une lampe génère un faisceau ultraviolet avec une puissance de $\approx 10\ \text{mW}$. Le temps d'exposition dépend de cette puissance, ainsi que de la nature et de l'épaisseur de la résine photosensible utilisée.

Il y a deux types différents de résine, respectivement positive et négative. Dans le cas des résines positives, la partie exposée à l'irradiation UV se dissout pendant le développement, de sorte que seulement les motifs en chrome sur le photomasque sont reproduits directement sur la plaquette. Au contraire avec la résine négative les motifs du masque en chrome sortent comme des trous dans la résine après développement. La différence principale entre les deux résines est l'inclinaison des flancs. Dans le cas de la résine positive les flancs sont inclinés vers l'extérieur, ce qui facilite des gravures avec des flancs doux ; au contraire dans le cas de la résine négative les flancs sont retournés vers l'intérieur, ce qui facilite une lithographie suivie d'un lift-off. Avec le terme lift-off on entend un bain solvant (normalement de l'acétone) qui dissout la résine ; la figure 5.3 résume les deux cas. Nous utilisons principalement la résine S1813 comme résine positive, et la AZ5214 comme résine négative. Le développement des résines est fait dans un bain de révélateur 'AZ-developper' dilué 1 : 1 avec de l'eau desionisée.

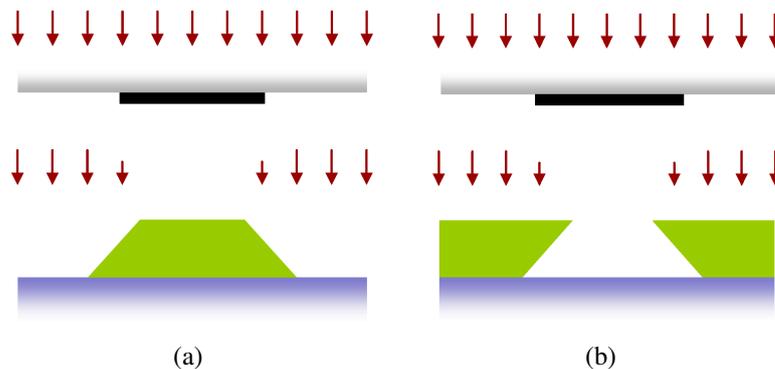


FIG. 5.3 – Polarité et inclinaison des flancs dans les résines photosensibles. (a) résine positive : les motifs correspondent aux motifs du masque en chrome, les flancs inclinés vers l'extérieur. (b) résine négative : les motifs sont complémentaires à ceux dans le masque en chrome, les flancs inclinés vers l'intérieur.

La définition des motifs

Avec la combinaison d'une étape lithographique et d'une étape de gravure on peut transférer tous les motifs des photomasques sur les couches déposées. Dans le premier cas, figure 5.4, la résine protège les motifs qu'on veut effectivement garder sur la couche à graver ; la résine qui reste après gravure est ensuite enlevée par un plasma réactif à l'oxygène. Dans le deuxième cas, figure 5.5, la lithographie de la résine est faite avant le dépôt du matériau ; ensuite la résine qui reste est enlevée par lift-off, et seulement le matériau déposé directement sur le substrat reste sur la plaquette.

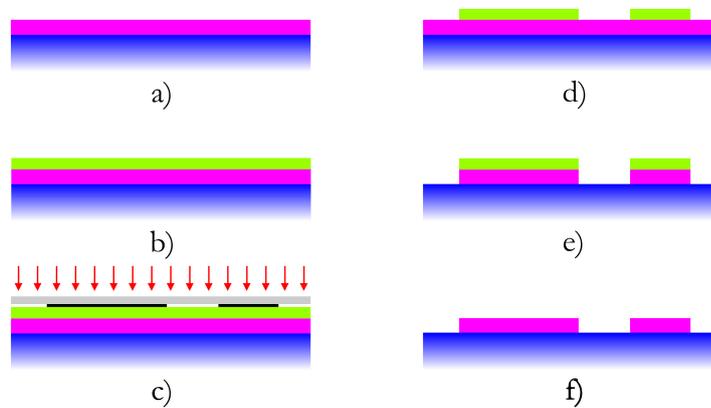


FIG. 5.4 – Lithographie optique (résine positive) + gravure. a) dépôt de la couche de matériau. b) dépôt de la résine. c) insolation UV de la résine. d) développement de la résine. e) gravure de la couche du matériau (RIE ou IBE). f) retrait de la résine restante (stripping). On observe que les motifs sur le wafer correspondent aux motifs sur le masque en chrome.

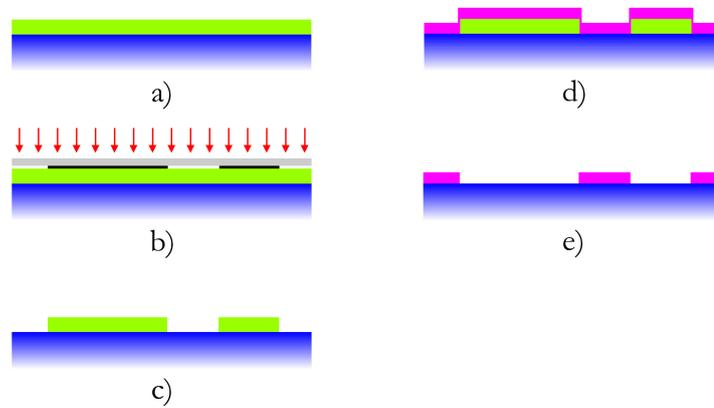


FIG. 5.5 – Lithographie optique (résine positive) + lift-off. a) dépôt de la résine. b) insolation UV de la résine. c) développement de la résine. d) dépôt de la couche de matériau. e) lift-off de la résine. On observe que les motifs sur le wafer sont complémentaires par rapport aux motifs sur le masque en chrome.

5.2 Le procédé NbN-RSFQ-1

Le procédé à 5 niveaux de masque est un procédé court, car il comprend 'seulement' 17 étapes. Une étape type est dans notre cas par exemple un dépôt de matériau, une lithographie, une gravure ou un lift-off. Travailler avec ce procédé nous permet de mieux isoler les différentes sources de défauts, et de trouver d'une façon plus rapide les paramètres optimaux de fabrication. Le tableau 5.1 résume les paramètres clés du procédé, pendant que la figure 5.6 montre le schéma d'une jonction Josephson réalisée dans cette technologie.

Dans les sections suivantes les différentes étapes du procédé NbN-RSFQ-1 à 5 niveaux de masque seront traitées en détail. Les paramètres du procédé les plus importants seront décrits, ainsi que les problèmes rencontrés, les points faibles et les points critiques de chaque étape.

Deux appendices sont présents à la fin de ce mémoire. Le premier résume l'étude à la base du jeu de masque NbN-RSFQ-1, avec une attention particulière aux contraintes et spécifications choisies pour le dessin de chaque niveau. Le deuxième appendice détaille les paramètres de fabrication et des jonctions SNOP et des jonctions SNEP traitées dans ce paragraphe.

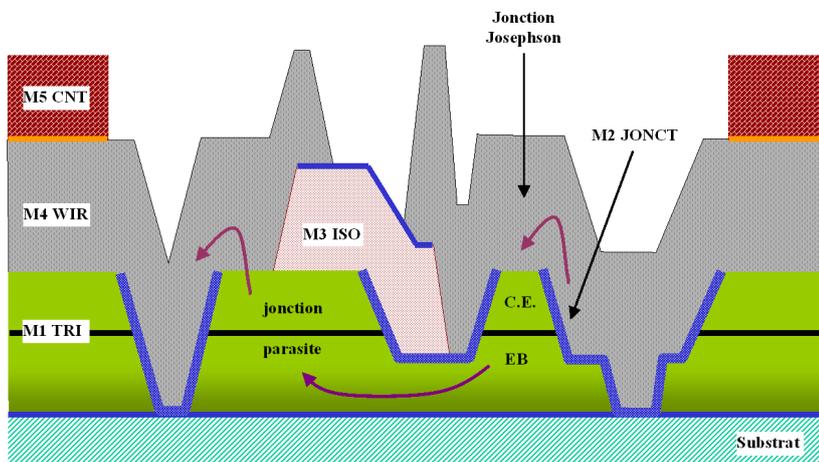


FIG. 5.6 – Section d'une jonction Josephson réalisée avec le procédé SNEP à 5 niveaux de masque (NbN-RSFQ-1). La prise du signal de l'électrode de base se fait à travers une jonction parasite (à gauche de la jonction Josephson).

Masque	Matériau	Ep. [nm]	Propriétés
M1 :TRI	NbN/Ta _x N/NbN/MgO(b)	200/10/350/10	$\lambda_{NbN} \approx 350$ nm
M2 :JONCT			définition JJ
	MgO/AlN/MgO	10/20/10	passivation autoalignée JJ
M3 :ISO	MgO(b)/Si ₃ N ₄	10/200	$\epsilon_r = 7.5$ pour Si ₃ N ₄
M4 :WIR	NbN	800	lignes de connexion
M5 :CNT	Al/Nb(b)	450/10	plots de contact

Tab. 5.1 – Paramètres des couches relatives au procédé à 5 niveaux de masques. (b) couche buffer.

5.2.1 Niveau 1/5 : TRI

Le dépôt de la tricouche (niveau 1- tableau 5.2) représente sans doute l'étape clé pour la définition de notre technologie ; pour cette raison on a traité séparément cette étude dans le paragraphe 3.4.

Au contraire les étapes 2 et 3 du niveau TRI ne sont pas particulièrement critiques. Le buffer de MgO sert non seulement à aider la croissance du NbN cubique (200), il est aussi un point d'arrêt naturel pour la gravure de la tricouche. Cela empêche de graver inutilement le substrat, et donc d'introduire des problèmes pour les étapes de dépôt suivantes.

Etape	Description	Masque	Matériaux	Notes
1 (★ ★ ★)	dépôt tricouche		NbN / Ta _x N / NbN / MgO(b)	DC+RF-mag. sputtering
2 (★)	lithographie tricouche	TRI-A		résine S1813
3 (★)	gravure tricouche + délaquage			Gravure RIE (LSR)

Tab. 5.2 – Niveau TRI du procédé NbN-RSFQ-1 : étapes de fabrication. (LSR) utilisation de la puce laser. Difficulté : (★) pas critique, (★ ★ ★) très critique. (b) couche buffer.

La figure 5.7 montre la section idéale d'une jonction Josephson pour le test après la gravure de la tricouche. L'image 5.8 est une photo au microscope optique qui montre partiellement une série de motifs après gravure et délaquage de la résine.

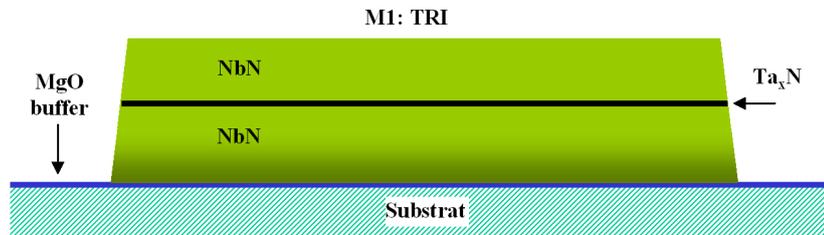


FIG. 5.7 – Section idéale d'une jonction Josephson après gravure de la tricouche et délaquage de résine.

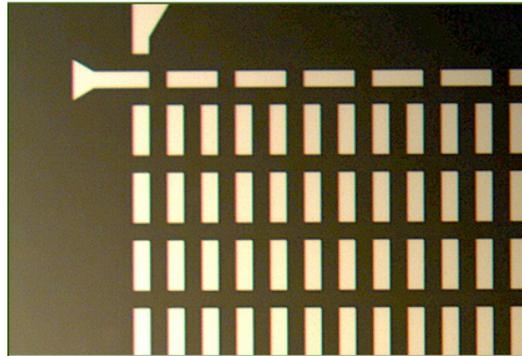


FIG. 5.8 – Vue partielle d'une série après gravure et délaquage de la résine. Sur le fond (partie foncée) le substrat est couvert par une couche mince de MgO.

5.2.2 Niveau 2/5 : JONCT

La surface de la jonction détermine notamment la valeur du courant critique des jonctions, et donc la valeur des courants de bias du circuit. Des jonctions de plus en plus petites présentent deux avantages : premièrement un niveau d'intégration plus poussé, et deuxièmement une distribution des courants homogène dans le plan de la jonction (cf. sec. 1.2.3). La dimension des jonctions est cependant conditionnée par la technologie de fabrication. Nos appareils de photolithographie ont une résolution de $1\ \mu\text{m}$; en dessous de cette valeur on ne peut plus aligner deux niveaux de masque consécutifs.

Etape	Description	Masque	Matériaux	Notes
4 (★★)	lithographie jonctions	JONCT-A		résine S1813
5 (★ ★ ★)	gravure jonctions + plasma O ₂			gravure RIE (LSR)
6 (★★)	dépôt isolant auto-aligné		MgO / AlN / MgO	RF-mag. sputtering
7 (★ ★ ★)	lift-off isolant auto-aligné			lift-off

Tab. 5.3 – Niveau JONCT du procédé NbN-RSFQ-1 : étapes de fabrication. (LSR) utilisation de la puce laser. Difficulté : (★) pas critique, (★ ★ ★) très critique.

Le tableau 5.3 décrit les étapes de fabrication relatives à ce niveau de masque. Après avoir défini les motifs du masque JONCT-A, c'est-à-dire la surface des jonctions et des jonctions parasites pour le contact électrique, un plasma réactif RIE grave la contre-électrode et la barrière jusqu'à l'électrode de base. Un laser orienté vers l'échantillon suit le déroulement de la gravure par la variation de la réflectivité du matériau. Le fait que le NbN et le Ta_xN ont une réflectivité très similaire complique le suivi du procédé ; il est en fait difficile d'établir le point d'arrêt de gravure. En plus la résine gravée se recombine avec le NbN et se redépose sur les flancs des jonctions sous forme des reliquats organométalliques. Ces reliquats sont durs à éliminer, et causent des soucis aux passages des marches pour les dépôts suivants. Un plasma d'oxygène est ensuite effectué in-situ dans le groupe RIE afin de préparer les flancs des jonctions pour le dépôt suivant.

L'étape 6 consiste en un dépôt d'isolant par auto-alignement. En utilisant toujours la même résine, une tricouche isolante MgO/AlN/MgO avec une épaisseur de 40 nm environ est déposée partout sur la plaquette. Cette tricouche a comme

but d'isoler les flancs des jonctions, et donc d'éviter des courts-circuits avec les lignes de connexion suivantes. Le fait d'utiliser la même résine permet un auto-alignement naturel entre les jonctions et l'isolant ; en effet on ne pourrait jamais atteindre une telle précision avec nos appareils de lithographie si on voulait utiliser un masque supplémentaire et une nouvelle résine. Cependant on paye ce bénéfice dans l'étape suivante, numéro 7, où on effectue le lift-off de l'isolant. Un bain dans l'acétone sous l'action des ultrasons a été utilisé pour enlever la résine couverte par l'isolant. L'échantillon était nettoyé fréquemment pour éviter le collage de morceaux de résine sur la surface active des dispositifs. Les figures 5.9 et 5.10 montrent respectivement la section de la jonction et une image au microscope optique à la fin de la septième étape.

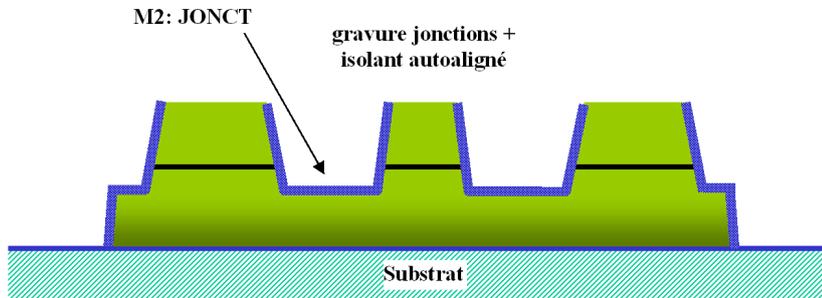


FIG. 5.9 – Section idéale d'une Jonction Josephson après lift-off de l'isolant auto-aligné. La tricouche au centre de la figure est la jonction Josephson, isolée par l'isolant auto-aligné sur les deux côtés. Les deux autres structures tricouches représentent les jonctions parasites utilisées pour sortir les signaux de l'électrode de base.

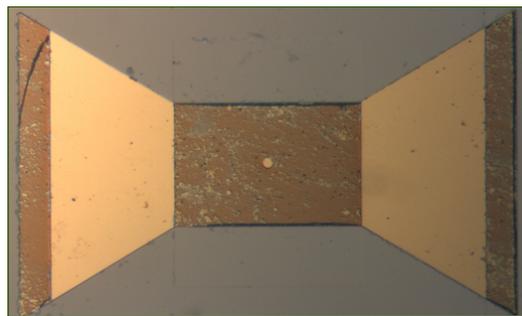


FIG. 5.10 – Image au microscope optique d'une jonction Josephson après l'étape 7 dont la section est indiquée en figure 5.9. La jonction Josephson est le rond au centre de la figure ; les trapézoïdes sur les deux côtés représentent les jonctions parasites de prise du contact électrique sur l'électrode de base.

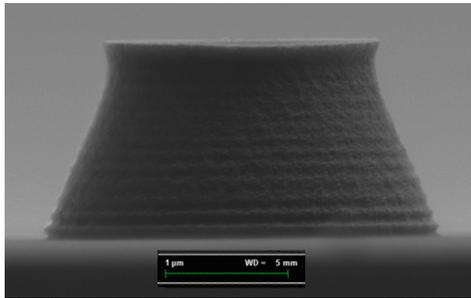


FIG. 5.11 – Image MEB d'un motif de résine S1813 correspondant à une jonction ronde de $3\ \mu\text{m}$ de diamètre. On voit que les flancs de résine sont inclinés vers l'extérieur, et que le diamètre du motif au sommet est de seulement $2\ \mu\text{m}$.

Points technologiques critiques

Nous avons constaté que le lift-off, même après quelques heures, était toujours grossier sur les motifs de petite taille. D'où le risque que quelques jonctions restent couvertes par la résine, en rendant donc impossible le contact électrique avec les niveaux suivants. La résine, durcie par l'action des ions de SF_6 pendant la gravure réactive de la contre-électrode, devient plus résistante à l'action de l'acétone.

Pour cette raison nous avons décidé d'accompagner le lift-off en frottant doucement sur le wafer avec une chiffonnette dans le bain d'acétone. Le NbN est un matériau très solide, qui résiste bien aux contraintes mécaniques ; le passage de la chiffonnette aide effectivement au nettoyage de la surface des jonctions de plus petite taille, et seulement dans deux ou trois cas on a observé la disparition d'une jonction après le traitement. La méthode est efficace déjà après les 10 premières minutes, et a été systématiquement employée pour la réalisation des jonctions testées. Nous avons effectué des observations attentives sur des séries de 1000 jonctions larges de $3\ \mu\text{m}$ nettoyées avec cette technique, en observant un pourcentage de réussite très haut, avec moins de 1% de jonctions encore couvertes de résine à la fin du traitement.

Cette solution est bien sûr provisoire, et la recherche d'une méthode de lift-off plus performante reste une des priorités actuelles. La figure 5.11 montre une image MEB de la résine S1813 après la lithographie des jonctions de $3\ \mu\text{m}$. On voit l'inclinaison typique des flancs vers l'extérieur, et par conséquent le diamètre du motif de résine est de $2\ \mu\text{m}$ au sommet du motif. Si à cela on ajoute le fait que la gravure RIE augmente l'inclinaison des flancs, on comprend que la résine S1813 est absolument mal adaptée à l'étape de lift-off qui suit. Nous avons essayé plusieurs combinaisons de durées d'exposition et de développement de la résine, sans réussir à changer de façon appréciable l'inclinaison des flancs.

Une solution définitive au problème pourrait être l'achat de résines positives mieux adaptées au lift-off, comme par exemple la LOR-B. Comme alternative on pourrait envisager des solvants différents pour le lift-off, comme par exemple le POSISTRIP utilisé régulièrement au LETI, ou même de l'acétone réchauffé. Ces deux méthodes sont interdites dans la salle PROMES pour des raisons de sécurité,

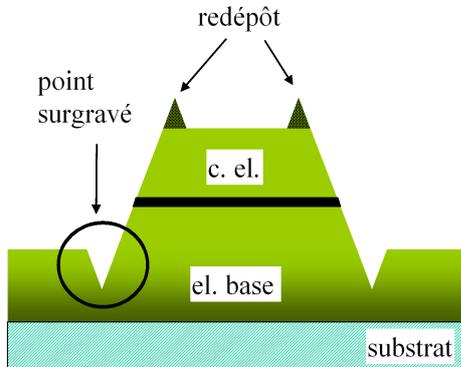


FIG. 5.12 – Dynamique de gravure RIE du niveau JONCT des jonctions Josephson. Une incision profonde de l'électrode de base est observée au pied de la jonction gravée ; si l'électrode de base est trop désépaissie dans cette incision, il y a le risque qu'un lien-faible supraconducteur se forme. On observe aussi la crête qui se forme au sommet des motifs gravés comme conséquence du redépôt des produits de gravure.

mais pourraient être implémentées dans la nouvelle salle blanche PTA.

Entre les autres solutions proposées par la littérature il y a la possibilité d'induire dans la résine un profil à chapeau (une sorte de champignon) qui pourrait faciliter le lift-off de l'isolant auto-aligné. Pour obtenir ce type de profil il y a plusieurs méthodes. La plus commune est de déposer une bicouche de résine, par exemple de la résine S1813 suivie par une couche mince (une fraction de micromètre) d'une résine plus dure. De cette façon, lorsque l'on développe la bicouche de résine, la partie basse est attaquée par le solvant plus rapidement que la couche supérieure, ce qui donne la structure à chapeau désirée.

Un autre point critique de ce niveau de fabrication est la gravure de la contre-électrode (étape 5) pour la définition des jonctions. Effectivement si on grave trop l'électrode de base, on risque d'affaiblir ses propriétés supraconductrices, et ainsi de créer une zone qui transite vers l'état normal avant la jonction, en générant un point chaud qui déstabilise le fonctionnement de la jonction. Le phénomène est amplifié du fait qu'aux pieds des motifs gravés l'incision est toujours plus profonde qu'ailleurs, ce qui (avec la formation des murs au sommet des motifs) est une conséquence directe de la dynamique de gravure. La figure 5.12 résume cette situation. La seule solution pratique à ce problème est un bon contrôle de la vitesse de gravure pour savoir exactement à quel moment il faut s'arrêter ; malheureusement les paramètres de l'équipement de gravure GIR 100 ne sont pas très stables, ce qui rend cette étape difficilement reproductible. Cela est une des raisons qui nous a obligé à rejeter plusieurs plaquettes pendant notre étude.

5.2.3 Niveau 3/5 : ISO

Après avoir déposé un premier isolant par auto-alignement, nous renforçons l'isolement électrique entre couches supraconductrices en déposant une couche épaisse (≈ 200 nm) de Si_3N_4 . Le Si_3N_4 est déposé par pulvérisation RF dans le groupe Alliance Concept AC450. Le dépôt est effectué à température ambiante

avec une puissance RF de 125 W, qui donne une vitesse de 2 \AA/s . Dans ces conditions le dépôt de Si_3N_4 est localement uniforme, et les tests électriques démontrent une bonne qualité isolante du matériau. Cependant une distance réduite cible-substrat (55 mm) implique des couches qui ne peuvent pas être uniformes sur toute la plaquette. Une différence en épaisseur de 10 à 15% a été estimée entre les bords et le centre de la plaquette de 3 pouces, ce qui est compatible avec nos exigences. La constante diélectrique ϵ_R du Si_3N_4 est selon des tests de capacité récents de 8.9 ; cette valeur s'éloigne de celles rencontrées dans la littérature où la permittivité diélectrique est plutôt comprise entre 6.5 et 8. Le choix du Si_3N_4 plutôt que du SiO_2 est simplement justifié car le dépôt de Si_3N_4 est mieux contrôlé et plus reproductible que celui de SiO_2 dans notre équipement de pulvérisation Alliance.

Etape	Description	Masque	Matériaux	Notes
8 (★ ★ ★)	lithographie isolant	ISO-A		résine AZ5214
9 (★★)	dépôt isolant		Si_3N_4	non in-situ RF-mag.
10 (★)	dépôt buffer		MgO(b)	sputtering
11 (★)	lift-off isolant			lift-off

TAB. 5.4 – Niveau ISO du procédé NbN-RSFQ-1 : étapes de fabrication. Difficulté : (★) pas critique, (★ ★ ★) très critique. (b) couche buffer.

Le tableau 5.4 montre les 4 étapes du procédé pour réaliser le niveau ISO. Pour la lithographie on a choisi la résine négative AZ5214, laquelle, grâce à ses flancs rentrants, est plus adaptée au lift-off. L'alignement entre le wafer et le photomasque ISO-A représente une des étapes les plus critiques du procédé. L'isolant formera un anneau de protection autour des jonctions, dont le diamètre interne est seulement $4 \mu\text{m}$ plus grand que le diamètre des jonctions. La figure 5.13 montre la section d'une jonction où l'isolant, en rose, est bien visible.

Une couche mince de $\approx 10 \text{ nm}$ de MgO est ensuite déposée partout sur l'isolant comme buffer pour aider à la croissance ultérieure de la couche supérieure du NbN des contacts. Puis on peut effectuer le lift-off de l'échantillon. Au contraire de l'étape précédente, le bain d'acétone couplé avec les ultrasons est plus efficace, et après trente minutes la surface des échantillons est libre de toute résine résiduelle. La figure 5.14 montre la jonction Josephson à la fin de cette étape. On peut bien voir l'isolant, rouge sur la tricouche et azur sur l'électrode de base, ainsi que la fenêtre laissée par l'isolant, au milieu de laquelle il y a la tricouche qui forme la jonction.

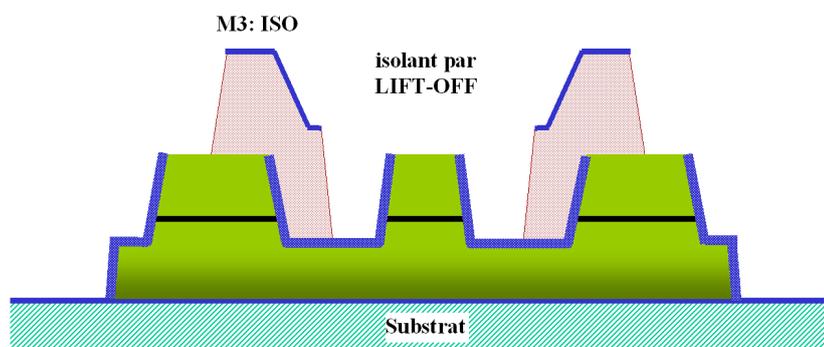


FIG. 5.13 – Section idéale d'une jonction Josephson après lift-off de l'isolant.

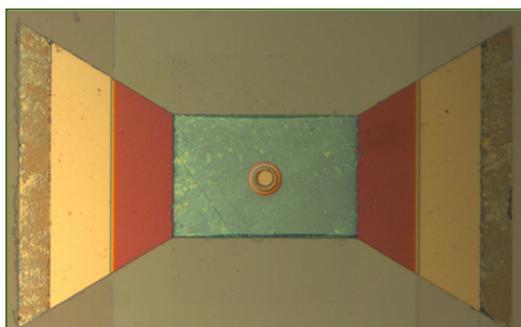


FIG. 5.14 – Image au microscope optique d'une jonction Josephson après le lift-off du Si_3N_4 dont la section est indiquée en figure 5.13.

5.2.4 Niveau 4/5 : WIR

Le niveau WIR sert à réaliser les lignes de connexion entre les différents dispositifs de la puce et vers les contacts. Le tableau 5.5 résume les étapes principales pour réaliser ce niveau d'interconnexion. Après un décapage RF pour sortir le contact électrique de la contre-électrode, on dépose du NbN à température ambiante ; la couche doit être relativement épaisse (≈ 800 nm, pour franchir les marches dues aux empilements précédents). L'étape de lithographie est relativement critique, car la ligne qui passe au dessus de la jonction est large de $20\ \mu\text{m}$. La gravure RIE ne présente pas de problèmes particuliers, car le buffer en MgO constitue aussi dans ce cas une excellente couche d'arrêt gravure. La figure 5.15 schématise la section d'une jonction après cette étape, pendant que la figure 5.16 montre la microphotographie d'une jonction après la gravure du NbN.

Etape	Description	Masque	Matériaux	Notes
12 (★★)	dépôt wiring		décapage + NbN	DC-mag. sputtering
13 (★★)	lithographie wiring	JONCT-A		résine S1813
14 (★★)	gravure wiring + délaquage			Gravure RIE (LSR)

Tab. 5.5 – Niveau WIR du procédé NbN-RSFQ-1 : étapes de fabrication. (LSR) utilisation de la puce laser. Difficulté : (★) pas critique, (★★) très critique.

Points technologiques critiques

Il y a deux points qui rendent ce niveau de fabrication potentiellement critique par rapport à la réalisation des jonctions Josephson. Le premier est le décapage de la contre-électrode avant le dépôt du wiring. Effectivement si le décapage n'est pas assez efficace, une couche mince d'oxyde NbN_xO_y peut rester entre la contre-électrode et la ligne de NbN épaisse ; cela forme une barrière (l'oxyde de NbN est normalement isolant [97]), qui peut constituer une seconde jonction Josephson résistive ou une capacité en série à la jonction. Au contraire si le décapage est trop violent, il peut sérieusement abîmer la surface de la contre-électrode, et donc créer une couche mince de NbN dont les propriétés supraconductrices sont altérées, voir supprimées ; aussi dans ce cas le résultat serait une résistance en série avec la jonction. Pour vérifier cette hypothèse on pourrait fabriquer une plaquette équivalente avec une couche épaisse de NbN au lieu de la tricouche $\text{NbN}/\text{Ta}_x\text{N}/\text{NbN}$; cela

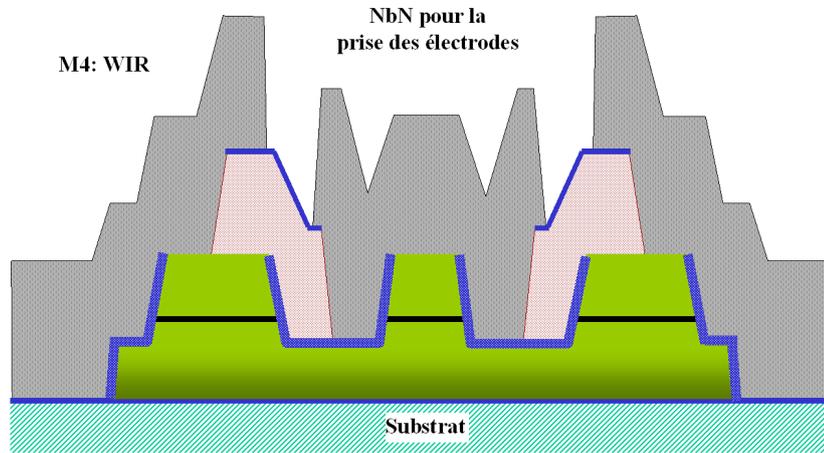


FIG. 5.15 – Section idéale d'une jonction Josephson après gravure des lignes. La ligne centrale sert à la prise du signal de la contre-électrode, pendant que le signal de l'électrode de base sort à travers les lignes latérales.

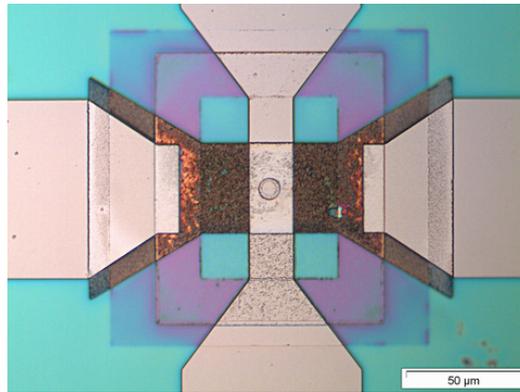


FIG. 5.16 – Image au microscope optique d'une jonction Josephson après la gravure des lignes dont la section est indiquée en figure 5.15. La ligne centrale sert à la prise du signal de la contre-électrode, pendant que le signal de l'électrode de base sort à travers les lignes latérales.

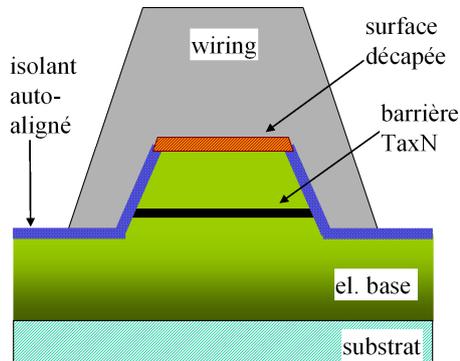


FIG. 5.17 – Particulière d'une section d'une jonction Josephson après décapage et dépôt du NbN de wiring. Le décapage peut donner lieu à la formation d'une couche mince entre la contre-électrode et le wiring, qui peut constituer un lien faible en série à la jonction.

nous permettrait de mettre en évidence un comportement Josephson ou résistif de ce contact, si présent. La figure 5.17 schématise le problème.

Le deuxième point critique regarde la croissance du NbN des lignes, en particulier lors du passage des marches. D'une analyse attentive des couches au microscope électronique à balayage il est évident que le NbN du wiring pousse d'une façon assez différente en fonction de la sous-couche sur laquelle il est déposé ; la porosité du matériau et la taille des grains à la surface sont le premier indice de ces différences. Nous avons déjà vu en section 3.3 qu'effectivement les propriétés électriques de cette couche changent si elle est déposée sur l'isolant ou directement sur le substrat.

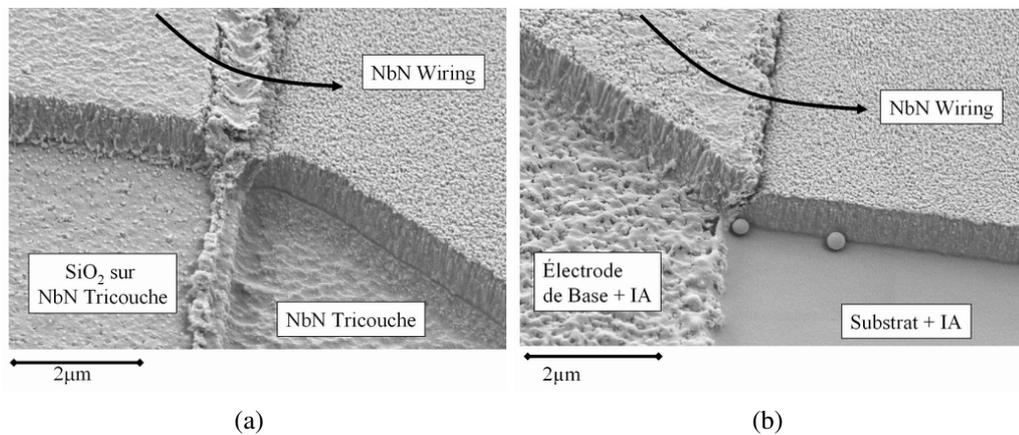


FIG. 5.18 – Image MEB : problèmes relatifs au passage de marche d'une ligne de NbN épais. (a) la ligne descend de l'isolant vers le substrat. (b) la ligne passe de l'électrode de base au substrat. Dans les deux cas on voit qu'en correspondance de la marche la connexion entre les deux bras de la ligne se fait avec difficulté.

Il peut en outre arriver que le raccordement d'une ligne en NbN lors d'un passage de marche ne soit pas excellent. La figure 5.18 montre ce cas respective-

ment pour une ligne qui descend de l'isolant sur la tricouche, et pour une ligne qui descend de l'électrode de base sur le substrat. Dans le premier cas on observe une granularité du NbN, probablement nucléée par les murs (visibles dans la figure) qui se forment le long des bords comme conséquence de la gravure. Dans le deuxième cas on voit plutôt une fracture de la ligne en correspondance de la marche.

Ces défauts peuvent éventuellement constituer des liens faibles supraconducteurs, ou pire des circuits ouverts. Dans le premier cas ces jonctions parasites ne devraient pas gêner directement le fonctionnement d'une simple jonction, surtout dans une mesure en configuration à 4 pointes. La situation est bien plus grave dans le cas d'un circuit ouvert, qui rend la ligne inutilisable.

Nous estimons qu'une amélioration nette sur ce point pourrait venir directement d'un meilleur contrôle du stripping de la résine après la gravure. Effectivement les reliquats de résine mélangée au matériau gravé représentent un problème constant tout au long du procédé de fabrication. En général ils augmentent la rugosité globale des couches, et gênent la croissance régulière des niveaux suivants, dans le cas du NbN du wiring. La microscopie à force atomique (figure 5.19 a) montre que la rugosité d'une couche épaisse de NbN après le dépôt est de 1.53 nm, avec une valeur pic-pic de 15 nm. Après la gravure de la couche et le stripping de la résine, la rugosité de l'NbN qui reste devient de 7.1 nm RMS avec des pics de 100 nm (figure 5.19 b). La hausse en rugosité est sans doute causée par les reliquats de résine qui restent après stripping. Nous avons aussi mesuré la rugosité du substrat après gravure et stripping, qui montre une valeur RMS de 1.38 nm et de pics de 21 nm. Cela montre que la résine s'accroche en particulier sur le NbN où elle a été déposée, probablement durcie par le bombardement ionique et l'échauffement pendant la gravure.

La formation des murs de résine sur les bords des surfaces gravées représente aussi un point critique de la technologie : ces murs se forment pendant la gravure RIE, probablement comme recombinaison du matériau gravé avec la résine. La figure 5.20 montre le même échantillon qu'en figure 5.19 après RIE en correspondance d'un passage de marche : le mur de résine est clairement visible, et peut atteindre des hauteurs comparables à l'épaisseur totale de la couche. Des murs moins épais ou absents sont fortement souhaités, car cela faciliterait le passage des marches par les lignes de connectique, limitant le risque de circuit ouvert.

Confronté à des soucis analogues, notre laboratoire a très récemment eu des bons résultats de stripping de détecteurs supraconducteurs en NbN en utilisant le solvant EKC-LE, efficace sur les couches très minces car en plus il ne dégrade pas les propriétés électriques et supraconductrices des films [98]. Nous ne disposons pas de ce solvant dans notre salle blanche, donc on n'a pas d'éléments pour confirmer que ce produit est aussi efficace dans le cas des couches épaisses de NbN ; en

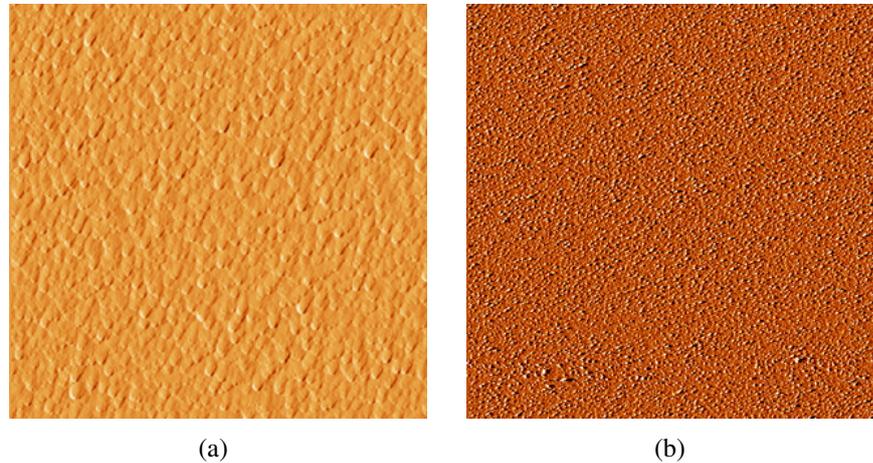


FIG. 5.19 – Analyse AFM d’une couche ($8 \times 8 \mu\text{m}^2$) de NbN (A2087) épaisse 200 nm. (a) la couche après le dépôt est assez lisse, avec une rugosité RMS de 1.53 nm, et des pics de 15 nm. (b) après gravure RIE et stripping de la résine, la rugosité de la couche de NbN augment sensiblement : 7.1 nm RMS avec des pics de 100 nm.

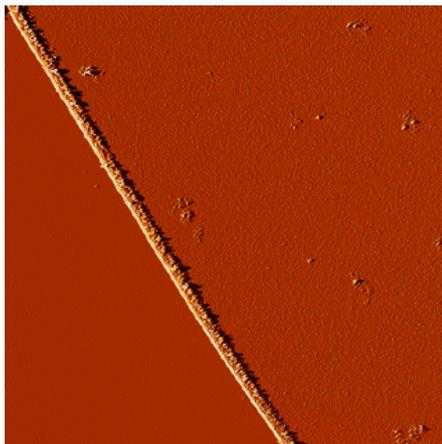


FIG. 5.20 – Image AFM ($30 \times 30 \mu\text{m}^2$) de la couche de NbN A2087 (ép. 200 nm) après gravure et stripping de résine. Un mur de résine (ligne oblique) se forme pendant la gravure RIE de la couche. Le NbN est à droite et le substrat à gauche de la ligne oblique. La hauteur du mur est de l’ordre de l’épaisseur de la couche.

revanche la solution a été commandée, et sera bientôt disponible dans la nouvelle salle blanche PTA pour une étude attentive.

5.2.5 Niveau 5/5 : CNT

Le dernier niveau de fabrication est la définition des plots en or pour le contact électrique. Les différentes étapes du niveau CNT sont résumées dans le tableau 5.6. La lithographie des motifs est effectuée avec la résine positive S1813. On est obligé d'utiliser cette résine, même si elle n'est pas adaptée au Lift-Off, parce que le masque des contacts a été fabriqué seulement avec une polarité. De toute façon cela ne constitue pas un gros problème, si on considère la grande taille des motifs pour la prise des contacts.

Etape	Description	Masque	Matériaux	Notes
15 (★)	lithographie des contacts	CNT-A		résine : S1813
16 (★★)	dépôt des contacts		Au/Ti(b) ou Al/Nb(b)	in-situ DC magnetron sputtering
17 (★)	lift-off des contact			lift-off

TAB. 5.6 – Niveau CNT du procédé NbN-RSFQ-1 : étapes de fabrication. Difficulté : (★) pas critique, (★ ★ ★) très critique. (b) couche buffer.

5.3 Le procédé NbN-RSFQ-2

Le procédé à 5 niveaux est particulièrement adapté à l'étude des jonctions individuelles, des séries de jonctions, et des SQUIDS ; cependant même les circuits RSFQ les plus simples ont besoin d'un degré de complexité supérieur, et d'un meilleur contrôle sur tous les paramètres technologiques du circuit. Par exemple, dans le procédé à 5 niveaux les lignes servent exclusivement pour polariser la jonction et sortir les signaux ; au contraire les lignes des circuits RSFQ servent d'inductance, dont la valeur dépend également de la géométrie des motifs et des propriétés supraconductrices du NbN.

Pour cette raison on a développé un nouveau procédé de fabrication multini-veaux (figure 5.21 et tableau 5.7), adapté à la réalisation des circuits RSFQ. Ces circuits se basent sur le jeu de masques NbN-RSFQ-2, dont le contenu en circuits

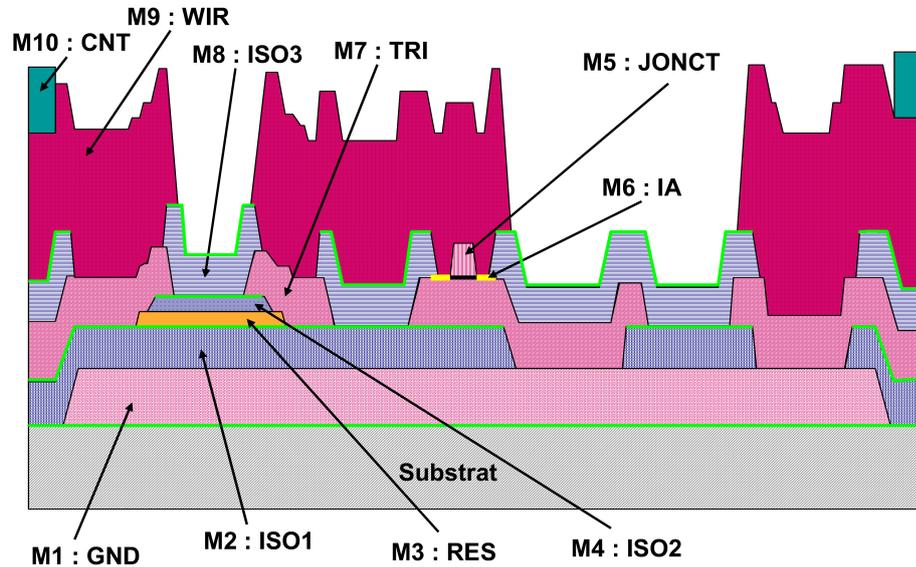


FIG. 5.21 – Section du procédé à 10 niveaux de masque pour la réalisation des circuits RSFQ. La jonction (au centre) est polarisée par la résistance (à gauche). Le signal de l'électrode de base sort à travers le plan de masse (à droite). La ligne micro-ruban entre le wiring et le plan de masse (entre la résistance et la jonction) constitue une inductance.

Masque	Matériau	Ep. [nm]	Propriétés
M1 :GND	NbN/MgO(b)	400/10	plan de masse
M2 :ISO1	MgO(b)/Si ₃ N ₄	10/300	$\epsilon_r = 7.5$ pour le Si ₃ N ₄
M3 :RES	Ta _x N	100	$R_{\square} = 20 \Omega$ à 9 K
M4 :ISO2	Si ₃ N ₄	150	$\epsilon_r = 7.5$ for Si ₃ N ₄
M5 :TRI	NbN/Ta _x N/NbN/MgO(b)	200/10/350/10	$\lambda_{NbN} \approx 350$ nm
M6 :JONCT			définition JJ
M7 :IA	MgO/AlN/MgO	10/20/10	passivation autoalignée JJ
M8 :ISO3	MgO(b)/Si ₃ N ₄	10/200	$\epsilon_r = 7.5$ pour Si ₃ N ₄
M9 :WIR	NbN	800	lignes de connexion
M10 :CNT	Al/Nb(b)	450/10	plots de contact

TAB. 5.7 – Paramètres des couches relatives au procédé à 10 niveaux de masques. (b) couche buffer.

RSFQ a été élaboré par E. Baggetta. Il inclue entre autres des JTLs, des flip-flops, des convertisseurs DCtoSFQ et SFQtoDC, ainsi que des registres à décalage. On peut trouver plus de détails sur la composition de ces masques dans le mémoire de thèse de E. Baggetta, ainsi qu'une étude détaillée sur les inductances du circuit et sur la simulation des composants [7]. Dans ce paragraphe on se limite à expliquer les modifications les plus importantes introduites dans les procédés du point de vue de la fabrication. Les nouveautés peuvent être résumées dans trois points clés.

1. Plan de masse commun
2. Résistances de polarisation
3. Pas de jonctions parasites pour la prise des contacts

1) L'introduction d'un plan de masse (GND) est nécessaire pour la réalisation des lignes micro-ruban destinées à la transmission des signaux SFQ. Effectivement des lignes micro-ruban entre la tricouche et le niveau de wiring sont possibles, toutefois on préfère réserver la tricouche exclusivement à la réalisation des jonctions, ce qui ajoute un degré de liberté en plus pour le dessin des circuits.

Le point le plus critique de ce niveau est le choix de l'épaisseur de la couche GND. D'un côté on souhaite une épaisseur de couche supérieure à la longueur de pénétration du NbN, pour limiter l'inductance par carré L_{\square} des lignes micro-ruban au minimum. Cependant on sait que la rugosité de la couche augmente avec son épaisseur ; cela peut gêner les propriétés supraconductrices des couches suivantes, en particulier des électrodes de la jonction, ainsi que l'homogénéité de la barrière en Ta_xN . En absence d'une mesure exacte de la longueur de pénétration du NbN, nous avons choisi, sur la base des estimations précédemment faites, une épaisseur d de 400 nm.

L'inclination des flancs du plan de masse est aussi un paramètre à prendre en compte, pour assurer des passages de marches douces, et éviter donc la rupture des lignes. Une puissance de gravure ionique plus modérée, accompagnée par une pression plus élevée dans la chambre de gravure, permet d'obtenir ce résultat. L'isolant ISO-1 sert à isoler électriquement le plan de masse des autres éléments actifs du circuit, donc son épaisseur est choisie pour éviter tout court-circuit, en particulier en correspondance des passages de marche.

2) Les résistances de polarisation sont essentielles pour le bon fonctionnement des circuits RSFQ. Dans un procédé traditionnel basé sur les jonctions SIS shuntées en externe, on utilise normalement le même niveau de masque pour les résistances de shunt et celles de polarisation. Nous n'avons pas la même contrainte, pourtant on a choisi de réaliser le niveau RES avant les jonctions Josephson ; cela permet de limiter le nombre des étapes critique auxquelles la tricouche est exposée. Pour la réalisation des résistances on utilise du Ta_xN résistif assez épais, afin d'obtenir une résistance par carré autour de $2\ \Omega$ à 9 K. Pour les études préliminaires sur le Ta_xN massif on renvoie aux considérations faites dans la section 3.2.

3) La dernière modification par rapport au procédé à 5 niveaux est l'élimination des jonctions parasites utilisées pour sortir les signaux de l'électrode de base. Effectivement si on regarde la figure 5.21, on voit que la tricouche NbN/Ta_xN/NbN définie par le niveau JONCT est présente seulement en correspondance de la jonction Josephson, isolée par l'isolant autoaligné IA, et que le signal de l'électrode de base passe à travers le plan de masse avant de sortir du circuit.

Il y a deux grands avantages qui justifient l'élimination des résistances parasites. Premièrement une question d'économie d'espace : dans le cadre d'une intégration dense des jonctions pour réaliser des circuits complexes, on ne dispose plus des grandes surfaces nécessaires pour la réalisation des jonctions parasites. Deuxièmement le niveau TRI, limité à l'électrode de base devient un nouveau niveau d'interconnexion qui s'ajoute au niveau WIR, et donc ajoute un degré de liberté supérieur dans la conception des circuits.

Malheureusement ce changement possède un grand coût en termes de procédé de fabrication. En effet pour la prise du contact électrique directement sur l'électrode de base après la définition des jonctions JONCT nous devons obligatoirement graver la couche d'isolant autoaligné IA. Cela ajoute avant tout un niveau de masque supplémentaire IA entre le niveau TRI et le niveau JONCT par rapport au procédé à 5 niveaux. Deuxièmement afin de graver le MgO la gravure ionique réactive utilisée pour les autres matériaux n'est pas efficace. On utilise plutôt le canon ionique, qui a le désavantage d'être une méthode non sélective et très violente. A la fin de cette étape la surface de l'électrode de base est assez abîmée, et la rugosité des surfaces augmente visiblement.

5.4 Synthèse

Nous avons tout d'abord introduit de manière générale les outils de fabrication de salle blanche : la gravure ionique réactive RIE et la gravure par faisceau d'ions IBE, la lithographie optique et le lift-off. Nous avons décrit dans le détail le procédé de fabrication SNEP à 5 niveaux, dédié à la réalisation des jonctions Josephson. Ce procédé se base sur les photomasques 'NbN-RSFQ-1' dessinés pendant la première année de thèse. Chaque niveau est décrit dans le détail, avec un tableau résumant les étapes principales de fabrication et leur difficulté. Pendant l'étude du procédé nous nous sommes confrontés à plusieurs défis, options possibles et problèmes : nous avons décrit chaque problématique, en donnant à chaque fois la solution trouvée ou une proposition de solution future.

Dans le premier niveau (TRI) on dépose la tricouche NbN/Ta_xN/NbN, qui va constituer la jonction Josephson. Le deuxième niveau (JONCT) est critique, car il définit la géométrie des jonctions. Nous utilisons la même résine (S1813) pour la gravure de l'électrode de base, et le lift-off d'un isolant auto-aligné qui sert à

la passivation des flancs des jonctions. Cette double étape est critique du moment que la résine résultante est affaiblie et durcie par la gravure RIE, et donc n'est pas forcément adaptée au lift-off qui suit. La quête d'une résine plus adaptée à cette double étape, ou plutôt d'un lift-off plus efficace reste un problème ouvert. La lithographie du 3ème niveau (ISO) doit être faite avec une grande précision, pour assurer une bonne isolation entre les lignes. Pour le 4ème niveau (WIR) nous avons constaté des problèmes de croissance du NbN pour les lignes et de passage de marches. Nous pensons que le problème fondamental est l'absence d'une méthode efficace de stripping de résine dans les étapes précédentes. La résine qui reste sur les surfaces avant le dépôt du wiring représente en effet une contrainte à la bonne croissance du NbN. Le 5ème niveau (CNT) permet le dépôt des plots de contact, et ne présente pas de contraintes particulières par rapport aux autres niveaux.

Nous avons enfin proposé un procédé de fabrication à 10 niveaux pour la réalisation des circuits RSFQ. Ce procédé se base sur les photomasques 'NbN-RSFQ-2' dessinées par E. Baggetta pendant sa thèse [7]. Ce procédé prévoit trois modifications importantes par rapport au procédé court à 5 niveaux. Premièrement l'introduction d'un plan de masse en NbN épais, pour constituer les lignes de transmission micro-ruban des circuits. L'épaisseur de ce niveau est critique, car un compromis est exigé entre les valeurs élevées des longueurs de pénétration de London du NbN et la rugosité induite par des lignes trop épaisses. Deuxièmement nous introduisons des résistances nécessaires pour la polarisation des circuits RSFQ. Ces résistances sont réalisées en Ta_xN dont on a déjà montré les propriétés résistives. La dernière grande modification par rapport au procédé court est la disparition des jonctions parasites de grande taille pour la prise du contact électrique de l'électrode de base. Ce choix est surtout dicté par des exigences de miniaturisation des circuits RSFQ : en effet la densité croissante du nombre de jonctions ne permet plus de réserver de grandes surfaces nécessaires pour les jonctions parasites.

Pour conclure, le procédé à 10 niveaux est la clé pour la réalisation des prototypes RSFQ ; toutefois il y a encore des problèmes de fabrication importants à traiter avant d'obtenir des résultats très significatifs. Premièrement la rugosité du plan de masse et sa propreté après le stripping de résine restent un paramètre clé pour garantir des tricouches NbN/ Ta_xN /NbN de bonne qualité ; il y a aussi la possibilité que les performances des jonctions et la dispersion des paramètres soient affectées par cette rugosité. Deuxièmement nous ne disposons pas encore d'une recette finale pour la réalisation des résistances en Ta_xN ; cette étude mérite en effet une attention particulière dans le futur. Enfin une étude attentive sur la gravure par canon ionique (ou par RIE) de l'isolant autoaligné est aussi exigée, pour garantir que les jonctions ne soient pas abîmées dans cette étape.

Conclusion

Pendant les dernières deux décades la logique RSFQ a gagné constamment en importance dans le milieu de la recherche sur les circuits intégrés comme alternative concrète aux technologies semi-conductrices (Si-CMOS, GaAs ou InP). Cette logique se base sur la jonction Josephson, constituée par deux électrodes supraconductrices séparées par un lien faible Josephson qui peut être une barrière tunnel isolante ou une barrière diffusive normale. Les applications potentielles de la logique RSFQ touchent à plusieurs domaines, de la métrologie aux télécommunications satellitaires, aux ordinateurs petaflop. La technologie actuelle la plus développée est basée sur des jonctions supraconducteur/barrière tunnel/supraconducteur en Nb/ AlO_x /Nb. Malgré un très bon degré de contrôle et de reproductibilité, cette technologie souffre de plusieurs limitations : notamment une température de travail très basse (4.2 K) et le besoin d'une résistance de shunt extérieure à la jonction pour obtenir un comportement non-hystérétique.

La contrainte cryogénique peut être relaxée en utilisant un matériau supraconducteur avec une température critique T_c plus élevée. De ce point de vue les films de nitrure de niobium exhibent une température critique très attractive autour de 16 K, et par conséquent un gap énergétique plus élevé ($2\Delta \approx 6$ mV à 4.2 K), ce qui autorise des fréquences de fonctionnement plus importantes par rapport au niobium. La deuxième contrainte (le besoin d'une résistance externe de shunt) peut être résolue en utilisant une barrière métallique à la place d'une barrière tunnel isolante. Dans ce cas les quasi-particules qui participent au signal à travers le lien faible dans le régime ac jouent le rôle de la résistance de shunt. Des jonctions auto-shuntées permettent un lay-out des circuits plus simple et compact. Malheureusement les métaux normalement utilisés comme barrière (par exemple Au, Ag) montrent un comportement faiblement résistif, qui limite le produit $R_n I_c$ (courant Josephson x résistance normale : indicateur de la fréquence Josephson maximale attendue). Le nitrure de tantale a récemment trouvé son intérêt comme barrière hautement résistive. Sa résistivité est contrôlée par la pression d'azote pendant la pulvérisation et par l'épaisseur de la barrière.

Cette recherche de thèse, effectuée dans le Groupe Dispositifs Supraconducteurs du CEA-DRFMC avec le soutien du CNES, a permis le développement et

l'optimisation de jonctions Josephson SNS (Supraconducteur / Métal Normal / Supraconducteur) à électrodes NbN et barrière Ta_xN de haute résistivité. Nous avons mis en évidence une oscillation Josephson jusqu'à des fréquences supérieures au THz et pour des températures de fonctionnement allant jusqu'à 10 K, ce qui répond à l'objectif initial de la thèse. Cette propriété rend ces jonctions uniques et bien adaptées à la réalisation de circuits logiques RSFQ.

Travail effectué

Les couches minces de Ta_xN sont réalisées par pulvérisation cathodique. Nous avons montré une bonne reproductibilité de leurs propriétés électriques et structurales (rugosité, paramètres de maille) en fonction des paramètres du dépôt (i.e. pression partielle d'azote), y compris à basse température et près de la transition métal-isolant. Les mesures de transport électrique ont révélé une relation significative entre la pression partielle d'azote et la résistivité des couches. Pour des pressions partielles d'azote inférieures au 10%, le Ta_xN a un comportement presque métallique, et transite dans l'état supraconducteur au dessous de 4 K. Le matériau est de plus en plus résistif pour des nitrurations plus élevées, jusqu'à la transition vers l'état isolant pour $p_{N_2} > 20\% p_{tot}$. Les couches de Ta_xN montrent une phase cubique à faces centrées, avec un paramètre de maille a_{\perp} de 4.38 Å, ce qui est optimal pour une bonne croissance de la barrière au dessus de l'électrode de NbN. Tous les éléments ressemblés confirment l'intérêt pour le Ta_xN comme barrière très résistive et bien adaptée au NbN en termes de structure pour la réalisation des jonctions Josephson. Nous avons ensuite étudié les tricouches qui servent pour la réalisation des jonctions Josephson. Les films réalisés présentent la température critique attendue (proche de 16 K) avec une transition très étroite (0.1 K).

Les jonctions ont été réalisées collectivement par photolithographie à partir de l'empilement tricouche couvrant des plaquettes silicium de 3 pouces de diamètre. Deux technologies lithographiques différentes ont été évaluées, respectivement SNOP (Selective Niobium Overlap Process) et SNEP (Selective Niobium Etching Process).

Les jonctions SNOP ont montré une dépendance très claire du produit $R_n I_c$ en fonction de la pression partielle d'azote dans le plasma réactif. On a ainsi obtenu sur des collections de jonctions des produits $R_n I_c$ très élevés, jusqu'à 3.74 mV à 4.2 K pour des densités de courant critique J_c voisines de 15 kA/cm². La dispersion des paramètres était de 15% au centre de la plaquette pour les jonctions de taille moyenne (supérieure à 2 μm²); ces valeurs sont calculées à 4.2 K, et ne s'appliquent pas aux jonctions de plus petites surfaces. En effet, lorsque la taille de la jonction est inférieure à 2 μm², la structure présente systématiquement une densité de courant critique apparente de 80 kA/cm², qu'on a expliqué comme un

court-circuit de la jonction, issu d'un problème de fabrication. Les performances des jonctions diminuent en allant du centre vers le bord de la plaquette, où on trouve plutôt une J_c de 8.2 kA/cm^2 , et un produit $R_n I_c$ de 1.125 mV . Les jonctions présentent en outre une caractéristique naturellement amortie, ce qui nous permet d'éliminer les résistances de shunt dans le dessin des circuits RSFQ contrairement au cas des jonctions en niobium. La dépendance du J_c des jonctions SNOP en fonction de la température a été interpolée en utilisant le modèle des jonctions SNS longues dans la limite sale, donnant une longueur de cohérence du métal normal autour de 3.8 nm à 4.2 K .

Nous avons examiné les jonctions fabriquées en technologie SNEP. On s'est aperçu d'un problème de fonctionnement de ces jonctions, qui exhibent une structure parasite en série avec la jonction. Cette structure apparaît comme une résistance qui se déclenche pour un courant supérieur au courant critique Josephson. Avec les précautions adéquates nous avons été capables de tester ces jonctions, qui présentent les comportements Josephson attendus, (diffraction de Fraunhofer et marches de Shapiro) jusqu'à 14 K . Des températures de fonctionnement aussi élevées permettent d'envisager le fonctionnement des circuits dans un milieu cryogénique relaxé par rapport aux circuits en niobium limités à 4.2 K . Nous avons comparé directement les résultats des deux types de jonctions : SNOP et SNEP. Les jonctions SNEP ont montré des densités de courant plus élevées et des résistances normales plus basses, bien que le produit $R_n I_c$ soit du même ordre de grandeur ($\approx 3 \text{ mV}$ à 4.2 K). Nous avons expliqué cette observation par des différences entre les procédés lithographiques de fabrication et par des effets d'inhomogénéités de bord induits.

Nous avons enfin proposé un procédé de fabrication à 10 niveaux adapté aux circuits fonctionnels RSFQ. Ce procédé prévoit trois modifications importantes par rapport au procédé court à 5 niveaux de photomasques : un plan de masse commun, des résistances de polarisation, et la disparition des jonctions parasites de grande taille pour la prise du contact électrique de l'électrode de base.

Pour conclure, nous avons pu montrer la supériorité de performances des jonctions $\text{NbN/Ta}_x\text{N/NbN}$ sur les jonctions actuelles en niobium et leur intérêt pour réaliser des circuits numériques RSFQ compacts. En effet ces jonctions s'affranchissent des résistances d'amortissement, et peuvent fonctionner jusqu'à des fréquences d'horloge supérieures à 150 GHz et jusqu'à 10 K (contre 50 GHz en Nb à 4.2 K).

Perspectives

Nous avons identifié deux directions vers lesquelles il faudrait développer le travail futur. Il faut d'abord réduire la criticité des procédés de fabrication.

D'un côté il est vrai que pour la mise au point des caractéristiques des tricouches NbN/TaxN/NbN il est important de disposer de bons outils de salle blanche (lithographie et gravure), spécialement si l'on utilise des procédés courts comme le SNOP. Il est aussi vrai que, dès que la complexité des circuits augmente, il est nécessaire de disposer des outils et des techniques de qualité et fiables.

Dans ce contexte le transfert technologique vers la nouvelle salle blanche du DRFMC 'PTA' (plateforme technologique amont ou souple) devrait permettre d'améliorer la photogravure, avec des appareils de lithographie et gravure plus performants et des nouvelles techniques à explorer qui pourraient résoudre des questions encore ouvertes. Par exemple, on pourra valider les nouvelles pistes ouvertes pour résoudre le problème de délaquage des résines. Dans le cadre spécifique du projet ANR HyperSCAN dans lequel cette thèse s'inscrit il faut aussi rappeler qu'un transfert technologique dans les salles blanches du LETI est prévu d'ici à deux ans. Des outils de fabrication microélectroniques seront mis à disposition pour la fabrication des circuits RSFQ, ce qui permettra un contrôle sur le procédé sans comparaison avec l'état actuel. Par exemple, le problème de passage des marches ne se pose pas dans les procédés LETI grâce à une étape systématique de planarisation mécanique des niveaux isolants.

L'activité à développer regarde aussi le test des jonctions et dispositifs fabriqués. Du point de vue de la mesure, on s'est aperçu que pour valider et rendre reproductibles des tests autour de 10 K, il est désormais nécessaire d'utiliser un cryostat qui assure un bon contrôle sur la température et une très bonne thermalisation des échantillons. Il faut fabriquer et tester des plaquettes de jonctions déposées sur le plan de masse, afin d'étudier l'impact d'un procédé à 10 niveaux sur la dispersion des paramètres (J_c et $R_n I_c$) et sur une chute éventuelle des performances. Les résistances de polarisation, indispensables pour le fonctionnement des circuits RSFQ, sont à caractériser avec soin. Il faut en outre encore tester des SQUIDS pour valider le fonctionnement de la brique élémentaire de la logique RSFQ dans cette technologie, et acquérir plus d'éléments sur la longueur de pénétration du NbN et l'inductance des lignes.

Bibliographie

- [1] J. F. Annett, "*Superconductivity, superfluids and condensates*", 1st Edition, Oxford University Press, 2004.
- [2] B. D. Josephson, "*Possible new effects in superconductive tunnelling*", Phys. Lett. 1 - 7 (1962) pp. 251–253.
- [3] W. Chen, A. V. Rylyakov, V. Patel, J. E. Lukens, K. K. Likharev, "*Rapid single flux quantum T-flip flop operating up to 770 GHz*", IEEE Trans. Appl. Supercond. 9 - 2 (1999) pp. 3212–3215.
- [4] A. M. Kadin, C. A. Mancini, M. J. Fieldman, D. K. Brock, "*Can RSFQ logic circuits be scaled to deep submicron junctions ?*", IEEE Trans. Appl. Supercond. 11 - 1 (2001) pp. 1050–1055.
- [5] A. Barone, G. Paterno, "*Physics and applications of the Josephson effect*", 2nd Edition, John Wiley & Sons, 1982.
- [6] J.-C. Villégier, N. Hadacek, S. Monso, B. Dalaet, A. Roussy, P. Febvre, G. Lamura, J.-Y. Laval, "*NbN multilayer technology on R-Plane sapphire*", IEEE Trans. Appl. Supercond. 11 - 1 (2001) pp. 68–71.
- [7] E. Baggetta, "*Etude et qualification d'un convertisseur analogique-numérique à très grande dynamique à base de portes logiques supraconductrices*", Ph.D. thesis, INPG-Grenoble (2007).
- [8] N. Hadacek, "*Etude de films minces et de jonctions Josephson en nitrures supraconducteurs (TiN et NbN) ; application à la logique RSFQ*", Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble I (2002).
- [9] A. Schilling, M. Cantoni, J. D. Guo, H. R. Ott, "*Superconductivity above 130 K in the Hg-Ba-Ca-Cu-O system*", Nature 363 (1993) 56 58.
- [10] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, J. Akimitsu, "*Superconductivity at 39 K in magnesium diboride*", Nature 410 (2001) 63 64.
- [11] M. Tinkham, "*Introduction to superconductivity*", 2nd Edition, Dover Publications, 2004.
- [12] T. vanDuzer, C. W. Turner, "*Principles of superconductive devices and circuits*", 2nd Edition, Prentice Hall PTR, 1999.

- [13] A. M. Kadin, "*Introduction to superconducting circuits*", 1st Edition, Wiley & Sons, 1999.
- [14] K. K. Likharev, "*Superconducting weak links*", Rev. Mod. Phys. 51 - 1 (1979) pp. 101–159.
- [15] J. C. Villégier, M. Radparvar, L. S. Yu, S. M. Faris, "*RF-sputter-deposited magnesium oxide films as high-quality adjustable tunnel barriers*", IEEE Trans. Mag. 25 - 2 (1989) pp. 1227–1230.
- [16] V. Ambegaokar, A. Baratoff, "*Tunneling between superconductors*", Phys. Rev. Lett. 10 (1963) pp. 486–489.
- [17] L. Yu, et al., "*Internally shunted Josephson junctions with barriers tuned near the metal-insulator transition for RSFQ logic applications*", Supercond. Sci. Tech. 19 (2006) pp. 719–731.
- [18] H. H. Zappe, "*Minimum current and related topics in Josephson tunnel junction devices*", J. Appl. Phys. 44 - 3 (1973) pp. 1371–1377.
- [19] S. Shapiro, "*Josephson currents in superconducting tunneling : the effect of microwaves and other observations*", Phys. Rev. Lett. 11 (1963) pp. 80–82.
- [20] D. K. Brock, E. K. Track, J. M. Rowell, "*Superconductors ICs : the 100-GHz second generation*", IEEE Spectrum (2000) pp. 40–46.
- [21] "*International technology roadmap for semiconductors : emerging research devices*", (2003) [Disponibile en Ligne] [http : //public.itrs.net/Files/2003ITRS/ERD2003.pdf](http://public.itrs.net/Files/2003ITRS/ERD2003.pdf).
- [22] G. Masera, C. Naldi, G. Piccinini, "*Introduzione all'analisi dei dispositivi a semiconduttore*", 1st Edition, Ulrico Hoepli Milano, 1995.
- [23] V. Patel, J. E. Lukens, "*Self-shunted Nb/AlO_x/Nb Josephson junctions*", IEEE Trans. Appl. Supercond. 9 - 2 (1999) pp. 3247–3250.
- [24] V. Yohannes, S. Sarwana, S. K. Tolpygo, A. Sahu, Y. A. Polyakov, V. K. Semenov, "*Characterization of HYPRES' 4.5 kA/cm² & 8 kA/cm² Nb/AlO_x/Nb fabrication processes*", ASC '04 - Conference Proceeding IEB07 (2004) pp. 1–4.
- [25] A. B. Kaul, S. R. Whiteley, T. V. Douzer, L. Yu, N. Newman, J. M. Rowell, "*Internally shunted sputtered NbN Josephson junctions with a TaNx barrier for nonlatching logic applications*", Appl. Phys. Lett. 78 - 1 (2001) pp. 99–101.
- [26] W. H. Chang, "*The inductance of a superconducting strip transmission line*", J. Appl. Phys. 50 - 12 (1979) pp. 8129–8134.
- [27] E. Hecht, "*Optics*", 4th Edition, Addison Wesley, 2002.

- [28] K. K. Likharev, V. K. Semenov, "*RSFQ logic/memory family : a new Josephson-junction technology for sub-terahertz-clock-frequency digital systems*", IEEE Trans. Appl. Supercond. 1 - 1 (1991) pp. 3–28.
- [29] A. V. Rylyakov, "*Ultra-low-power RSFQ devices and digital autocorrelation of broadband signals*", Ph.D. thesis, Stony Brook University (1997).
- [30] G. L. Kerber, L. A. Abelson, R. N. Elmadjian, G. Hanaya, E. G. Ladizinsky, "*An improved NbN integrated circuit process featuring thick NbN ground plane and lower parasitic circuit inductances*", IEEE Trans. Appl. Supercond. 7 - 2 (1997) pp. 2638–2643.
- [31] HYPRES, "*Niobium integrated circuit fabrication process #100-1000-2500-I*", <http://www.hypres.com> Design Rules. (Revision #21C, Jan. 3, 2005).
- [32] S. Tahara, S. Yorozu, Y. Kameda, Y. Hashimoto, H. Numata, T. Satoh, W. Hattori, M. Hidaka, "*Superconducting digital electronics*", IEEE Trans. Appl. Supercond. 11 - 1 (2001) pp. 463–468.
- [33] N. Newman, "*Properties of self-shunted NbTiN/GaN/NbTiN trilayer junctions for RSFQ circuit applications*", présentation orale (ISEC '07 - Washington).
- [34] L. Bergé, A. Juillard, L. Dumoulin, "*Dynamical properties near the metal-insulator transition : evidence for electron-assisted variable range hopping*", Phys. Rev. Lett. 84-11 (2000) 2469–72.
- [35] H. J. M. ter Brake, et al., "*SCENET roadmap for superconductor digital electronics*", Physica C 439 (2006) pp. 1–41.
- [36] Superconductor Week, "*NSA proposes \$ 400 million superconducting computer project*", vol. 20 - no. 20 (October 2, 2006).
- [37] National Security Agency - Office of Corporate Assessments, "*Superconducting technology assessment*" (2005).
- [38] M. Hidaka, S. Nagasawa, T. Satoh, K. Hinode, Y. Kitagawa, "*Current status and future prospect of the Nb-based fabrication process for single flux quantum circuits*", Supercond. Sci. Tech. 19 (2006) pp. 138–142.
- [39] S. Yorozu, Y. Kameda, H. Terai, A. Fujimaki, T. Yamada, S. Tahara, "*A single flux quantum standard logic cell library*", Physica C 378-381 (2002) pp. 1471–1474.
- [40] K. Tanabe, "*Recent superconductive electronics programs in Japan*" I-A01.
- [41] Y. Kameda, et al., "*4x4 SFQ network switch prototype system demonstration and 10-Gbps bit-error-rate test*" P-B06.
- [42] M. Tanaka, et al., "*Design and implementation of a pipelined 8-bit-serial single-flux-quantum microprocessor with cache memories*" P-B04.

- [43] S. Nagasawa, Y. Hashimoto, H. Numata, S. Tahara, "A 380 ps, 9.5 mW Josephson 4 Kbit RAM operated at high bit yield", IEEE Trans. Appl. Supercond. 5 (1995) pp 2447–2452.
- [44] S. P. Benz, "Superconductor-normal-superconductor junctions for programmable voltage standards", Appl. Phys. Lett 67 (1995) pp. 2714–16.
- [45] H. Schulze, R. Behr, J. Kohlmann, F. Müller, J. Niemeyer, "Design and fabrication of 10 V SINIS Josephson arrays for programmable voltage standards", Supercond. Sci. Technol. 13 (2000) pp 1293–95.
- [46] L. A. Abelson, G. L. Kerber, "Superconductor integrated circuit fabrication technology", Proc. IEEE 92 - 10 (2004) pp. 1517–1533.
- [47] M. Maezawa, M. Suzuki, A. Shoji, "Design and operation of a rapid single flux quantum demultiplexer", Supercond. Sci. Tech. 15 (2002) pp. 1744–1748.
- [48] L. Fritzsche, H. Elsner, M. Schubert, H.-G. Meyer, "SNS and SIS Josephson junctions with dimensions down to the submicron region prepared by a unified technology", Supercond. Sci. Tech. 12 (1999) pp. 880–882.
- [49] S. Nagasawa, K. Hinode, M. Sugita, T. Satoh, H. Akaike, Y. Kitagawa, M. Hidaka, "Planarized multi-layer fabrication technology for LTS large-scale SFQ circuits", Supercond. Sci. Tech. 16 (2003) pp. 1483–1486.
- [50] S. Nagasawa, K. Hinode, T. Satoh, H. Akaike, Y. Kitagawa, M. Hidaka, "Development of advanced Nb process for SFQ circuits", Physica C 412-414 (2004) pp. 1429–1436.
- [51] H. Akaike, Y. Kitagawa, T. Satoh, K. Hinode, S. Nagasawa, M. Hidaka, "Nb/AlO_x/Nb junctions fabricated using ECR plasma etching", Physica C 412-414 (2004) pp. 1442–1446.
- [52] G. L. Kerber, L. A. Abelson, M. L. Leung, Q. P. Herr, M. W. Johnson, "A high density 4 kA/cm² Nb integrated circuit process", IEEE Trans. Appl. Supercond. 11 - 1 (2001) pp. 1061–1065.
- [53] G. L. Kerber, L. A. Abelson, K. Edwards, R. Hu, M. W. Johnson, M. L. Leung, J. Luine, "Fabrication of high current density Nb integrated circuits using a self-aligned junction anodization process", IEEE Trans. Appl. Supercond. 13 - 2 (2003) pp. 82–86.
- [54] M. Podt, J. Flokstra, H. Rogalla, "Low-T_C ramp-type superconductor-insulator-superconductor Josephson junctions", Supercond. Sci. Tech. 16 (2003) pp. 1394–1398.
- [55] X. Meng, L. Zheng, A. Wong, D. T. Van "Micron and submicron Nb/Al-AlO_x/Nb tunnel junctions with high critical current densities", IEEE Trans. Appl. Supercond. 11 - 1 (2001) pp. 365–368.

- [56] M. Schubert, L. Fritzsche, G. Wende, H.-G. Meyer, "SNS junction on Nb-Ti base for microwave circuits", IEEE Trans. Appl. Supercond. 11 - 1 (2001) pp. 1066–1069.
- [57] R. Pöpel, D. Hagedorn, T. Weimann, F. I. Buchholz, J. Niemeyer, "Superconductor-normal metal-superconductor process development for the fabrication of small Josephson junctions in ramp type configuration", Supercond. Sci. Tech. 13 (2000) pp. 148–153.
- [58] V. Lacquaniti, S. Maggi, A. Polcari, R. Steni, D. Andreone, "Fabrication and characterization of SNS Josephson junctions with an aluminum barrier", IEEE Trans. Appl. Supercond. 11 - 1 (2001) pp. 1130–1133.
- [59] D. Balashov, M. Khabipov, F. I. Buchholz, J. Niemeyer, "SINIS process development for integrated circuits with characteristic voltages exceeding 250 μm ", IEEE Trans. Appl. Supercond. 11 - 1 (2001) pp 1070–1073.
- [60] M. Maezawa, A. Shoji, "Overdamped Josephson junctions with Nb/AlO_x/Al/AlO_x/Nb structure for integrated circuit application", Appl. Phys. Lett. 70 - 26 (1997) pp 3603–3605.
- [61] H. Terai, Z. Wang, "9 K operation of RSFQ logic cells fabricated by NbN integrated circuit technology", IEEE Trans. Appl. Supercond. 11 - 1 (2001) pp. 525–528.
- [62] G. L. Kerber, L. A. Abelson, R. N. Elmadjian, E. G. Ladizinsky, "Characteristics of junctions and resistors fabricated using an all-NbN superconductor integrated circuit foundry process", IEEE Trans. Appl. Supercond. 9 - 2 (1999) pp. 3267–3270.
- [63] H. Yamamori, M. Itoh, H. Sasaki, A. Shoji, S. P. Benz, P. D. Dresselhaus, "All-NbN digital-to-analog converters for a programmable voltage standard", Supercond. Sci. Tech. 14 (2001) pp. 1048–1051.
- [64] R. Setzu, E. Baggetta, R. Espiau, B. Sacepe, J.-C. Villégier, "Investigation of NbN junction technology applied to medium temperature operation of fast detectors and digitizing systems", oral presentation (ASC '06 - Seattle).
- [65] J. J. Bessot, "Dépôts par pulvérisation cathodique", Techniques de l'Ingénieur, M1 657, 1985.
- [66] Fiche XRD n° 49-1283 du catalogue JCPDF.
- [67] E. I. Alessandrini, V. Sadagopan, R. B. Laibowitz, "Relationship between structure and sputtering parameters in NbN films", J. Vacuum Sci. and Technol. 8 - 1 (1971) pp. 188–91.
- [68] H. B. Nie, et al., "Structural and electrical properties of tantalum nitride thin films fabricated by using reactive radio frequency magnetron sputtering", Appl. Phys. A 73 (2001) pp. 229–236.

- [69] C. Stampfs, A. J. Freeman, "*Stable and metastable structures of the multi-phase tantalum nitride system*", Phys. Rev. B 71 (2005) id : 024111.
- [70] X. Sun, E. Kolawa, J.-S. Chen, J. S. Reid, M.-A. Nicolet, "*Properties of reactively sputter-deposited Ta-N thin films*", Thin Solid Films 236 (1993) pp. 347–351.
- [71] S. Noda, et al., "*Preferred orientation and film structure of TaN films deposited by reactive magnetron sputtering*", J. Vac. Sci. Technol. A 22 (2) (2004) pp. 332–338.
- [72] C. C. Chang, J. S. Jeng, J. S. Chen, "*Microstructural and electrical characteristics of reactively sputtered Ta-N thin films*", Thin Solid Films 413 (2002) 46–51.
- [73] K. Wakasugi, et al., "*Superconductivity of reactively sputtered TaN film for ULSI process*", Physica B 239 (1-2) (1997) pp. 29–31.
- [74] V. Larrey, "*Etude et réalisation de jonctions SIS à base de nitrure de niobium et d'une barrière tunnel adaptée permettant la montée aux fréquences THz des instruments hétérodynes*", Ph.D. thesis, DRFMC/SPSMS/LCP CEA Grenoble et DEMIRM "Observatoire de Paris" (1998).
- [75] L. Yu, et al., "*Mechanism and control of the metal-to-insulator transition in rocksalt tantalum nitride*", Phys. Rev. B 65 (2002) id. 245110.
- [76] M. Tonouchi, Y. Sakaguchi, T. Kobayashi, "*Epitaxial growth of NbN on an ultrathin MgO/semiconductor system*", J. Appl. Phys. 62 (3) (1987) pp. 961–966.
- [77] S. Kubo, M. Asahi, M. Hikita, M. Igarashi, "*Magnetic penetration depths in superconducting NbN films prepared by reactive DC magnetron sputtering*", Appl. Phys. Lett. 44 (2) (1984) pp. 258–260.
- [78] J. C. Villégier, B. Delaet, V. Larrey, P. Febvre, J. W. Tao, G. Angenieux, "*Extraction of material parameters in NbN multilayer technology for RSFQ circuits*", Physica C 326 (1999) pp. 133–143.
- [79] J. C. Villégier, , *communication privée*.
- [80] A. R. Wildes, J. Mayer, K. Theis-Bröhl, "*The growth and structure of epitaxial niobium on sapphire*", Thin Solid Films 401 (2001) pp. 7–34.
- [81] Z. Wang, A. Kawakami, Y. Uzawa, B. Komiyama, "*Superconducting properties and crystal structures of single-crystal niobium nitride thin films deposited at ambient substrate temperature*", J. Appl. Phys. 79 - 10 (1996) pp. 7837–42.
- [82] J. C. Villégier, L. Vieux-Rochaz, M. Goniche, P. Renard, M. Vabre, "*NbN tunnel junctions*", IEEE Trans. Mag. 21 - 2 (1985) pp. 498–504.

- [83] R. Chicault, J. C. Villégier, "New phonon structures observed by tunneling in granular NbN films", Phys. Rev. B 36 - 10 (1987) pp. 5215-5224.
- [84] M. Gurvitch, et al., "Preparation and properties of Nb Josephson junctions with thin Al layers", IEEE Trans. Mag. 19 - 3 (1983) pp. 791-794.
- [85] H. Kroger, L. N. Smith, D. W. Jillie, "Selective niobium anodization process for fabricating Josephson tunnel junctions", Appl. Phys. Lett. 39-3 (1981) pp. 280-282.
- [86] C. J. Burroughs, S. P. Benz, P. D. Dresselhaus, Y. Chong, H. Yamamori, "Flexible cryo-packages for Josephson devices", Paper not published yet (2004) .
- [87] A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, E. Il'ichev, "The current-phase relation in Josephson junctions", Rev. Mod. Phys. 76 (2004) pp. 411-469.
- [88] W. Escoffier, "Etude de la cohérence quantique dans les systèmes supraconducteur-métal normal par microscopie et spectroscopie à effet tunnel", Ph.D. thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble I (2004).
- [89] M. Y. Kupriyanov, V. F. Lukichev, "The influence of the proximity effect in the electrodes on the stationary properties of S-N-S Josephson structures", Sov. J. Low Temp. Phys. 8 - 10 (1982) pp. 526-529.
- [90] I. O. Kulik, A. N. Omelyanchuk, "Contribution to the microscopic theory of the Josephson effect in superconducting bridges", JETP Lett. 21 (1975) pp. 96-97.
- [91] P. Miller, J. K. Freericks, "Microscopic self-consistent theory of Josephson junctions including dynamical electron correlations", J. Phys. Cond. Matt. 13 (2001) pp. 3187-3213.
- [92] L. M. Falicov, J. C. Kimball, "Simple model for semiconductor-metal transitions : $S\text{mB}_6$ and transition-metal oxides", Phys. Rev. Lett. 22 (1969) pp. 997-999.
- [93] J. K. Freericks, B. K. Nikolić, P. Miller, "Superconductor-correlated metal-superconductor Josephson junctions : an optimized class for high speed digital electronics", IEEE Trans. Appl. Supercond. 13-2 (2003) pp. 1089-1092.
- [94] J. K. Freericks, B. K. Nikolić, P. Miller, "Temperature dependence of superconductor-correlated metal-superconductor Josephson junctions", App. Phys. Lett. 82-6 (2003) pp. 970-972.
- [95] L. G. Aslamazov, M. V. Fistul', "Resonant tunneling in superconductor-semiconductor-superconductor junctions", Sov. Phys. JETP 56 (1982) pp. 666.
- [96] Y. Naveh, et al., "Universal distribution of transparencies in highly conductive Nb/AlO_x/Nb junctions", Phys. Rev. Lett. 85-25 (2000) pp. 5404-5407.

- [97] V. E. Shaternik, M. A. Belogolovskii, "*Barrier properties of superconducting structures based on niobium nitride and a molybdenum-rhenium alloy*", *Low Temp. Phys.* 29-12 (2003) pp. 993–95.
- [98] C. Constancias, R. E. de Lamaestre, O. Louveau, P. Cavalier, J.-C. Villégier, "*Patterning issues in superconducting nanowire single photon detector fabrication*", *J. Vac. Sci. Technol. B* accepted for publication (2007).

Liste des publications et des communications à des conférences

Publications

R. Setzu, E. Baggetta, J.-C. Villégier, *Study of NbN Josephson junctions with a tantalum nitride barrier tuned to the metal-insulator transition*, soumis à Journal of Physics : Conference Series.

E. Baggetta, R. Setzu, J.-C. Villégier, *Study of SNS and SIS NbN Josephson junctions coupled to a microwave band-pass filter*, Journal of Physics : Conference Series, Vol. 43, 1167-1170, 2006.

Communications à des conférences

R. Setzu, E. Baggetta, J.-C. Villégier, *Study of Nbn Josephson junctions with a tantalum nitride barrier tuned to the metal-insulator transition*, EUCAS, Brussels, 2007 (Poster).

R. Setzu, E. Baggetta, J.-C. Villégier, *Progress in internally shunted NbN Josephson junctions with a tantalum nitride barrier sputtered near the metal-insulator transition*, ISEC, Washington, 2007 (Poster).

R. Setzu, E. Baggetta, J.-C. Villégier, *Étude et réalisation de jonctions Josephson en NbN à barrière semi-métallique en TaxN ; application aux circuits RSFQ*, JC2, Toulouse, 2006 (Poster).

R. Setzu, E. Baggetta, R. Espiau, B. Sacepe, J.-C. Villégier, *Investigation of NbN junction technology applied to medium temperature operation of fast detectors and digitizing systems*, ASC, Seattle, 2006 (Oral).

E. Baggetta, R. Setzu, J.-C. Villégier, M. Maignan, *Design and test of basic NbN RSFQ logic gates of a wide-band sigma-delta modulator*, ASC, Seattle, 2006 (Poster).

R. Espiau, R. Setzu, J.-C. Villégier, C. Delacour, V. Bouchiat, B. Guillet, L. Méchin, J.-P. Maneval, P. Moretti, C. Peroz, *Fabrication and characterization*

of superconducting NbN epitaxial ultrathin layers and nanowires, ASC, Seattle, 2006 (Poster).

E. Baggetta, R. Setzu, J.-C. Villégier, *Study of SNS and SIS NbN Josephson junctions coupled to a microwave band-pass filter*, EUCAS, Vienna, 2005, (Poster).

R. Setzu, E. Baggetta, J.-C. Villégier, *Study and elaboration of NbN Josephson junctions with a semi-insulating TaNx barrier ; application to RSFQ logic circuits*, 6th SCENET Summer School, Harjattula, 2005 (Poster).

J.-C. Villégier, B. Delaet, P. Feautrier, R. Setzu, A. Kreisler, *High-speed photon detectors and THz mixers achieved in NbN and HTS hot electron and weak-link devices*, WW05, Bratislava SL, 2005 (Oral).

R. Setzu, N. Hadacek, V. Larrey, G. Beauding, J.-C. Villegier, *NbN Josephson and tunnel junctions for space THz observation and signal processing*, 1st Symposium on Potentially Destructive Technologies and Their Impact in Space Programs, Marseille, France, 2004 (Oral).

J.-C. Villégier, E. Baggetta, B. Delaet, E. Ebert, W. Escoffier, N. Hadacek, R. Setzu, *Fabrication of analog-to-digital modulators and high-speed single photon detectors in NbN for quantum information processing*, Processing of Quantum Information in RSFQ Circuits and Qubits Conference, Bad Honnef, Allemagne, 2004 (Oral).

Annexe A

Dessin des masques

Au cours de cette thèse j'ai travaillé au développement d'une méthode efficace et rapide pour le dessin de photomasques complexes. Ce travail était nécessaire car on ne dispose pas directement des logiciels de gestion lay-out typiques de la microélectronique, notamment CADENCE et ses outils.

J'ai ensuite travaillé, en collaboration avec E. Baggetta, au dessin du jeu de masque NbN-RSFQ-1, qui comprend à la fois des jonctions pour l'étude de la technologie de fabrication, et des circuits RSFQ simples. Malheureusement ce jeu de masque était inadapté au fonctionnement des circuits RSFQ, à cause de l'absence des résistances de polarisation intégrées. Plus d'explications sur cet argument se trouvent dans la thèse de E. Baggetta [7].

On s'est alors limité à utiliser le jeu de masques NbN-RSFQ-1 pour le test des jonctions, SQUIDs et résonateurs, et on a conçu pour le fonctionnement des circuits RSFQ un nouveau procédé de fabrication, basé sur le jeu de masques NbN-RSFQ-2. Dans cette annexe je présente la description du développement du jeu de masque NbN-RSFQ-1 à 5 niveaux, pour donner une idée de la complexité du travail fait, ainsi qu'un guide pour qui va continuer ce travail de développement.

A.1 Environnement de conception des masques

Pour le dessin des masques on a adopté une approche de type hiérarchique. A partir des cellules de base, comme par exemple la jonction Josephson et le SQUID, nous avons réalisé des structures de plus en plus complexes. Nous avons donc sérieusement travaillé pour définir une librairie standard des éléments de base, sur le modèle de l'électronique traditionnelle.

Nous avons fixé la grandeur de la cellule de base à $40 \times 40 \mu\text{m}^2$. Cette dimension a été choisie en fonction des contraintes de notre technologie en salle blanche. En même temps nous avons défini des règles de dessin, énumérées dans la sec-

tion A.2, comme par exemple la largeur des lignes et les dimensions minimales des motifs. Tous les circuits sont donc logés dans une puce standard, décrite en section A.4, et seulement ensuite les puces sont organisées dans le wafer, lui aussi standardisé.

Nous utilisons le logiciel CAD Wavemaker, il s'agit d'un logiciel commercial produit par Barnard Microsystems. Son interface est assez ancienne, et contient plusieurs défauts comme par exemple l'impossibilité de faire des opérations d'*undo* (c'est-à-dire annuler les modifications faites au dessin). Cette grave limitation a été à la base de longs temps de dessin pour notre jeu de masque. D'un autre côté le logiciel Wavemaker donne la possibilité de créer les motifs des masques à partir d'un fichier exécutable '.cmd' qui contient toutes les commandes pour la génération du dessin. Nous avons donc programmé une interface en C qui gère directement la compilation des fichiers '.cmd'.

Chaque routine C permet de générer une cellule de base (par exemple une jonction, ou un SQUID) avec des paramètres choisis par l'utilisateur sans devoir à chaque fois la redessiner. Ensuite une routine plus complexe (*jjchip.exe*) gère le placement des différentes cellules dans les puces, et aussi la création et la modification des différentes puces, toujours sans devoir passer par l'interface graphique. Enfin une dernière routine (*wafer.exe*) sert à organiser la disposition des puces dans la plaquette.

L'avantage de la méthode développée est la possibilité de dessiner dans le futur des nouveaux masques avec une grande économie de temps. A partir de la routine *jjchip.exe* on peut introduire des nouveaux éléments dans le wafer, ou même corriger ceux existants, sans devoir modifier la structure générale du dessin. La création des deux jeux de masque NbN-RSFQ-1 et NbN-RSFQ-2 a largement bénéficié de cette méthode de dessin modulaire et hiérarchique, et on est confiant que ce travail sera prochainement encore utile.

A.2 Description des masques

A partir de l'expérience acquise sur les empilements de circuits NbN de type SNOP, nous avons mis à point une structure multicouche (voir la figure A.1) à 5 niveaux de photo-masques. La description détaillée des différents niveaux des photo-masques se trouve dans le tableau A.1. Tous les masques ont été réalisés en chrome sur des verres de 4 pouces, avec une grille de 50 nm et sont définis 'côté verre' du masque. Cela veut dire que l'orientation des écritures sur le layout original est préservée (et pas renversée de droite à gauche) sur le wafer. En outre tous les masques sont réalisés en chrome en polarité *Dark*, c'est-à-dire les motifs en chrome correspondent toujours à des motifs (et non des trous) dans le layout GDS.

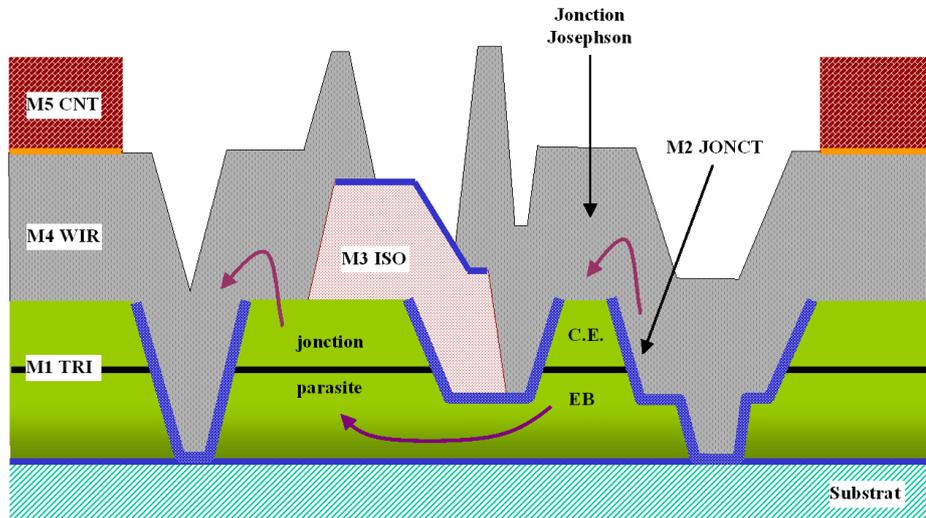


FIG. A.1 – Section de l’empilement multicouche NbN-RSFQ-1 dans le cas d’une jonction Josephson.

GDSII-No.	Masque	Polarité du lay-out*	Couleur**	Description
4	TRI-A	<i>positif</i>	vert	tricouche
6	JONCT-A	<i>positif</i>	// bleu	définition des jonctions + isolant auto-aligné
13	ISO-A	<i>positif</i>	rose	isolant
7	ISO-A-N	<i>négatif</i>		
10	WIR-A	<i>positif</i>	gris	lignes
14	WIR-A-N	<i>négatif</i>		
12	CNT-A	<i>négatif</i>	rouge	plots de connexion

TAB. A.1 – Description des différents photo-masques du jeu de masque NbN-RSFQ-1 à 5 niveaux. * Une polarité positive du lay-out veut dire que les structures du lay-out sont reproduites physiquement sur le substrat. Au contraire une polarité négative veut dire que les motifs sur le lay-out sont réalisés comme des trous sur le substrat. ** La couleur se réfère à la figure A.1 qui représente la section multicouche.

La résolution maximale des appareils de photolithographie présents dans la Salle Blanche PROMES est dans le meilleur des cas de $1\ \mu\text{m}$. Ainsi la définition des motifs ne doit jamais descendre au dessous de cette valeur. La liste suivante décrit les contraintes additionnelles présentes dans les couches et entre les couches différentes.

Masque 1 TRI : définition de la tricouche NbN/Ta_xN/NbN.

Note : la tricouche constitue dans ce cas aussi le plan de masse du circuit.

Masque 2 JONCT : définition de la surface des jonctions Josephson.

Note : ce niveau est celui qui requière le plus de précision. Les jonctions peuvent être circulaires ou carrées.

Contraintes : la dimension minimale des jonctions a été fixée à $2\ \mu\text{m}$.

Masque 2 JONCT : dépôt d'isolant par auto-alignement.

Note : toutes les zones non protégées par le masque JONCT seront couvertes par une couche mince de diélectrique (souvent $\approx 20\ \text{nm}$ de MgO par auto-alignement) pour augmenter l'isolement entre l'électrode de base de la jonction et la contre électrode, et pour servir de couche d'arrêt aux gravures suivantes.

Masque 3 ISO (gravure) / ISO-N (lift-off) : isolant entre les lignes.

Note : Une couche de SiO₂ (ou Si₃N₄) est utilisée pour prévenir les courts-circuits entre la tricouche et le NbN des lignes de sortie (Wiring). Elles servent aussi pour fabriquer des lignes micro-ruban sur la puce.

Contraintes : $2\ \mu\text{m}$ de distance inter-couche entre le niveau ISO et le niveau JONCT est nécessaire à cause de la faible précision de la lithographie. Par exemple, une fenêtre de $6\ \mu\text{m}$ de diamètre dans le masque 3 est nécessaire pour réaliser une jonction de $2\ \mu\text{m}$ de diamètre sur le masque 2.

Masque 4 WIR (gravure) / WIR-N (lift-off) : lignes d'interconnexion.

Note : le niveau WIR sert pour réaliser les lignes d'interconnexion entre les contre électrodes des jonctions Josephson et les autres circuits. Elles sont aussi utilisées pour créer les inductances, les lignes de sortie vers les plots et pour créer du texte qui soit physiquement lisible sur le wafer.

Contraintes : La largeur minimale des lignes sur la contre électrode d'une jonction Josephson est fixé à $20\ \mu\text{m}$. La largeur standard des lignes vers les plots est d'autre part de $80\ \mu\text{m}$.

Masque 5 CNT : plots pour sortir le signal de la puce.

Contraintes : Ce niveau est sûrement celui qui requière le moins de précision. C'est donc envisageable de réaliser des motifs avec une précision de $25 \mu\text{m}$.

On utilise toujours de grandes jonctions parasites ($S \gg 100 \mu\text{m}^2$) pour connecter la tricouche aux lignes réalisées sur le niveau WIR.

A.3 Organisation du wafer

Les plaquettes ont un diamètre maximum de 76 mm, pendant que la structure la plus distante du centre se trouve à 34 mm de distance. Le wafer contient 24 puces organisées selon la figure A.2. La puce numéro 6 est une puce laser pour le contrôle des temps de gravure. Le wafer contient aussi 4 croix de grande taille pour l'alignement des motifs pendant la lithographie, ainsi que deux carrés de $1 \times 1 \text{ mm}^2$ réalisés en tricouche et en NbN-wiring pour des études de type Rayons-X sur les dépôts effectués. La composition de la plaquette est montrée en figure A.2, et le tableau A.2 résume la composition des différentes puces du wafer.

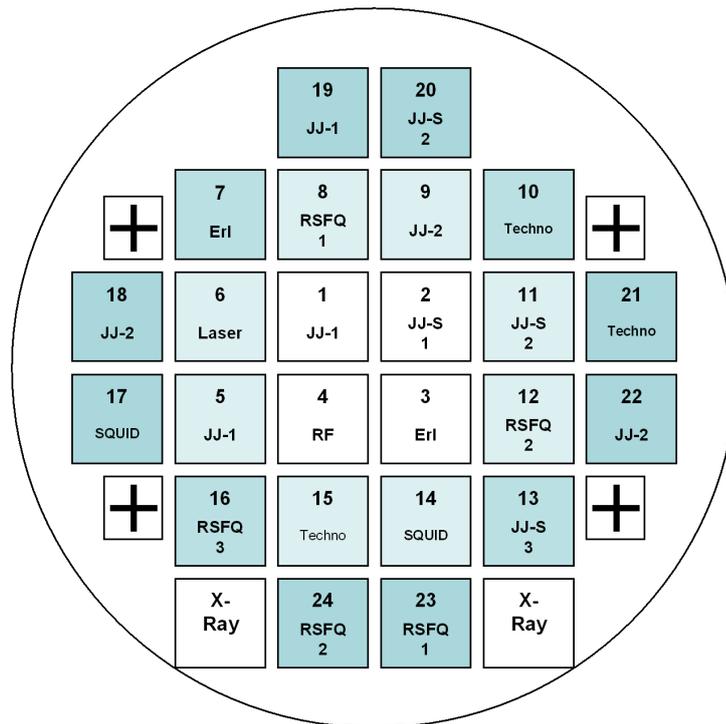


FIG. A.2 – Position des différentes puces sur un substrat de diamètre 75 mm.

Numéro	Nom	Composition
1	JJ-1	- 7 jonctions circulaires : 2; 2.5; 3; 3.5; 4; 5; 6 μm - 3 jonctions carrées : 2; 4; 6 μm
2	JJ-S-1	- 1 série de 1000 jonctions, $\phi = 3 \mu\text{m}$ - 3 jonctions carrées : 3; 5 μm - 1 jonction ronde 2 μm
3	Erl	Circuit de test de l'Effet Ivlev (Autre projet)
4	RF-F-1	Puce de résonateurs et filtres RF [7]
5	JJ-1	Duplication
6	Laser-R	Puce pour contrôles de gravure par réflexion laser
7	Erl	Duplication
8	RSFQ-1	Circuits RSFQ [7]
9	JJ-2	10 jonctions : (2x) 2; 2.5; 3; 4; 5 μm
10	Techno	- ponts de test des T_C et ρ du NbN - WIR sur substrat ; WIR sur isolant - capacités de tailles différentes - autres structures
11	JJ-S-2	1 série 1000 jonctions $\phi = 3 \mu\text{m}$
12	RSFQ-2	Circuits RSFQ [7]
13	JJ-S-3	2 séries de 500 jonctions $\phi = 3 \mu\text{m}$
14	SQUID	Différents SQUID
15	Techno	Duplication
16	JJ-S-2	Duplication
17	SQUID	Duplication
18	JJ-2	Duplication
19	RSFQ-4	Circuits RSFQ [7]
20	RSFQ-3	Circuits RSFQ [7]
21	Techno	Duplication
22	JJ-2	Duplication
23	RSFQ-1	Duplication
24	RSFQ-2	Duplication

TAB. A.2 – Position référencée et composition des puces du masque RSFQ-NbN-1.

A.4 Puce standard

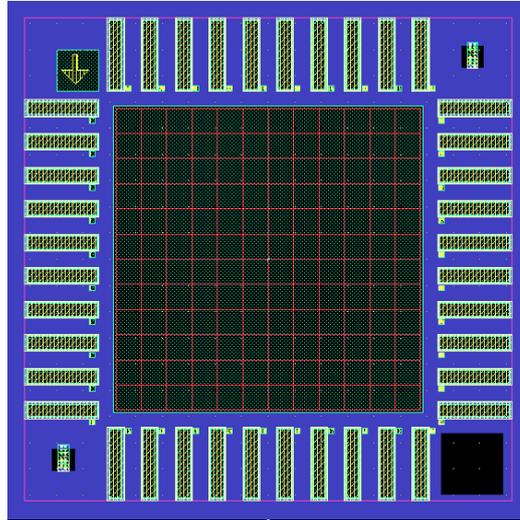


FIG. A.3 – Puce vide selon le standard du procédé NbN-RSFQ-1. En haut à gauche on voit la flèche indiquant le sens de numérotation des plots. Le carré vide en bas à droite est réservé à la signature de chaque puce, information contenant son nom et sa position dans le wafer.

Chaque puce possède une surface externe de $10 \times 10 \text{ mm}^2$. Les plots pour les contacts sont 40, repartis également sur les quatre côtés. Chaque plot a une surface de $320 \times 1400 \mu\text{m}^2$. La distance entre le plot et le périmètre extérieur de la puce est de $400 \mu\text{m}$, et la distance entre deux plots est de $320 \mu\text{m}$. Chaque plot est numéroté dans le sens opposé des aiguilles d'une montre, le numéro 1 étant celui en haut à gauche, indiqué par une flèche visible à l'œil. Aucun contact n'est placé sur les quatre angles de la puce. Ces endroits sont réservés aux structures suivantes :

Angle en haut à gauche : flèche indiquant le 1^{er} plot et le sens de numérotation.

Angle en bas à gauche : petite croix d'alignement pour la lithographie UV.

Angle en bas à droite : description de la puce.

Angle en haut à droite : petite croix d'alignement pour la lithographie UV.

La figure A.3 montre la structure d'une puce vide. La place réservée aux circuits est un carré de $57.6 \times 57.6 \text{ mm}^2$; cette mesure a été choisie pour maximiser la grandeur des plots. Le carré central comporte une matrice de 12×12 cellules de $480 \times 480 \mu\text{m}^2$ de surface. Cette division a été initialement choisie pour mieux rationaliser la place disponible, car $480 \times 480 \mu\text{m}^2$ représente la taille de la cellule de base comportant une jonction Josephson avec ses lignes de sortie.

Annexe B

Paramètres de fabrication

On présente dans le détail l'enchaînement des étapes de fabrication pour les jonctions SNOP et SNEP testées pendant le travail de thèse. Les jonctions SNEP sont réalisées avec le jeu des masques NbN-RSFQ-1 introduit dans l'appendice A, et l'étude de ce procédé est présentée dans le chapitre 5.

Les valeurs des paramètres sont indicatives, et peuvent être adaptées selon les exigences particulières. Ci-dessous une liste des abréviations utilisées dans les tableaux :

d =débit du gaz ; p =pression ; T =température ; amb=ambiante ; P =puissance ; t =temps ; ' =minutes ; '' =seconds ; h =heures ; ép.=épaisseur.

B.1 Procédé SNOP

TAB. B.1 – Nettoyage du substrat.

Etape	Description	Paramètres
1	bain ultrason dans acétone	$t = 10'$
2	bain ultrason dans Isopropanol	$t = 5'$
3	nettoyage Isopropanol	

TAB. B.2 – Etape 1 : dépôt de la tricouche. * dépôt en rotation.

Couche	Matériau	d_{Ar} sccm	d_{N_2} sccm	p_{tot} 10^{-2} mbar	p_{N_2} %	P kW	T °C	t s	ép. nm
buffer	MgO	70	37	1.35	7.5	0.55	250	75	12
e.l.b.	NbN	88	46	1.88	10.5	1.5	290	105	350
barr.	Ta _x N	65	125	1.15	40	0.5	330	80*	~ 10
c.el.	NbN	88	46	1.88	10.5	1.5	290	63	210

TAB. B.3 – Etape 2 : photolithographie de la tricouche.

Etape	Description	Paramètres
2.1	séchage plaquette	$t = 1'$ à $T = 100^\circ\text{C}$
2.2	étalement résine	S1813 ; ép. = $1.5\ \mu\text{m}$
2.3	recuit résine	$t = 1'15''$ à $T = 100^\circ\text{C}$
2.4	litho. UV	masque SNOP NIV-1 ; $t = 4.5''$
2.5	développement	$t = 35''$ in AZ-developper + bain eau desionisée
2.6	recuit plaquette	$t = 20''$ à $T = 100^\circ\text{C}$

TAB. B.4 – Etape 3 : gravure RIE de la tricouche.

Etape	Description	Paramètres
3.1	nettoyage chambre RIE	O_2 ; $d = 25$ sccm; $p = 2.5$ Pa $P = 100$ W; $t = 15'$
3.2	gravure RIE tricouche	SF_6/O_2 ; 36/4.5 sccm $p_{tot} = 1.5$ Pa; $P = 30$ W
3.3	sechage plaquette	$t = 10''$ à $T = 100$ °C

TAB. B.5 – Etape 4 : dépôt de l'isolant autoaligné.

Couche	Matériau	d_{Ar} sccm	d_{N_2} sccm	p_{tot} 10^{-2} mbar	p_{N_2} %	P kW	T °C	t s	ép. nm
isolant-1	MgO	70	30	1.35	7.5	0.55	amb	120	16
isolant-2	AlN		160	1.25	100	0.5	amb	2x240	320
isolant-3	MgO	70	30	1.35	7.5	0.55	amb	120	16

TAB. B.6 – Etape 5 : lift-off de l'isolant autoaligné.

Etape	Description	Paramètres
5.1	bain ultrason dans acétone	$t = 1$ h
5.2	nettoyage chambre RIE	O_2 ; $d = 25$ sccm; $p = 2.5$ Pa $P = 100$ W; $t = 15'$
5.3	stripping par plasma oxygène	O_2 ; $d = 25$ sccm; $p = 3$ Pa; $P = 60$ W
5.4	recuit plaquette	$t = 1'$ à $T = 150$ °C

TAB. B.7 – Etape 6 : dépôt des lignes.

Couche	Matériau	d_{Ar} sccm	d_{N_2} sccm	p_{tot} 10^{-2} mbar	p_{N_2} %	P kW	T °C	t s	ép. nm
décapage		67		1.25		0.15	amb	360	
wiring	NbN	88	50	1.88	10.5	1.5	amb	240	800

TAB. B.8 – Etape 7 : photolithographie des lignes.

Etape	Description	Paramètres
7.1	séchage plaquette	$t = 1'$ à $T = 100^\circ\text{C}$
7.2	étalement résine	S1813 ; ép. = $1.5\ \mu\text{m}$
7.3	recuit résine	$t = 1'15''$ à $T = 100^\circ\text{C}$
7.4	litho. UV	masque SNOP NIV-2 ; $t = 4.5''$
7.5	développement	$t = 35''$ in AZ-developper + bain eau desionisée
7.6	recuit plaquette	$t = 20''$ à $T = 100^\circ\text{C}$

TAB. B.9 – Etape 8 : gravure RIE des lignes.

Etape	Description	Paramètres
8.1	nettoyage chambre RIE	O_2 ; $d = 25\ \text{sccm}$; $p = 2.5\ \text{Pa}$ $P = 100\ \text{W}$; $t = 15'$
8.2	gravure RIE wiring	SF_6/O_2 ; $36/4.5\ \text{sccm}$ $p_{\text{tot}} = 1.5\ \text{Pa}$; $P = 30\ \text{W}$
8.3	stripping par plasma oxygène	O_2 ; $d = 25\ \text{sccm}$; $p = 3\ \text{Pa}$; $P = 60\ \text{W}$
8.4	sechage plaquette	$t = 1'$ à $T = 150^\circ\text{C}$

TAB. B.10 – Etape 9 : photolithographie des plots. * l'aligneur MJB3 doit être utilisé au lieu du MA750 à cause des dimensions du photomasque.

Etape	Description	Paramètres
9.1	séchage plaquette	$t = 1'$ à $T = 100^\circ\text{C}$
9.2	étalement résine	S1813 ; ép. = $1.3\ \mu\text{m}$
9.3	recuit résine	$t = 1'15''$ à $T = 100^\circ\text{C}$
9.4	litho. UV	masque SNOP NIV-2 ; $t = 10''$ avec MJB3*
9.5	développement	$t = 35''$ in AZ-developper + bain eau desionisée
9.6	recuit plaquette	$t = 20''$ à $T = 100^\circ\text{C}$

TAB. B.11 – Etape 10 : dépôt des plots. * dépôt en rotation.

Couche	Matériau	d_{Ar} sccm	p_{tot} 10^{-2} mbar	P kW	T °C	t s	ép. nm
décapage		67	1.25	0.15	amb	300	
buffer	Nb	93	1.8	0.6	amb	15*	< 5
plots	Al	88	1.7	0.9	amb	50	300

TAB. B.12 – Etape 11 : lift-off des plots.

Étape	Description	Paramètres
11.1	bain ultrason dans acétone	$t = 30'$
11.2	recuit plaquette	$t = 1'$ à $T = 150$ °C

B.2 Procédé SNEP

Tab. B.13 – Nettoyage Substrat.

Etape	Description	Paramètres
1	bain ultrason dans acétone	$t = 10'$
2	bain ultrason dans Isopropanol	$t = 5'$
3	nettoyage Isopropanol	

Tab. B.14 – Etape 1 : dépôt tricouche. * dépôt en rotation.

Couche	Matériau	d_{Ar} sccm	d_{N2} sccm	p_{tot} 10^{-2} mbar	p_{N2} %	P kW	T °C	t s	ép. nm
buffer	MgO	70	37	1.35	7.5	0.55	250	75	12
e.l.b.	NbN	88	46	1.88	10.5	1.5	290	105	350
barr.	Ta _x N	65	125	1.15	40	0.5	330	80*	~ 10
c.el.	NbN	88	46	1.88	10.5	1.5	290	63	210

Tab. B.15 – Etape 2 : photolithographie de la tricouche.

Etape	Description	Paramètres
2.1	séchage plaquette	$t = 1'$ à $T = 100$ °C
2.2	étalement résine	S1813 ; ép. = $1.3 \mu\text{m}$
2.3	recuit résine	$t = 1'15''$ à $T = 100$ °C
2.4	litho. UV	masque TRI ; $t = 4.5''$
2.5	développement	$t = 35''$ in AZ-developper + bain eau desionisée
2.6	recuit plaquette	$t = 20''$ à $T = 100$ °C

TAB. B.16 – Etape 3 : gravure RIE de la tricouche.

Etape	Description	Paramètres
3.1	nettoyage chambre RIE	O_2 ; $d = 25$ sccm ; $p = 2.5$ Pa $P = 100$ W ; $t = 15'$
3.2	gravure RIE tricouche	SF_6/O_2 ; 36/4.5 sccm $p_{tot} = 1.5$ Pa ; $P = 30$ W
3.3	stripping par plasma oxygène	O_2 ; $d = 25$ sccm ; $p = 2.5$ Pa ; $P = 60$ W
3.4	sechage plaquette	$t = 20''$ à $T = 100$ °C

TAB. B.17 – Etape 4 : photolithographie des jonctions.

Etape	Description	Paramètres
4.1	séchage plaquette	$t = 1'$ à $T = 100$ °C
4.2	étalement résine	S1813 ; ép. = 1.5 μ m
4.3	recuit résine	$t = 1'15''$ à $T = 100$ °C
4.4	litho. UV	masque JONCT ; $t = 4.5''$
4.5	développement	$t = 35''$ in AZ-developper + bain eau desionisée
4.6	recuit plaquette	$t = 20''$ à $T = 100$ °C

TAB. B.18 – Etape 5 : gravure RIE ds jonctions.

Etape	Description	Paramètres
5.1	nettoyage chambre RIE	O_2 ; $d = 25$ sccm ; $p = 2.5$ Pa $P = 100$ W ; $t = 15'$
5.2	gravure RIE tricouche	SF_6/O_2 ; 36/4.5 sccm $p_{tot} = 2.5$ Pa ; $P = 30$ W
5.3	stripping par plasma oxygène	O_2 ; $d = 25$ sccm ; $p = 2.5$ Pa $P = 30$ W ; $t = 1'$

TAB. B.19 – Etape 6 : dépôt de l'isolant autoaligné.

Couche	Matériau	d_{Ar} sccm	d_{N2} sccm	p_{tot} 10^{-2} mbar	p_{N2} %	P kW	T °C	t s	ép. nm
isolant-1	MgO	70	30	1.35	7.5	0.55	amb	75	12
isolant-2	AlN		160	1.25	100	0.35	amb	60	30
isolant-3	MgO	70	30	1.35	7.5	0.55	amb	75	12

TAB. B.20 – Etape 7 : lift-off de l'isolant autoaligné.

Etape	Description	Paramètres
7.1	bain ultrason dans acétone	$t = 1$ h
7.2	nettoyage chambre RIE	O_2 ; $d = 25$ sccm ; $p = 2.5$ Pa $P = 100$ W ; $t = 15'$
7.3	stripping par plasma oxygène	O_2 ; $d = 25$ sccm ; $p = 3$ Pa ; $P = 60$ W
7.4	recuit plaquette	$t = 1'$ à $T = 150$ °C

TAB. B.21 – Etape 8 : photolithographie de l'isolant.

Etape	Description	Paramètres
8.1	séchage plaquette	$t = 1'$ à $T = 100$ °C
8.2	étalement résine	AZ5214 ; ép. = 1.4 μ m
8.3	recuit résine	$t = 50''$ à $T = 110$ °C
8.4	litho. UV	masque JONCT ; $t = 5''$
8.5	reverse backing	$t = 120''$ à $T = 115$ °C
8.6	litho. UV	masque transparente ; $t = 10''$
8.7	développement	$t = 50''$ in AZ-developper + bain eau desionisée

TAB. B.22 – Etapes 9 et 10 : dépôt de l'isolant, ainsi que d'une couche buffer de MgO (non in-situ).

Couche	Matériau	d_{Ar} sccm	d_{N_2} sccm	p_{tot} 10^{-2} mbar	p_{N_2} %	P kW	T °C	t s	ép. nm
isolant	Si ₃ N ₄			0.1		0.13	amb	1000	200
buffer	MgO	70	30	1.35	7.5	0.55	amb	75	12

TAB. B.23 – Etape 11 : lift-off de l'isolant.

Etape	Description	Paramètres
11.1	bain ultrason dans acétone	$t = 45'$
11.2	recuit plaquette	$t = 1'$ à $T = 150^\circ\text{C}$

TAB. B.24 – Etape 12 : dépôt des lignes.

Couche	Matériau	d_{Ar} sccm	d_{N_2} sccm	p_{tot} 10^{-2} mbar	p_{N_2} %	P kW	T °C	t s	ép. nm
décapage		67		1.25		0.15	amb	360	
wiring	NbN	88	50	1.88	10.5	1.5	amb	240	800

TAB. B.25 – Etape 13 : photolithographie des lignes.

Etape	Description	Paramètres
13.1	séchage plaquette	$t = 1'$ à $T = 100^\circ\text{C}$
13.2	étalement résine	S1813 ; ép. = $1.5\ \mu\text{m}$
13.3	recuit résine	$t = 1'15''$ à $T = 100^\circ\text{C}$
13.4	litho. UV	masque WIR ; $t = 4.5''$
13.5	développement	$t = 35''$ in AZ-developper + bain eau desionisée
13.6	recuit plaquette	$t = 20''$ à $T = 100^\circ\text{C}$

TAB. B.26 – Etape 14 : gravure RIE des lignes.

Etape	Description	Paramètres
14.1	nettoyage chambre RIE	O_2 ; $d = 25$ sccm ; $p = 2.5$ Pa $P = 100$ W ; $t = 15'$
14.2	gravure RIE wiring	SF_6/O_2 ; 36/4.5 sccm $p_{tot} = 1.5$ Pa ; $P = 30$ W
14.3	stripping par plasma oxygène	O_2 ; $d = 25$ sccm ; $p = 3$ Pa ; $P = 60$ W
14.4	sechage plaquette	$t = 1'$ à $T = 150^\circ C$

TAB. B.27 – Etape 15 : photolithographie des plots.

Etape	Description	Paramètres
15.1	séchage plaquette	$t = 1'$ à $T = 100^\circ C$
15.2	étalement résine	S1813 ; ép. = $1.3 \mu m$
15.3	recuit résine	$t = 1'15''$ à $T = 100^\circ C$
15.4	litho. UV	masque CNT ; $t = 4.5''$
15.5	développement	$t = 35''$ in AZ-developper + bain eau desionisée
15.6	recuit plaquette	$t = 20''$ à $T = 100^\circ C$

TAB. B.28 – Etape 16 : dépôt des plots. * dépôt en rotation.

Couche	Matériau	d_{Ar} sccm	p_{tot} 10^{-2} mbar	P kW	T $^\circ C$	t s	ép. nm
décapage		67	1.25	0.15	amb	300	
buffer	Nb	93	1.8	0.6	amb	15*	< 5
plots	Al	88	1.7	0.9	amb	50	300

TAB. B.29 – Etape 17 : lift-off des plots.

Etape	Description	Paramètres
17.1	bain ultrason dans acétone	$t = 30'$
17.2	recuit plaquette	$t = 1'$ à $T = 150^\circ C$

Résumé

La recherche présentée dans ce mémoire, effectuée dans le Groupe Dispositifs Supraconducteurs du CEA-DRFMC avec le soutien du CNES, a permis le développement et l'optimisation de jonctions Josephson SNS (Supraconducteur/Métal Normal/Supraconducteur) à électrodes NbN et barrière Ta_xN de haute résistivité. Nous avons mis en évidence une oscillation Josephson jusqu'à des fréquences supérieures au THz et pour des températures de fonctionnement allant jusqu'à 10 K, ce qui répond à l'objectif initial de la thèse. Cette propriété rend ces jonctions uniques et bien adaptées à la réalisation de circuits logiques ultrarapides RSFQ (Rapid Single Flux Quantum) destinés aux télécommunications spatiales. Les couches minces de Ta_xN sont réalisées par pulvérisation cathodique. Nous avons montré une bonne reproductibilité de leurs propriétés électriques et structurales (rugosité, paramètres de maille) en fonction des paramètres du dépôt (i.e. pression partielle d'azote), y compris à basse température et près de la transition métal-isolant. Les tricouches NbN/Ta_xN/NbN présentent la température critique attendue (16 K) avec une transition très étroite (0, 1 K). Les jonctions ont été réalisées collectivement par photolithographie à partir de l'empilement tricouche couvrant des plaquettes silicium 3 pouces. Deux technologies différentes ont été évaluées, respectivement SNOP (Selective Niobium Overlap Process) et SNEP (Selective Niobium Etching Process). Les jonctions ont montré une dépendance très claire du produit courant Josephson x résistance normale ($R_n I_c$ est l'indicateur de la fréquence Josephson maximale attendue) en fonction de la pression partielle d'azote dans le plasma réactif. On a ainsi obtenu sur des collections de jonctions des produits $R_n I_c$ très élevés, jusqu'à 3,74 mV à 4,2 K pour des densités de courant critique J_c voisines de 15 kA/cm². Les jonctions présentent les comportements Josephson attendus, (diffraction de Fraunhofer et marches de Shapiro) jusqu'à 14 K, ce qui permet d'envisager le fonctionnement des circuits dans un milieu cryogénique relaxé par rapport aux circuits en niobium limités à 4,2 K. Les jonctions présentent en outre une caractéristique naturellement amortie, ce qui nous permet d'éliminer les résistances de shunt dans le dessin des circuits RSFQ contrairement au cas des jonctions en niobium. La dépendance du J_c des jonctions SNOP en fonction de la température a été interpolée en utilisant le mo-

dèle des jonctions SNS longues dans la limite sale, donnant une longueur de cohérence du métal normal autour de 3,8 nm à 4,2 K. En revanche, les jonctions SNEP ont montré des densités de courant plus élevées et des résistances normales plus basses, bien que le produit $R_n I_c$ soit du même ordre de grandeur (≈ 3 mV à 4,2 K). Nous avons expliqué cette observation par les différences entre les procédés lithographiques de fabrication et par des effets d'inhomogénéités de bord induits. Nous avons enfin étudié un procédé de fabrication multiniveaux adapté aux circuits fonctionnels RSFQ, comprenant un plan de masse commun et des résistances de polarisation. Pour conclure, nous avons pu montrer la supériorité de performances des jonctions NbN/Ta_xN/NbN sur les jonctions actuelles en niobium et leur intérêt pour réaliser des circuits numériques RSFQ compacts. En effet ces jonctions s'affranchissent des résistances d'amortissement des jonctions Nb, et peuvent fonctionner jusqu'à des fréquences d'horloge supérieures à 150 GHz et jusqu'à 10 K (contre 50 GHz en Nb à 4,2 K).

Abstract

This thesis research brought to the development and optimization of SNS (Superconductor/Normal Metal/Superconductor) Josephson junctions with NbN electrodes and a high resistivity Ta_xN barrier. The work has been performed at the CEA-DRFMC 'Groupe Dispositifs Supraconducteurs', and has been partially granted by the CNES. We were able to point out Josephson oscillations for frequencies above 1 THz and operation temperatures up to 10 K, which constituted the original goal of the project. This property makes these junctions unique and well adapted for realizing ultra-fast RSFQ (Rapid Single Flux Quantum) logic circuits suitable for spatial telecommunications. The study of sputtered Ta_xN thin films as a function of deposition parameters, such as the partial nitrogen pressure, showed a good reproducibility and good uniformity of electrical and structural properties (low rugosity and lattice parameters close to the NbN ones). This is still true even for barrier layers close to the metal-insulator transition operating at low temperature. The junctions have been fabricated by photolithography from the NbN/Ta_xN/NbN trilayer over 3 inch silicon wafers ; both SNOP (Selective Niobium Overlap Process) and SNEP (Selective Niobium Etching Process) fabrication processes have been used. The junctions showed a clear dependence of the $R_n I_c$ product as a function of the partial nitrogen pressure inside the reactive plasma ; the $R_n I_c$ is the product between the junction critical current and its normal resistance, and indicates the upper limit Josephson frequency. We have also obtained some really high $R_n I_c$ products, up to 3.74 mV at 4.2 K for critical current densities of about 15 kA/cm². Junctions show the expected Josephson behaviors, respectively Fraunhofer diffraction and Shapiro steps, up to 14 K. This allows expecting good circuit operations in a relaxed cryogenics environment (with respect to the niobium circuits limited at 4.2 K). Junctions appear to be self-shunted ; contrary to the niobium technology we can therefore expect to get rid of the external shunt resistors in the RSFQ circuit design. The SNOP junctions J_c temperature dependence has been fitted by using the long SNS junction model in the dirty limit, which gives a normal metal coherence length of about 3.8 nm at 4.2 K. SNEP junctions showed higher current densities and lower normal resistance with respect to the SNOP ones, although the $R_n I_c$ product stays of the same order of magnitude,

≈ 3 mV at 4.2 K. We explained this difference as a consequence of the differences between the lithographic processes and the induced edge inhomogeneities. We have finally studied a multilayer fabrication process, including a common ground plane and bias resistors, suitable for RSFQ logic basic circuits. To conclude we have been able to show the performance superiority of NbN/Ta_xN/NbN junctions over the actual niobium junctions, as well as their interest for realizing compact RSFQ logic circuits. In fact these junctions do not need external shunt-resistors as the Nb junctions, and can operate at clock frequencies above 150 GHz up to 10 K (against 50 GHz at 4.2 K for the Nb technology).