

Effets de rétroaction du bruit dans un circuit électrique

par

Karl Thibault

Thèse présentée au département de physique
en vue de l'obtention du grade de docteur ès sciences (Ph.D.)

FACULTÉ des SCIENCES
UNIVERSITÉ de SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, 7 novembre 2019

Le 7 novembre 2019

le jury a accepté la thèse de M. Karl Thibault dans sa version finale.

Membres du jury

Professeur Bertrand Reulet
Directeur de recherche
Département de physique

Professeur René Côté
Membre interne
Département de physique

Professeur Fabio Pistolesi
Membre externe
Laboratoire Ondes et Matière d'Aquitaine, Université de Bordeaux

Professeur Denis Morris
Président rapporteur
Département de physique

The page will turn
A hand pulls away
Let it go, let it go,
And close the door and let it be
Our time will come, forever is a day
Let it go, let it go,
And close your eyes and find a dream
Sevendust - The Wait

Sommaire

En électronique, les propriétés intrinsèques d'un composant sont considérées indépendantes du circuit dans lequel il est inséré. Pour des conducteurs cohérents à très basse température, où les effets quantiques sont importants, ceci n'est plus valide. Par exemple, la caractéristique courant-tension d'une jonction tunnel dans un environnement haute impédance présente le phénomène de blocage de Coulomb dynamique, où le passage des électrons est bloqué à basse tension. Cette thèse démontre que les effets d'environnement ne se limitent pas au cas quantique par l'étude expérimentale des propriétés de transport d'une diode à avalanche à température pièce en série avec une résistance variable. Une théorie classique, basée sur les effets de rétroaction du bruit par l'environnement, est développée afin d'expliquer les résultats expérimentaux qui entrent en violation directe avec les lois de la théorie classique des circuits. L'étude d'un second dispositif composé de deux jonctions tunnel couplées capacitivement à des températures cryogéniques permet de montrer comment les deux jonctions interagissent via leur bruit, c'est-à-dire comment le blocage de Coulomb dynamique de l'une dépend du courant qui circule dans l'autre. Ces résultats sont qualitativement expliqués à l'aide d'un modèle simple fondé sur la rétroaction du bruit.

Remerciements

Je tiens premièrement à remercier mon directeur de recherche, Bertrand Reulet. Personne n'a plus d'influence sur un environnement de travail que le chef d'un groupe. Ma décision de passer les cinq dernières années dans ton groupe de recherche était fortement basée sur la culture au sein de celui-ci et l'ambiance qui en découle. Merci aussi pour la confiance que tu m'as accordée, pour m'avoir laissé saisir les opportunités qui s'offraient à moi (autant académiques que parascolaires), pour ton appui dans les moments difficiles et pour m'avoir appris à voir le côté positif. Bref, merci de m'avoir permis de m'épanouir en tant que chercheur, mais aussi en tant qu'humain.

Merci à Christian Lupien, tu es un atout incroyable pour le groupe Reulet. Ta façon de pousser les membres du groupe à réfléchir par eux-mêmes nous permet d'améliorer notre esprit critique et de devenir de meilleurs scientifiques. Merci pour tout le temps que tu as accordé à mes problèmes expérimentaux et informatiques durant mon doctorat ; ton aide a été inestimable dans de nombreux aspects de mon travail, du cryostat à l'analyse des données.

Merci à Gabriel Laliberté pour ton aide technique, en particulier pour la conception, le dessin assisté par ordinateur et le machinage du circuit imprimé et du porte-échantillon utilisé lors de la deuxième partie de cette thèse.

Merci à tous mes collègues dans le groupe de Bertrand : Gabriel Gasse, Lauren Gingras, Samuel Houle, Samuel Larocque, Anthoni Manseau, Kevin Spahr, Keyan Bennaceur, Jean Olivier Simoneau, Édouard Pinsolle, Stéphane Virally, Jonathan Graveline, Pierre Février, Sébastien Jézouin, Marc Leclair et Dominique Parisé. Je me considère vraiment choyé d'avoir eu la chance de vous côtoyer pendant les dernières années. Un merci supplémentaire à tous ceux qui m'ont aussi tenu compagnie lors de mes nombreuses heures en salle blanche.

Merci spécialement à Édouard Pinsolle, qui est devenu beaucoup plus qu'un simple collègue au fil des nombreuses discussions animées (scientifiques ou non !) dans la salle à café, en salle blanche, dans le laboratoire et aussi à l'extérieur des murs de l'Université. Merci d'avoir toujours été présent pour moi, autant personnellement que pour le travail. Merci plus spécifiquement pour ton aide sur plusieurs aspects expérimentaux de mon travail, en particulier lors de la calibration du thermomètre cryogénique supplémentaire et pour tes nombreuses mesures des paramètres d'oxydation des jonctions tunnel.

Merci à tous ceux qui m'ont ramené à la réalité hors-université : Ken, Sophie, Simon, ma famille, mes amis d'enfance, mes coéquipiers et coachs au Ultimate, tous ceux et celles avec qui j'ai eu le plaisir de jouer à des jeux de société, la gang de Donjon, Q2, l'AED et toutes les autres personnes avec qui j'ai passé du bon temps depuis mon arrivée à l'Université de Sherbrooke il y a maintenant plus de 11 ans. Merci aussi à ma partenaire de vie pendant plusieurs années, Ariane, avec qui j'ai partagé plusieurs des moments les plus significatifs de ma vie.

Merci à mes parents, qui m'ont toujours encouragé à suivre ma propre voie tout en me supportant sans contraintes. Merci n'est pas un mot assez fort pour représenter tout ce que vous êtes pour moi.

Je remercie finalement les membres du jury ayant évalué cette thèse : les professeurs Denis Morris (président rapporteur), René Côté (membre interne), Bertrand Reulet (directeur de recherche) et Fabio Pistolesi (membre externe). Merci pour le temps que vous m'avez diligemment donné pour lire le fruit des cinq dernières années de ma vie, ainsi que pour vos nombreux commentaires constructifs et les discussions authentiques qui en ont émergées.

Table des matières

Sommaire	ii
Introduction	1
0.1 Violation des lois de la théorie des circuits	1
0.2 Historique	5
I Effets de rétroaction du bruit	7
1 Méthode par renormalisation	10
1.1 Sans fluctuations.	11
1.2 Avec fluctuations dépendantes de la tension, mais sans fluctuations ther- miques de la résistance environnementale.	12
1.2.1 Résolution des équations différentielles	14
1.3 Changement de variable entre I et V	15
1.3.1 Application à des cas simples	16
1.3.2 Résolution des équations différentielles	16
2 Méthode itérative	19
2.1 Interaction entre une jonction tunnel et une résistance en série	19
2.2 Interaction entre deux jonctions tunnel couplées capacitivement	21
3 Interprétation physique	24
3.1 Interaction entre une jonction tunnel et une résistance en série	24
3.1.1 Correction au premier ordre	25
3.1.2 Correction au troisième ordre	26
3.2 Interaction entre deux jonctions tunnel couplées capacitivement	28

3.2.1	Termes d'interaction	28
3.2.2	Transrésistance	29
4	Discussion	30
II	Violation des lois de la théorie des circuits dans un circuit à température pièce : une diode à avalanche en série avec une résistance	32
5	Diode à avalanche	34
6	Montage expérimental	37
7	Résultats et analyse	40
7.1	Diode seule	40
7.2	Résistance environnementale non-nulle	41
7.3	Mesures en temps réel	43
7.3.1	Caractère aléatoire de l'avalanche	43
7.3.2	Dérives temporelles	46
7.4	Comparaison avec la théorie	49
7.4.1	Diode seule	50
7.4.2	Résistance non-nulle	51
7.5	Discussion	55
III	Interaction entre deux jonctions tunnel couplées capacitivement	56
8	Mise en contexte	58
8.1	Modèle $P(E)$	58
8.1.1	Méthode standard	58
8.1.2	Rétroaction des fluctuations.	62
8.1.3	Interaction entre deux jonctions tunnel couplées capacitivement	65
8.2	Jonction tunnel	67
8.2.1	Jonction NIN	68
8.2.2	Jonction SIS	70
8.2.3	Régime intermédiaire	76

8.3	Jonctions tunnel couplées capacitivement	77
9	Résultats et analyse	79
9.1	Caractérisation des échantillons	79
9.1.1	K970I	80
9.1.2	K970O	80
9.2	Montages expérimentaux	81
9.3	Définition des trois régimes de mesure	84
9.4	Jonctions normales ($H \sim 400$ mT)	85
9.4.1	Blocage de Coulomb Dynamique	85
9.4.2	Transrésistance	93
9.5	Jonctions supraconductrices ($H=0$)	96
9.5.1	Blocage de Coulomb dynamique	96
9.5.2	Transrésistance	100
9.6	Champ magnétique intermédiaire	101
9.7	Discussion	103
IV	Fabrication et conception	104
10	Techniques de fabrication	106
11	Conception de l'échantillon	110
11.1	Substrat	112
11.2	Résistances	114
11.3	Condensateurs	115
11.4	Jonctions	116
11.4.1	Oxydation	118
12	Conception de la recette pour la puce complète	120
12.1	Lithographie à faisceau d'électrons	121
13	Connexion de la puce au monde extérieur	127
13.1	Porte-échantillon	127
13.2	Installation dans le cryostat à dilution	128

Conclusion	130
A Recette de fabrication de deux jonctions couplées capacitivement	132
B Calculs complémentaires pour la méthode par renormalisation.	136
B.1 Calcul des caractéristiques $I(V_s, R)$ et $S(V_s, R)$ intrinsèques.	136
B.2 Résolution des équations différentielles pour $I(V, R)$ et $S(V, R)$	138
B.3 Changement de variables : $I(V, R) \rightarrow V(I, R)$	141
B.3.1 Propriétés mathématiques utiles	141
B.3.2 Équations différentielles	142
B.4 Résolution des équations différentielles pour $V(I, R)$ et $S(I, R)$	143
B.5 Bruit en température	146
B.5.1 Bruit dépendant seulement de la température.	146
B.5.2 Bruit dépendant de la tension et de la température.	147
B.5.3 Caractéristiques intrinsèques.	149
B.5.4 Résolution des deux équations différentielles.	149
C Calculs complémentaires pour la méthode itérative	151
C.1 Jonction en série avec une résistance	151
C.1.1 Calcul de la correction au courant à l'ordre 3 en R_{\parallel}	151
C.1.2 Changement de variable : $I(V, R) \rightarrow V(I, R)$	153
D Méthode stochastique	155
Bibliographie	159

Table des figures

1	Schéma d'une jonction tunnel.	2
2	Schéma d'un transistor à un seul électron.	3
3	Schéma d'une jonction tunnel en série avec une résistance R	4
4	Schéma représentant deux jonctions couplées capacitivement et reliées au monde extérieur par quatre résistances R chacune.	4
5	Modèle d'une jonction tunnel.	8
1.1	Modèle d'un dispositif sans fluctuations.	10
1.2	Modèle d'un dispositif avec fluctuations.	12
2.1	Modèle de bruit pour la jonction seule.	20
2.2	Modèle de deux jonctions couplées capacitivement.	21
5.1	Caractéristique courant-tension typique d'une diode.	35
6.1	Montage expérimental utilisé pour les mesures sur la diode à avalanche.	38
7.1	Courant I circulant à travers la diode et bruit total S en fonction de la tension à la source V_s , pour $R = 0$	41
7.2	Courant I circulant à travers la diode et bruit total S en fonction de la tension à la source V_s , pour $R \neq 0$	41
7.3	Courant I circulant à travers la diode et bruit total S en fonction de la tension aux bornes de la diode V , pour $R \neq 0$	41
7.4	Courant I circulant dans la diode et son bruit S en fonction de la tension à la source V_s	43
7.5	Statistiques du courant I circulant dans la diode et son bruit S en fonction de la tension à la source V_s	44

7.6	Statistiques du courant I circulant dans la diode et son bruit S en fonction de la tension à ses bornes V	46
7.7	Différence entre plusieurs balayages en tension sur la diode à avalanche, en fonction de la tension à la source V_s	47
7.8	Différence entre plusieurs balayages en tension sur la diode à avalanche, en fonction du temps.	48
7.9	Caractéristiques de la diode à avalanche pour $R = 0$	50
7.10	Caractéristiques de la diode à avalanche pour $R \neq 0$	51
7.11	Rôle des valeurs de résistances environnementales mesurées lors de la différence finie.	52
7.12	Validation expérimentale des équations différentielles de la méthode par renormalisation.	53
8.1	Mesure du blocage de Coulomb dynamique dans une jonction NIN.	60
8.2	Prédictions de la théorie $P(E)$ pour la caractéristique courant-tension d'une jonction NIN.	61
8.3	Mesure du blocage de Coulomb dynamique dans une jonction SIS.	61
8.4	Densité spectrale de la jonction tunnel en fonction du courant la traversant.	68
8.6	Bruit émis par une jonction tunnel et ses dérivées.	70
8.7	Bandes d'énergies des particules participant au transport à travers la jonction SIS.	71
8.8	Modèle RCSJ.	72
8.9	Caractéristique courant-tension d'une jonction SIS dans le régime sous-amorti.	73
8.10	Bruit en courant d'une jonction tunnel dans les régimes NIN et SIS.	76
9.1	Montage expérimental pour la mesure du BCD sur les jonctions couplées capacitivement.	82
9.2	Montage expérimental pour la mesure de la transrésistance sur les jonctions couplées capacitivement.	83
9.3	Résistance de J_{37} (bleu) et J_{38} (orange) en fonction du champ magnétique.	84
9.4	Résistance de J_x en fonction de I_x pour un courant $I_y = 0$	85
9.5	Résistance de J_{37} en fonction de I_{37} pour différentes températures avec $I_{38} = 0$	87
9.6	Résistance de J_{38} en fonction de I_{38} pour différentes températures avec $I_{37} = 0$	87

9.7	Résistance de J_{37} pour $I_{38} \neq 0$.	88
9.8	Correction à la résistance de J_{37} .	89
9.9	Lissages théoriques de la correction à la résistance de J_{37} en fonction de I_{37} .	90
9.10	Lissages théoriques de la correction à la résistance de J_{37} en fonction de I_{38} .	90
9.11	Termes d'interaction entre jonctions dans la correction à la résistance.	91
9.12	Différence entre la correction à R_{37} expérimentale et théorique.	92
9.13	Transrésistance de J_{38} en fonction de I_{37} et I_{38} .	93
9.14	Transrésistance de J_{56} à $T = 8$ mK, $T = 350$ mK et les prédictions théoriques à haute T .	95
9.15	R_{38} et V_{38} à $H = 0$ en fonction de I_{38} à $I_{38} = 0$.	96
9.16	V_{38} à $H = 0$ en fonction de I_{38} pour différents $I_{37} \neq 0$.	98
9.17	R_{38} à $H = 0$ en fonction de I_{37} pour différents $I_{38} \neq 0$.	99
9.18	R_{38} à $H = 0$ en fonction de I_{37} , pour $I_{38} \neq 0$.	99
9.19	Transrésistance J_{38} à champ magnétique nul.	100
9.20	Résistance et tension aux bornes de J_{38} pour $I_{37} = 0$ en fonction du champ magnétique.	101
9.21	Résistance et tension aux bornes de J_{38} pour $I_{37} \neq 0$ à deux valeurs du champ magnétique.	102
10.1	Procédé de photolithographie.	107
11.1	Caractéristiques d'oxydation des jonctions tunnel.	118
12.1	Dessins en conception assistée par ordinateur (CAO) de $K9700$.	122
12.2	Photographie d'un pont de résine.	123
12.3	Photographie en coupe de la résine étalée sur le substrat.	124
12.4	Dessin en conception assistée par ordinateur (CAO) des jonctions tunnel.	125
12.5	Photographie du patron des jonctions tunnel.	125
12.6	Photographie d'une jonction tunnel.	126
13.1	Porte-échantillon.	127
13.2	Échantillon placé dans le cryostat.	129

Introduction

0.1 Violation des lois de la théorie des circuits

En électronique classique, il est présupposé qu'un circuit équivaut à la somme de ses composants individuels. Autrement dit, les caractéristiques de chaque composant ne sont pas affectées par ses voisins. Cela implique que, lors de la conception d'un circuit électronique classique, il est possible de mesurer les caractéristiques tension-courant ($V(I)$) de chaque composant indépendamment puis de supposer que celles-ci ne changeront pas une fois les dispositifs intégrés dans le circuit total. En conception de circuit quantique, où la taille des dispositifs est de l'ordre de la longueur de cohérence de phase des électrons, les choses ne sont pas si simples. Il est connu depuis les années 90s que les caractéristiques à basses et hautes fréquences de certains dispositifs sont grandement affectées par leur environnement électromagnétique. Ce phénomène est appelé *blocage de Coulomb dynamique* (BCD). Le premier dispositif étudié, et le plus connu, exhibant du BCD fût la jonction tunnel [1-14]. Celle-ci, qui est le composant principal du dispositif de la partie III de cette thèse, est tout simplement un sandwich composé de deux contacts métalliques séparés par un isolant (voir la Fig. 1).

Classiquement, aucun courant ne peut se faire à travers la barrière d'oxyde. La jonction agit donc comme une simple capacité avec $Q = C_J V$ où V est la tension appliquée aux bornes de la jonction, C_J est sa capacité et Q est la charge (continue) sur sa borne positive. À l'opposé, le transport à travers la barrière est possible quantiquement grâce à l'effet tunnel. Dans ce cas, les électrons passent à travers la barrière de façon discrète, c'est-à-dire un à la fois. L'énergie associée au passage d'un électron est nommée l'énergie de charge $E_C = e^2/2C_J$. La transmission d'un seul électron à travers la barrière tunnel est un

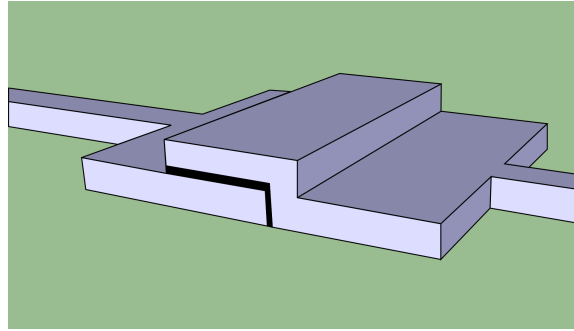


FIGURE 1 : Schéma d'une jonction tunnel. Deux métaux gris sont déposés sur un substrat vert et une barrière tunnel noire les sépare. Source : [Wikipédia](#), sous license [CC BY 3.0](#).

événement très sensible qui est facilement perturbé par des effets de charge (l'interaction de Coulomb) lorsque E_C est non négligeable devant les autres échelles d'énergies importantes du système.

Le transistor à un seul électron (SET) est le dispositif par excellence pour observer ces effets de charge [15-17]. Un SET est composé de deux jonctions tunnel en série, reliant deux électrodes externes (le drain et la source) à travers une électrode centrale appelée l'îlot (ou point quantique). Une troisième électrode, nommée la grille, contrôle le potentiel électrostatique de l'îlot. Les électrons sur l'îlot sont alors confinés dans les trois dimensions spatiales. La Fig. 2 montre une représentation graphique du SET. Lorsque la tension de grille $V_g = 0$, l'énergie électrostatique de l'îlot est donnée par $E_{el}(n) = (ne)^2/2C_\Sigma$, où n est le nombre entier d'électrons sur l'îlot et $C_\Sigma = C_g + C_{Jd} + C_{Js}$ est la capacité totale. Pour $V_g \neq 0$, l'énergie devient $E_{el}(n, n_g) = (ne - n_g e)^2/2C_\Sigma$ avec $n_g e = C_g V_g + C_{Jd}(V_{ds}/2) + C_{Js}(V_{ds}/2)$, où n_g est la charge de grille. Ainsi, V_g permet d'ajuster l'espacement des niveaux d'énergie de l'îlot. Cette énergie électrostatique est reliée à l'énergie de charge E_C , l'énergie nécessaire pour qu'un électron entre sur le point quantique, par $E_{el}(n, n_g) = E_C(n - n_g)^2$.

Sous certaines conditions, le transport électronique peut être complètement bloqué dans ce système, d'où l'appellation *blocage de Coulomb*. En premier lieu, l'énergie apportée par la tension drain-source doit être assez faible pour ne pas permettre le transport : $eV_{ds} < E_{el}(n + 1, n_g) - E_{el}(n, n_g)$. De plus, la température doit être inférieure à l'énergie de charge, $k_B T < E_C$, afin d'empêcher les excitations thermiques de permettre un événement tunnel. Finalement, les fluctuations quantiques doivent aussi être faibles. Pour que cela soit le cas, l'énergie associée au temps de localisation d'un électron sur l'îlot $\Delta E \sim h/\Delta t$

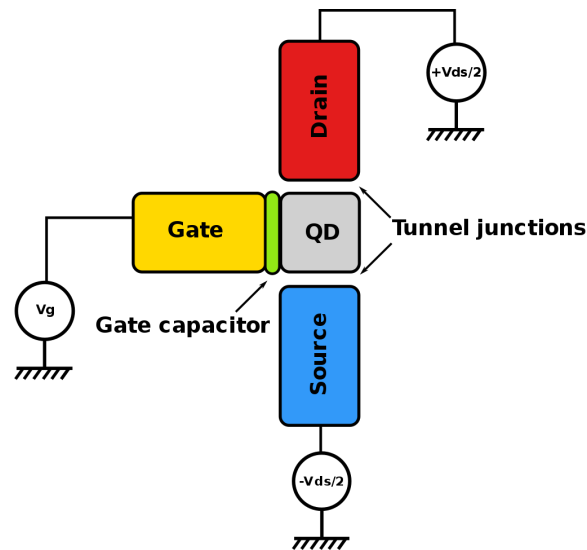


FIGURE 2 : Schéma d'un transistor à un seul électron. L'îlot isolé formé entre les deux jonctions tunnel est en gris. Celui-ci est couplé capacitivement à une grille représentée en jaune. Les réservoirs (drain et source) de chaque côté de l'îlot sont représentés en rouge et bleu. Source : [Wikipédia](#), sous licence [CC BY 3.0](#).

ne doit pas dépasser l'énergie de charge. L'échelle de temps pertinente est le temps de relaxation $R_T C_\Sigma$ des électrons à travers la barrière tunnel d'une des jonctions, ce qui donne $e^2/2C_\Sigma \gg h/R_T C_\Sigma \Rightarrow R \gg R_Q$, où $R_Q = h/e^2$ est le quantum de résistance.

Dans un SET, la double barrière tunnel permet de bloquer complètement le transport électronique en créant un îlot isolé électriquement. Que se passe-t-il alors si une des deux jonctions est changée pour un composant qui n'isole pas complètement l'îlot ? Cela dépend bien sûr du composant choisi. Deux cas ont été étudiés en détail durant les trois dernières décennies : la résistance [2, 6, 11, 18-22] et le résonateur [7, 23-28]. Ici, le blocage n'est pas complet ; l'interaction entre les temps de rechargement et de relaxation de l'îlot détermine le taux de blocage. Le phénomène est ainsi appelé *blocage de Coulomb dynamique* (BCD). Dans le cas représenté à la Fig. 3 d'une jonction tunnel en série avec une résistance R , le taux de relaxation de la charge est donné par le temps $\tau_r = RC_J$, où C_J est la capacité de la jonction. Le taux de chargement est donné par le principe d'incertitude : $\tau_c = h/E_C$. Comme montré au paragraphe précédent, en comparant ces deux temps, on obtient $\tau_c/\tau_r \propto R_Q/R$. Ainsi, le BCD est important lorsque la résistance externe est plus grande que le quantum de résistance. On retrouve la même condition que dans le cas du SET. Afin que les effets de charge soient grands, il est aussi nécessaire que $k_B T, eV \ll E_C$, sinon l'énergie thermique

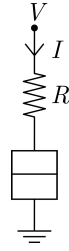


FIGURE 3 : Schéma d'une jonction tunnel en série avec une résistance R .

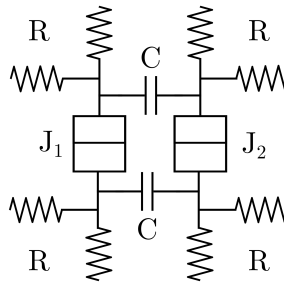


FIGURE 4 : Schéma représentant deux jonctions couplées capacitivement et reliées au monde extérieur par quatre résistances R chacune.

ou potentielle peut simplement renverser tous les événements tunnel. L'échelle usuelle d'énergie associée à E_C est autour de 1 K, 20 GHz ou $100 \mu\text{V}$, avec $C = \epsilon_r \epsilon_0 A/d \sim 10 \text{ fF}$ où $\epsilon_r \sim 10$ est la permittivité relative du diélectrique de la jonction, $A \sim 100 \text{ nm} \times 100 \text{ nm}$ est l'aire de recouvrement et $d \sim 1 \text{ nm}$ est l'épaisseur d'oxyde. Ceci établit la nécessité de refroidir notre échantillon dans les milliKelvins à l'aide d'un cryostat à dilution et de lui appliquer de faibles tensions. La partie **II** de cette thèse se concentrera sur ce phénomène : le BCD émergeant de la mise en série d'une résistance avec un composant de base.

Tournons maintenant notre attention vers un circuit un peu plus complexe qui est le circuit étudié dans la partie **III** de cette thèse : une jonction tunnel couplée capacitivement à un autre composant, un circuit étudié théoriquement par Geigenmüller et al. [29]. La Fig. 4 montre une configuration dans laquelle deux jonctions tunnel sont ainsi couplées. Dans cette configuration, la contribution au BCD peut provenir de deux sources différentes. Tout d'abord, l'environnement à fréquence nulle direct de la jonction – ici de grandes résistances – influence le transport comme discuté précédemment. Par contre, une contribution supplémentaire provient du composant couplé capacitivement – ici une autre jonction – que la jonction peut détecter. Les condensateurs de couplage étant transparents pour les fluctuations à haute fréquence des deux jonctions, ces fluctuations jouent un rôle crucial dans le mécanisme

d'interaction.

0.2 Historique

Historiquement, le BCD est perçu comme un phénomène qui a son origine dans le comportement microscopique des porteurs de charge dans la jonction tunnel. En effet, sa description théorique orthodoxe est très spécifique aux événements tunnel dans les dispositifs quantiques. Cela est certainement dû en grande partie à l'émergence de la théorie $P(E)$ basée sur l'hamiltonien tunnel et développée à la fin des années 80s et au début des années 90s pour expliquer l'augmentation de résistance de petites jonction tunnel causée par l'interaction avec son environnement électromagnétique [1, 4, 6-9, 13, 30-32]. Son succès à reproduire les mesures expérimentales fût instantané et elle est encore aujourd'hui fréquemment utilisée [24-26, 28, 33-60], malgré que cette théorie ne semble toutefois pas en mesure d'expliquer toutes les observations expérimentales dues à la dynamique interne des dispositifs étudiés [61].

Plusieurs groupes de recherche ont travaillé à l'élaboration d'une théorie plus générale applicable à tout dispositif mésoscopique, une quête déclenchée par l'article de Y. V. Nazarov intitulé "Coulomb Blockade without Tunnel Junctions" [62]. Plusieurs avancées ont été réalisées dans le cadre des méthodes de champs Keldysh [37, 38, 44, 51, 63-71], de théories spécifiquement appliquées au "Coulomb Drag" [72], du formalisme "input-output" [26, 59], ainsi que du formalisme de Landauer-Büttiker pour n'importe quel conducteur mésoscopique [56]. Ces théories ont d'ailleurs été validées expérimentalement à plusieurs reprises [24, 46, 48, 73]. Malgré la puissance des techniques présentées ci-haut, certains régimes expérimentaux ne sont pas accessibles analytiquement vu la difficulté des calculs et les approximations nécessaires afin d'obtenir des équations pouvant être utilisées pratiquement. Conséquemment, l'élaboration de modèles plus pratiques pouvant être appliqués à tout dispositif est de mise.

Un aspect du BCD dont plusieurs de ces techniques font mention est la relation directe entre les fluctuations et les effets d'interaction dans les dispositifs mésoscopiques [37, 38, 42, 48, 50, 51, 57, 67, 68]. Cet effet de rétroaction des fluctuations par l'environnement d'un dispositif est l'élément central de la partie I de cette thèse, qui présente deux nouvelles méthodes théoriques traitant des interactions entre un composant et son environnement

électromagnétique dans un cadre classique, c'est-à-dire sans supposer que les effets de charge sont importants dans le système étudié. Il y est démontré qu'une seule condition suffit pour observer des effets de rétroaction du bruit : que le bruit en courant d'un composant dépende du courant circulant à travers celui-ci. Cette réalisation théorique a inspiré la recherche d'un composant classique utilisé couramment dans l'industrie électronique ayant cette caractéristique. Le candidat choisi et étudié à la partie II est la diode à avalanche, un composant qui est connu et utilisé particulièrement pour son bruit qui dépend du courant. Le montage expérimental nécessaire pour mesurer les propriétés de cette diode et les résultats expérimentaux reliés y sont présentés. Suit ensuite à la partie III une discussion à propos de l'interaction entre deux systèmes quantiques, plus spécifiquement entre deux jonctions tunnel. La méthode $P(E)$ est présentée et ses résultats sont reliés à ceux des méthodes développées plus tôt dans cette thèse. Il est ensuite expérimentalement démontré que les résultats habituels du BCD peuvent être expliqués à l'aide de nos méthodes classiques basées sur la rétroaction du bruit par l'environnement, puis nos méthodes sont appliquées pour comprendre le comportement de deux jonctions tunnel couplées capacitivement dans des régimes où l'application des théories orthodoxes aurait été extrêmement complexe. Enfin, contrairement aux diodes à avalanche, les deux jonctions tunnel couplées ne sont pas accessibles commercialement. Conséquemment, la conception et fabrication des échantillons fût une partie intégrale du travail de cette thèse. La partie IV est consacrée à la conception et aux techniques de fabrication adoptées pour réaliser les échantillons étudiés. Une brève conclusion tente finalement d'apporter une vision globale du travail accompli et les avenues possibles pour continuer l'exploration du phénomène de *blocage de Coulomb dynamique*.

Première partie

Effets de rétroaction du bruit

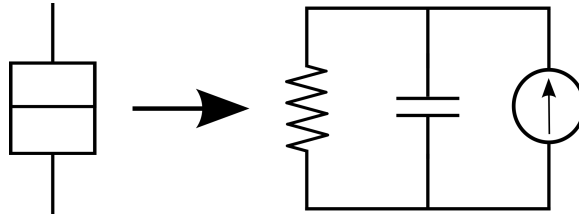


FIGURE 5 : Modèle d'une jonction tunnel. Le dessin de gauche est la représentation schématique de la jonction tunnel. Le dessin de droite représente la modélisation d'une jonction tunnel par une résistance, une capacité et une source de fluctuations de courant en parallèle.

L'objectif de permettre un traitement plus pratique et intuitif du BCD a motivé le développement des nouveaux modèles théoriques présentés dans cette thèse. Ils sont basés sur une interprétation spécifique des effets d'environnement : l'effet de rétroaction engendré par les fluctuations de courant du dispositif étudié. Le composant typique du BCD, la jonction tunnel, peut être modélisé simplement par une résistance, une capacité et une source de fluctuations de courant tous en parallèle (voir Fig. 5). Si l'environnement électromagnétique de la jonction possède une impédance nulle et que la jonction est polarisée en tension par une source V_s , alors une fluctuation de courant $i(t)$ n'a aucun effet sur la tension fixée à V_s . À l'opposé, si l'impédance de l'environnement est non-nulle, cette fluctuation de courant crée alors une fluctuation de tension $v(t)$ – qui dépend de la valeur de l'impédance – à ses bornes. Puisque les fluctuations de courant de la jonction tunnel dépendent de la tension à ses bornes, comme expliqué à la section 8.2.1, cela modifiera les prochaines fluctuations de courant. Cet effet de rétroaction aura lieu pour n'importe quel composant possédant des fluctuations intrinsèques dépendant de la tension à ses bornes ou du courant le traversant.

Deux méthodes différentes permettant d'aborder cet effet de rétroaction sont développées dans ce chapitre.

Premièrement, la méthode par renormalisation, inspirée du groupe de renormalisation fonctionnel [74-76] et exposée à la section 1, a été développée afin de calculer l'effet d'un changement infinitésimal de l'impédance de l'environnement électromagnétique d'un dispositif sur ses caractéristiques en transport. De par sa construction, cette théorie n'est applicable qu'au cas où le dispositif étudié est en série avec une résistance. Les équations différentielles obtenues par cette méthode sont directement validées expérimentalement dans le chapitre 7 à la partie II.

Deuxièmement, la méthode itérative est présentée. Celle-ci permet de calculer l'effet

d'un environnement résistif sur les caractéristiques d'un dispositif (voir la section 2.1), mais peut aussi être généralisée à un environnement plus complexe comprenant un autre composant en parallèle (voir la section 2.2). Elle est utilisée à plusieurs reprises dans le chapitre 9 à la partie III pour corroborer les résultats expérimentaux obtenus avec le montage comportant deux jonctions tunnel couplées capacitivement.

Une autre méthode supplémentaire, la méthode stochastique, est dérivée à l'annexe D. Elle est présentée séparément puisque ses résultats ne sont pas utilisés pour corrober les résultats expérimentaux ; elle comporte aussi plusieurs ambiguïtés encore irrésolues. Elle permet tout de même de calculer les mêmes quantités que les deux autres méthodes, mais à partir d'équations de base complètement différentes. Elle est plutôt basée sur la distribution de probabilité $P(i|V)$ d'avoir un courant i lorsqu'une tension V est appliquée aux bornes du dispositif.

Chapitre 1

Méthode par renormalisation

La première partie expérimentale de cette thèse étudie en détail l'effet engendré par la mise en série d'une résistance avec un composant classique, entre autres par l'impact que cela provoque sur sa caractéristique courant-tension. Plusieurs valeurs de résistances et les conséquences du changement de résistance y sont étudiées. Dans cette optique, ce chapitre présente une méthode – basée conceptuellement sur le groupe de renormalisation fonctionnel – développée afin de calculer l'effet d'un changement infinitésimal de l'impédance de l'environnement électromagnétique d'un dispositif quelconque.

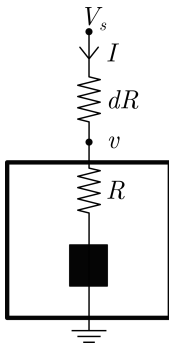


FIGURE 1.1 : Modèle d'un dispositif sans fluctuations.

L'idée générale de ce modèle théorique est la suivante : au lieu d'essayer de calculer les caractéristiques (la tension $V(I, R)$ et le bruit $S(I, R)$) du dispositif étudié en présence d'une résistance externe arbitraire R , il prévaut de calculer l'effet d'un changement infinitésimal dR de la résistance sur celles-ci. Cette approche mène à des équations différentielles par rapport à R qui peuvent être directement vérifiées expérimentalement.

Tout d'abord, considérons un dispositif (totalement inconnu) ayant une caractéristique $I_0(V_s)$ lorsque ce dispositif est complètement isolé (c'est-à-dire que l'impédance de son environnement est effectivement nulle) et qui est polarisé par une source de tension idéale de valeur V_s . Dans les expériences présentées dans cette thèse, ce dispositif est une jonction tunnel ou une diode à avalanche, mais aucune hypothèse n'est faite dans la théorie sur ce point. La mise en série de ce composant avec une résistance

donne la caractéristique courant-tension $I(V_s, R)$, avec $I(V_s, 0) = I_0(V_s)$. Nous voulons trouver l'effet d'un changement de la résistance R et donc calculer $I(V_s, R)$. Pour arriver à cette fin, nous allons calculer l'effet d'ajouter un incrément de résistance dR .

1.1 Sans fluctuations.

En premier lieu, supposons que le dispositif étudié n'émet aucune fluctuation de courant. Ainsi, si R augmente de dR (voir Fig. 1.1), la tension v est définie par

$$v = V_s - I(v, R)dR. \quad (1.1)$$

De plus, le courant $I(v, R)$ peut être vu comme étant généré par le composant total de résistance $R + dR$ et donc $I(v, R) = I(V_s, R + dR)$. Un développement en série de Taylor de $I(v, R)$ autour de $v = V_s$ donne

$$\begin{aligned} I(v, R) &= I(V_s, R) - dR I(v, R) \frac{\partial I(v, R)}{\partial v} \Big|_{v=V_s} + O(dR^2) \\ &= I(V_s, R) - dR I(v, R) \left(\frac{\partial V_s}{\partial v} \frac{\partial I(v, R)}{\partial V_s} \right) \Big|_{v=V_s} + O(dR^2), \end{aligned} \quad (1.2)$$

avec $\frac{\partial V_s}{\partial v} = 1 + \frac{\partial I(v, R)}{\partial v} dR$. Ensuite, prenons la limite $dR \rightarrow 0$ en utilisant le fait que $I(v, R) = I(V_s, R + dR)$. Cela mène à

$$\begin{aligned} \lim_{dR \rightarrow 0} \frac{I(V_s, R + dR) - I(V_s, R)}{dR} &= \lim_{dR \rightarrow 0} -I(v, R) \frac{\partial I(v, R)}{\partial V_s} \Big|_{v=V_s} \\ &\Rightarrow \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial R} = -I(V_s, R) \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s}, \end{aligned} \quad (1.3)$$

où la définition de la dérivée et la formule $\lim_{dR \rightarrow 0} I(v, R) = I(V_s, R)$ ont été utilisées. De plus, la limite $dR \rightarrow 0$ et la dérivée partielle selon V_s ont été interchangées dans le terme de droite ; cela est possible puisque v ne dépend que linéairement de dR et V_s (par la loi d'Ohm).

Dans le cas d'une jonction tunnel, nous avons que $I(V_s, R) = \frac{V_s}{R_T + R}$ lorsque le BCD n'est pas tenu en compte ($R_T \neq R_T(V_s, R)$), avec R_T la résistance de la jonction tunnel.

Cette forme de $I(V_s, R)$ mène les deux côtés de l'éq. 1.3 à être égaux à $-V_s/(R_T + R)^2$, cette équation est donc satisfaite pour la jonction tunnel sans BCD.

1.2 Avec fluctuations dépendantes de la tension, mais sans fluctuations thermiques de la résistance environnementale.

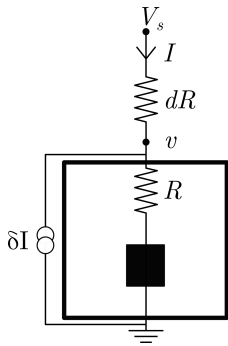


FIGURE 1.2 : Modèle d'un dispositif avec fluctuations.

Supposons maintenant que la boîte noire émet du bruit en courant dépendant de la tension $\langle \delta I_0(V)^2 \rangle = S_0(V)$, tout en négligeant les fluctuations générées par la résistance externe (voir Fig. 1.2). Le courant total devient

$$i(t, V_s, R) = I(V_s, R) + f(V_s, R)\epsilon(t), \quad (1.4)$$

avec $\langle i(t, V_s, R) \rangle = I(V_s, R)$ et $\delta i(t, V_s, R) = f(V_s, R)\epsilon(t)$, $\epsilon(t)$ étant une variable aléatoire. Ceci est relié au bruit généré par le circuit total par $S(V_s, R) = f(V_s, R)^2 \langle \epsilon(t)^2 \rangle$.

La même démarche que dans la section précédente mène à

$$\begin{aligned} i(t, V_s, R + dR) &= I(V_s, R) + f(V_s, R)\epsilon(t) \\ &\quad - dR i(t, V_s, R) \frac{\partial [I(v, R) + f(v, R)\epsilon(t)]}{\partial V_s} \Big|_{v=V_s} + O(dR^2) \\ \Rightarrow \frac{\partial i(t, V_s, R)}{\partial R} &= -i(t, V_s, R) \frac{\partial i(t, V_s, R)}{\partial V_s}, \end{aligned} \quad (1.5)$$

qui est la même équation pour le courant instantané que lorsqu'aucune fluctuation n'est tenue en compte (eq. 1.3).

Il est alors intéressant de regarder ce qu'il advient du courant lorsqu'il est moyenné

dans le temps :

$$\begin{aligned}
\langle i(t, V_s, R + dR) \rangle &= I(V_s, R + dR) \\
&= I(V_s, R) - I(V_s, R) \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} dR \\
&\quad - \langle f(V_s, R) \frac{\partial f(V_s, R)}{\partial V_s} dR \epsilon(t)^2 \rangle + O(dR^2) \\
\Rightarrow \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial R} &= -I(V_s, R) \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} - \frac{1}{2} \frac{\partial S(V_s, R)}{\partial V_s}, \tag{1.6}
\end{aligned}$$

où on a utilisé $f(V_s, R) \frac{\partial f(V_s, R)}{\partial V_s} \langle \epsilon(t)^2 \rangle = \frac{1}{2} \frac{\partial S(V_s, R)}{\partial V_s}$. On voit qu'un terme additionnel dû aux fluctuations apparaît.

Il est aussi possible de dériver une équation semblable pour le bruit à partir de

$$\begin{aligned}
\delta i(t, V_s, R + dR) &= i(t, V_s, R + dR) - \langle i(t, V_s, R + dR) \rangle \\
&= f(V_s, R) \epsilon(t) - \frac{\partial f(V_s, R)}{\partial V_s} I(V_s, R) \epsilon(t) dR - \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} f(V_s, R) \epsilon(t) dR. \tag{1.7}
\end{aligned}$$

On a alors que

$$\begin{aligned}
S(V_s, R + dR) &= \langle \delta I(t, V_s, R + dR)^2 \rangle \\
&= \langle f(V_s, R)^2 \epsilon(t)^2 \rangle - 2 \langle f(V_s, R) \frac{\partial f(V_s, R)}{\partial V_s} I(V_s, R) \epsilon(t)^2 \rangle dR \\
&\quad - 2 \langle f(V_s, R)^2 \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} \epsilon(t)^2 \rangle dR + O(dR^2) \\
&= S(V_s, R) - I(V_s, R) \frac{\partial S(V_s, R)}{\partial V_s} dR - 2S(V_s, R) \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} dR + O(dR^2) \\
\Rightarrow \frac{\partial S(V_s, R)}{\partial R} &= -2S(V_s, R) \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} - I \frac{\partial S(V_s, R)}{\partial V_s}. \tag{1.8}
\end{aligned}$$

La variable aléatoire $\epsilon(t)$ a été supposée suivre une distribution gaussienne pour arriver à ce résultat, sans quoi un terme supplémentaire $\propto \epsilon(t)^3$ non-nul serait présent.

À ce point-ci, ces équations dépendent de la variable V_s qui est la tension externe appliquée sur tout le circuit. Pour obtenir l'effet du changement de la résistance externe sur le dispositif étudié seulement, une transformation doit être faite vers les caractéristiques

intrinsèques de celui-ci $I(V, R)$ et $S(V, R)$, avec $V = V_s - RI(V_s, R)$ la tension aux bornes de la boîte noire.

On obtient alors les deux équations suivantes, qui sont équivalentes aux éqs. 1.6 et 1.8

$$\left. \frac{\partial I}{\partial R} \right|_V = -\frac{1}{2} \left. \frac{\partial S}{\partial V} \right|_{R'} \quad (1.9)$$

$$\left. \frac{\partial S}{\partial R} \right|_V = -2S \frac{G_T}{1 + RG_T} - \frac{1}{2} \frac{R}{1 + RG_T} \left(\left. \frac{\partial S}{\partial V} \right|_R \right)^2, \quad (1.10)$$

avec $G_T = \frac{\partial I}{\partial V}$ la conductance de la boîte noire. Le calcul complet pour obtenir ces équations est présenté à l'annexe B.1.

1.2.1 Résolution des équations différentielles

Ensuite, il est possible de résoudre ces équations en supposant une solution de la forme

$$S(V, R) = \sum_{n=0}^{\infty} S_n(V) (RG_0)^n \quad (1.11)$$

pour le bruit total du circuit, où $G_0 = \frac{\partial I_0}{\partial V}$ est sa conductance lorsque la résistance externe est nulle (et donc qu'aucun mécanisme de rétroaction est possible) et est indépendante de V . Cette forme arbitraire est choisie afin d'assurer que tous les coefficients S_n aient bien des unités de fluctuations de courant et que les corrections dépendent de R .

Ce calcul, présenté à l'annexe B.2, donne les solutions suivantes pour le courant et le bruit total

$$I(V, R) = I_0(V) - \frac{R_{\parallel}}{2} S'_0 - \frac{R_{\parallel}^3}{12} S_0 S_0''' + \text{plus de 3 dérivées} \quad (1.12)$$

$$S(V, R) = \frac{R_{\parallel}^2}{R^2} S_0 + \frac{R_{\parallel}^4}{R^2} \left(\frac{S_0 S_0''}{2} - \frac{S_0'^2}{4} \right) + \text{plus de 2 dérivées}, \quad (1.13)$$

avec $R_{\parallel} = \frac{R_T R}{R_T + R}$ et où les apostrophes S'_0 représentent des dérivées par rapport à la tension V du bruit à $R = 0$. Il suffit alors de connaître les caractéristiques intrinsèques du dispositif

étudié – la forme de I_0 et S_0 – pour pouvoir calculer les propriétés de transport lorsqu’une résistance est mise en série avec le dispositif. Les équations ont été tronquées pour ne garder que le premier ordre supérieur, qui est défini par le nombre de dérivées : trois pour le courant et deux pour le bruit. La série complète devrait être tenue en compte, mais le calcul des ordres supérieurs devient de plus en plus complexe et nous verrons que l’expérience est assez bien expliquée par les deux premiers ordres de correction.

De plus, notons que V est la tension appliquée aux bornes du dispositif étudié, alors que S est encore le bruit total du circuit. Ce bruit est la quantité qui est accessible expérimentalement. Il est relié au bruit intrinsèque du dispositif S_{int} , qui ne peut être mesuré expérimentalement en présence d’un environnement non-nul, par $S = S_{int} \left(\frac{R_T}{R_T + R} \right)^2$. Ainsi, lorsque S_0 est indépendant de la tension V , on obtient $S = \frac{R^2}{R^2} S_0$ et donc $S_{int} = S_0$. Par contre, lorsque S_0 dépend de la tension V , le bruit est aussi sujet à une correction (donnée par les termes supplémentaires de l’éq. 1.13).

1.3 Changement de variable entre I et V

Expérimentalement, il est souvent plus facile de polariser le dispositif étudié en courant plutôt qu’en tension. Cela est réalisé en utilisant une source de tension et une résistance de charge très grande. Ainsi, il est pertinent de chercher à inverser le rôle de I et V dans les eqs. 1.9 et 1.10 et d’utiliser le courant I comme variable indépendante. Le calcul présenté à l’annexe B.3 donne les solutions suivantes pour la tension $V(I, R)$ et le bruit $S(I, R)$

$$\left. \frac{\partial V}{\partial R} \right|_I = \frac{1}{2} \left. \frac{\partial S}{\partial I} \right|_{R'} \quad (1.14)$$

$$(R_T + R) \left. \frac{\partial S}{\partial R} \right|_I = -2S + \frac{1}{2} \left(\left. \frac{\partial S}{\partial I} \right|_R \right)^2, \quad (1.15)$$

avec $R_T = \left. \frac{\partial V}{\partial I} \right|_R$ la résistance de la boîte noire. Les eqs. 1.14 et 1.15 sont les résultats théoriques principaux de cette théorie. Elles seront appliquées à nos résultats expérimentaux sur la diode à avalanche à la section 7.4. Rappelons ici que V est la tension appliquée aux bornes du dispositif étudié, alors que S est le bruit total du circuit.

1.3.1 Application à des cas simples

Pour bien comprendre le sens des équations différentielles 1.14 et 1.15, il est utile de les appliquer dans des cas simples.

Tout d'abord, l'éq. 1.14 montre que la caractéristique $V(I)$ d'un dispositif est affectée par son environnement si et seulement si son bruit dépend du courant le traversant. Considérons alors le cas où le dispositif serait une résistance R_r en parallèle avec un condensateur C (afin d'obtenir une bande passante finie), ce qui génère un bruit thermique $S_0 = 4k_B T / (R^2 C)$. Intégrer l'éq. 1.15 avec la condition aux limites que $S(I, R = 0) = S_0$ donne $S = S_0 \left(\frac{R_r}{R_r + R} \right)^2$. Cela signifie simplement que le bruit thermique généré est divisé entre les deux composants R_r et R (donc que $S_{int} = S_0$), tandis que la tension V aux bornes de R_r ne dépendra pas de R .

Passons maintenant au cas d'une jonction tunnel à température nulle qui obéit à $V_0(I, R = 0) = R_T I$ et $S_0(I, R = 0) = 2eB|I|$, avec $B = 1/(R_T C)$ la bande passante du bruit de grenaille émis par la jonction tunnel possédant une capacité géométrique C . En intégrant l'éq. 1.14, on trouve $V(I, R) = RI + \Delta(R) \text{sgn}(I)$, où $\text{sgn}(I) = 1$ pour $I > 0$ et $\text{sgn}(I) = -1$ pour $I < 0$. Une discontinuité est apparue à $I = 0$ dans la caractéristique $V(I)$: le transport est complètement bloqué pour de faibles tensions $V < |\Delta(R)|$. Ceci correspond à l'existence de la bande d'énergie interdite appelée *Coulomb gap* $\Delta(R) = \frac{e^2}{C} \frac{R}{R_T + R}$ qui tend vers le résultat usuel $\frac{e}{C}$ de la théorie $P(E)$ lorsque $R \rightarrow \infty$ [6]. En intégrant plutôt l'éq. 1.15, on obtient $S_{int} = 2eB|I| + f(R)$, c'est-à-dire l'équation habituelle du bruit à température nulle (avec un facteur de Fano égal à 1).

1.3.2 Résolution des équations différentielles

Encore une fois, il est possible de résoudre les éqs. 1.14 et 1.15 en supposant une solution de la forme

$$S(I, R) = \sum_{n=0}^{\infty} S_n(I) \left(\frac{R}{R_0} \right)^n \quad (1.16)$$

pour le bruit total du circuit, où $R_0 = \frac{\partial V_0}{\partial I}$ est la résistance tunnel lorsque la résistance externe est nulle. Le calcul complet présenté à l'annexe B.4 donne les solutions suivantes

pour la tension, le bruit total et la résistance

$$V(I, R) = V_0 + S'_0 \frac{R_{\parallel}}{2} + S'_0 S''_0 \frac{R_{\parallel}^2}{4R_0} + S_0 S_0''' \frac{R_{\parallel}^3}{12R_0^2} + \text{plus de 3 dérivées}, \quad (1.17)$$

$$S(I, R) = \frac{R_{\parallel}^2}{R^2} S_0 + \frac{R_{\parallel}^4}{2R^2 R_0^2} (S_0 S_0'' + S_0'^2) + \text{plus de 2 dérivées}, \quad (1.18)$$

$$R_T(I, R) = R_0 + S_0'' \frac{R_{\parallel}}{2} + (S_0''^2 + S_0' S_0''') \frac{R_{\parallel}^2}{4R_0} + (S_0' S_0''' + S_0 S_0'''') \frac{R_{\parallel}^3}{12R_0^2} + \text{plus de 4 dérivées}, \quad (1.19)$$

où les apostrophes S'_0 représentent des dérivées par rapport au courant I du bruit à $R = 0$. De nouveau, un seul ingrédient est nécessaire afin de calculer ces quantités : S_0 . Les solutions ont encore été tronquées selon le nombre de dérivées.

Tout comme à l'éq. 1.13, l'éq. 1.18 du bruit total concorde avec le bruit intrinsèque $S = S_{int} \left(\frac{R_T}{R_T + R} \right)^2$ lorsque $S_{int} = S_0$. De plus, la première correction au courant de l'éq. 1.12 est l'équivalent de la correction à la tension de l'éq. 1.17. Finalement, l'éq. 1.19 permet de calculer directement les corrections à la résistance même du dispositif étudié. Elle est simplement la dérivée de l'éq. 1.17 pour la tension.

En regardant de près l'éq. 1.19, il est possible de voir qu'il y a un terme en S_0'' à chaque ordre en R_{\parallel} . Ce terme peut être resommé à l'aide de la série géométrique pour obtenir

$$R_T(I, R) = \frac{2R_0^2}{2R_0 - S_0'' R_{\parallel}} + O(R_{\parallel}^3). \quad (1.20)$$

Une procédure similaire avec l'éq. 1.17 permet de resommer les termes en S_0' et d'obtenir

$$V(I, R) = V_0 + \frac{S_0' R_{\parallel} R_0}{2R_0 - S_0'' R_{\parallel}} + O(R_{\parallel}^3). \quad (1.21)$$

Le fait que ces manipulations existent pour ces termes porte à croire qu'il serait possible de pousser cette analyse plus loin et resommer d'autres termes. Ce travail est toutefois très fastidieux et les possibilités d'erreur augmentent à chaque ordre. Ainsi, nous considérons que cela sort du cadre de cette thèse.

Finalement, la théorie présentée ci-haut a aussi été étendue afin de tenir compte des

fluctuations thermiques de la résistance R en série (qui constitue l'environnement électromagnétique de la boîte noire). Cette extension est montrée à l'annexe **B.5**. Les résultats de ce calcul montrent que ces fluctuations sont complètement négligeables dans les régimes de température où les effets de charge sont importants : $E_C > k_B T$.

Chapitre 2

Méthode itérative

La méthode par renormalisation développée précédemment ne peut tenir compte d'un environnement électromagnétique comprenant un autre composant en parallèle avec le dispositif étudié. La méthode itérative dérivée ici permet de calculer à la fois l'effet d'une résistance en série et d'un couplage capacitif à une autre jonction en parallèle. Elle sera utilisée à plusieurs reprises dans le chapitre 9 pour corroborer les résultats expérimentaux dans le cas de deux jonctions couplées capacitivement.

2.1 Interaction entre une jonction tunnel et une résistance en série

Le point de départ de cette théorie est le montage présenté à la Fig. 2.1; une simple jonction tunnel en série avec une résistance externe R , le tout polarisé par une source de tension appliquant V_s sur le système complet. Ce montage est l'équivalent de celui utilisé dans la méthode par renormalisation.

On peut alors définir la tension aux bornes de la jonction par

$$\begin{aligned} V(t) &= V_s - RI(t) = R_T(I(t) + i(t)) \\ \Rightarrow V(t) &= V_s \frac{R_T}{R + R_T} + R_{\parallel} i(t), \end{aligned} \quad (2.1)$$

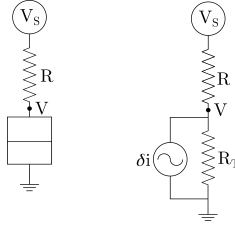


FIGURE 2.1 : Modèle de bruit pour la jonction seule.

avec $R_{\parallel} = \frac{RR_T}{R+R_T}$. La jonction tunnel est modélisée comme une source de bruit en courant en parallèle avec une résistance R_T , les deux pouvant à priori dépendre de la tension. Ensuite, on suppose que ce bruit en courant est une fonction de la tension aux bornes de la jonction comme

$$i(t) = f(V(t))\epsilon(t), \quad (2.2)$$

avec $S_0(V) = \langle f(V)^2 \epsilon(t)^2 \rangle$ et $\epsilon(t)$ étant une variable gaussienne non-corrélée ($\langle \epsilon(t)^2 \rangle = 1$, $\langle \epsilon(t)^4 \rangle = 3$, etc.). Les fluctuations de tension aux bornes de la jonction sont données par

$$v(t) = R_{\parallel} i(t). \quad (2.3)$$

Ces deux fluctuations, $i(t)$ et $v(t)$, comportent toutefois une composante non-nulle en moyenne : $i(t) = (\bar{i} + \delta i(t))$. Celle-ci, \bar{i} , provient justement des effets de rétroaction que nous cherchons à trouver.

Un développement limité sur le courant jusqu'à l'ordre 4 en $\epsilon(t)$ donne

$$i(t) = f(V(t))\epsilon(t) = \left[f_0 + f_1 \delta v(t) + \frac{f_2 \delta v^2(t)}{2} + \frac{f_3 \delta v^3(t)}{6} + O(\epsilon^5) \right] \epsilon(t), \quad (2.4)$$

avec $f_x = \frac{\partial^x f(V)}{\partial V^x} \Big|_{\bar{V}}$ et $\bar{V} = V_s \frac{R_T}{R+R_T} + R_{\parallel} \bar{i}$. La moyenne du courant est donc donnée par

$$\bar{i} = \left[\overline{f_1 \delta v(t) \epsilon(t)} + \frac{f_2}{2} \overline{\delta v^2(t) \epsilon(t)} + \frac{f_3}{6} \overline{\delta v^3(t) \epsilon(t)} \right], \quad (2.5)$$

où $\delta v(t) = R_{\parallel} \delta i(t) = R_{\parallel} (i(t) - \bar{i})$. Le calcul complet de l'éq. 2.5 est fait à l'annexe C.1.1. Le résultat pour le courant moyen est donné par

$$\bar{i}(\bar{V}) = \frac{R_{\parallel}}{2} S'_0 + \frac{R_{\parallel}^3}{2} \left[S'_0 S''_0 + \frac{1}{2} S_0 S'''_0 \right], \quad (2.6)$$

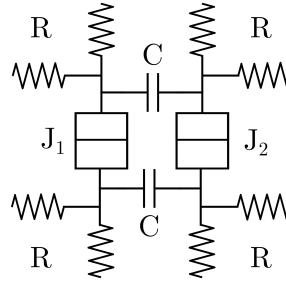


FIGURE 2.2 : Schéma représentant deux jonctions couplées capacitivement et reliées au monde extérieur par quatre résistances R chacune.

avec $S'_0 = \left. \frac{\partial S_0}{\partial V} \right|_{\bar{V}}$.

Tout comme fait précédemment pour la méthode par renormalisation, il est pertinent d'inverser le rôle du courant et de la tension, c'est-à-dire obtenir des dérivées par rapport au courant au lieu de la tension. Cela permettra de comparer cette théorie avec l'expérience lorsque le dispositif est polarisé en courant. La bonne façon de réaliser cette transformation est en utilisant les propriétés des dérivées totales, comme montré à l'annexe C.1.2. On obtient alors pour la tension et la résistance

$$\bar{V}(\bar{I}) = R_T(\bar{I} + \bar{i}) = R_T \bar{I} + \frac{R_{\parallel}}{2} S'_0 + \frac{R_{\parallel}^3}{R_T^2} \left[\frac{S'_0 S''_0}{2} + \frac{S_0 S'''_0}{4} \right], \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \bar{V}}{\partial \bar{I}} = R_T(\bar{I}) = R_T + \frac{R_{\parallel}}{2} S''_0 + \frac{R_{\parallel}^3}{R_T^2} \left[\frac{S''_0{}^2}{2} + \frac{3S'_0 S'''_0}{4} + \frac{S_0 S''''_0}{4} \right], \quad (2.8)$$

avec $S'_0 = \left. \frac{\partial S_0}{\partial I} \right|_{\bar{I}}$.

2.2 Interaction entre deux jonctions tunnel couplées capacitivement

Cette technique permet aussi de calculer les corrections pour deux jonctions en interaction capacitive. La Fig. 2.2 montre le montage spécifique étudié. Celui-ci est équivalent au schéma utilisé par Geingenmüller et al. [29]. Par la même méthode qu'à la section 2.1, il est

possible de calculer la correction au courant à l'ordre 4 en ϵ . Tout comme dans le cas d'une seule jonction, nous devons partir de

$$V_x(t) = V_{s,x} - RI(t) = R_x(I(t) + i_x(t) + i_y(t)) \quad (2.9)$$

$$\Rightarrow V_x(t) = V_{s,x} \frac{R_x}{R + R_x} + R_{\parallel}(i_x(t) + i_y(t)) \quad (2.10)$$

$$\Rightarrow \delta v_x(t) = R_{\parallel}(\delta i_x(t) + \delta i_y(t)), \quad (2.11)$$

où $\{x,y\}$ représentent chacune des jonctions et avec

$$i_x(t) = f(V_x(t))\epsilon_x(t), \quad (2.12)$$

$$\delta i_x(t) = i_x(t) - \bar{i}_x, \quad (2.13)$$

$$R_{\parallel} = \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{2}{R} \right)^{-1}, \quad (2.14)$$

puisque à haute fréquence les résistances externes mènent effectivement à la masse par la capacité des câbles coaxiaux sur lesquelles elles sont branchées.

Cette fois, le développement limité du courant donne

$$i_x(t) = f(V_x(t))\epsilon(t) = \left[f_0 + f_1\delta v_x(t) + \frac{f_2\delta v_x^2(t)}{2} + \frac{f_3\delta v_x^3(t)}{6} + O(\epsilon^5) \right] \epsilon(t), \quad (2.15)$$

où le terme $\delta v_x(t)$ comprend maintenant des contributions provenant des deux jonctions, comme montré ci-haut. Le calcul complet pour \bar{i}_x donne alors

$$\begin{aligned} \bar{i}_x(\bar{V}_x, \bar{V}_y) &= \frac{R_{\parallel}}{2} S'_x + \frac{R_{\parallel}^3}{2} \left[S'_x S''_x + \frac{1}{2} S_x S_x''' \right] + \frac{R_{\parallel}^3}{4} \left[S'_y S''_x + S'_x S''_y + S_y S_x''' \right] \\ &= \bar{i}_x(\bar{V}_x)_{\text{sans interaction}} + \frac{R_{\parallel}^3}{4} \left[S'_y S''_x + S'_x S''_y + S_y S_x''' \right], \end{aligned} \quad (2.16)$$

où $S'_\alpha = \frac{\partial S_\alpha}{\partial V_\alpha} \Big|_{V_\alpha}$.

Les dérivées par rapport à la tension de l'éq. 2.16 peuvent, comme à l'habitude, être transformées en dérivées par rapport au courant. En utilisant le fait que $\frac{\partial S_x}{\partial V_x} = \frac{\partial I_x}{\partial V_x} \frac{\partial S_x}{\partial I_x} =$

$\frac{1}{R_x} \frac{\partial S_x}{\partial I_x}$ et que $\bar{V}_x = R_x \bar{I}_x + R_x \bar{i}_x$, on obtient pour la tension et la résistance

$$\begin{aligned} \bar{V}_x(\bar{I}_x, \bar{I}_y) &= R_x \bar{I}_x + \frac{R_{\parallel}}{2} S'_x + \frac{R_{\parallel}^3}{2R_x^2} \left[S'_x S''_x + \frac{1}{2} S_x S_x''' \right] + \frac{R_{\parallel}^3}{4} \left[\frac{S_y S_x'''}{R_x^2} + \frac{S'_y S''_x}{R_x R_y} + \frac{S'_x S''_y}{R_y^2} \right] \\ &= \bar{V}_x(\bar{I}_x)_{\text{sans interaction}} + \frac{R_{\parallel}^3}{4} \left[\frac{S_y S_x'''}{R_x^2} + \frac{S'_y S''_x}{R_x R_y} + \frac{S'_x S''_y}{R_y^2} \right], \end{aligned} \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} \bar{R}_x(\bar{I}_x, \bar{I}_y) &= R_x + \frac{R_{\parallel}}{2} S''_x + \frac{R_{\parallel}^3}{2R_x^2} \left[S_x''^2 + \frac{3}{2} S'_x S_x''' + \frac{1}{2} S_x S_x'''' \right] + \frac{R_{\parallel}^3}{4} \left[\frac{S_y S_x''''}{R_x^2} + \frac{S'_y S_x'''}{R_x R_y} + \frac{S''_x S''_y}{R_y^2} \right] \\ &= \bar{R}_x(\bar{I}_x)_{\text{sans interaction}} + \frac{R_{\parallel}^3}{4} \left[\frac{S_y S_x''''}{R_x^2} + \frac{S'_y S_x'''}{R_x R_y} + \frac{S''_x S''_y}{R_y^2} \right], \end{aligned} \quad (2.18)$$

où $S'_\alpha = \left. \frac{\partial S_\alpha}{\partial I_\alpha} \right|_{\bar{I}_\alpha}$.

Un cas spécifique pour l'éq. 2.17 est assez intéressant. Supposons que $R_x = R_y = R_T$ et que $I_x = I_y = I$, nous avons alors que $S_x = S_y = S_0$ et l'éq. 2.17 devient

$$\bar{V}_x(\bar{I}, \bar{I}) = R_T \bar{I} + \frac{R_{\parallel}}{2} S'_0 + 2 \frac{R_{\parallel}^3}{2R_T^2} \left[S'_0 S''_0 + \frac{1}{2} S_0 S_0''' \right]. \quad (2.19)$$

La correction à la tension est alors équivalente à celle pour une seule jonction – régie par l'éq. 2.7 – de résistance $R_T/2$ (ce qui donne la même valeur pour R_{\parallel}) dans laquelle circule la somme des courants $2\bar{I}$, mais avec la correction au premier ordre divisée par un facteur 2.

Finalement, l'éq. 2.17 est la seule équation que nous ayons réussi à dériver qui donne accès à la quantité $\partial \bar{V}_x / \partial \bar{I}_y$, que nous nommons la transrésistance. Nous lui avons attribué ce nom puisque cette quantité représente le changement de tension sur la jonction x résultant de l'application d'un courant à travers la jonction y . La transrésistance est donnée par

$$\frac{\partial \bar{V}_x}{\partial \bar{I}_y}(\bar{I}_x, \bar{I}_y) = \frac{R_{\parallel}^3}{4} \left[\frac{S'_y S_x'''}{R_x^2} + \frac{S''_y S''_x}{R_x R_y} + \frac{S'_x S''_y}{R_y^2} \right]. \quad (2.20)$$

Chapitre 3

Interprétation physique

3.1 Interaction entre une jonction tunnel et une résistance en série

Les deux méthodes présentées ci-haut arrivent à des résultats très similaires ; les corrections trouvées sont les mêmes au premier ordre (pour toutes les quantités étudiées), mais diffèrent à l'ordre supérieur. Les "ordres" de correction sont définis ici comme le nombre de dérivées dans chacun des termes. Le premier ordre contient une seule dérivée, le troisième ordre en contient trois et ainsi de suite.

La correction au courant est étrangement différente entre nos deux théories :

$$\begin{aligned} \text{renormalisation : } I(V, R) &= I_0(V) - \frac{R_{\parallel}}{2} S'_0 - \frac{R_{\parallel}^3}{12} S_0 S_0''' + O(R_{\parallel}^5), \\ \text{et itérative : } \bar{i}(\bar{V}) &= \frac{R_{\parallel}}{2} S'_0 + \frac{R_{\parallel}^3}{2} \left[S'_0 S''_0 + \frac{1}{2} S_0 S_0''' \right]. \end{aligned}$$

L'éq. 1.12 comporte un terme en moins que l'éq. 2.6, celui $\propto S'_0 S''_0$. Cela est assez surprenant, considérant que les équations pour la tension aux bornes de la diode que nous avons obtenues

(les éqs. 1.17 et 2.7) ne montrent que des différences de préfacteur

$$\begin{aligned} \text{renormalisation : } V(I, R) &= V_0 + S'_0 \frac{R_{\parallel}}{2} + S'_0 S''_0 \frac{R_{\parallel}^2}{4R_0} + S_0 S_0''' \frac{R_{\parallel}^3}{12R_0^2}, \\ \text{et itérative : } \bar{V}(\bar{I}) &= R_0 \bar{I} + \frac{R_{\parallel}}{2} S'_0 + \frac{R_{\parallel}^3}{R_T^2} \left[\frac{S'_0 S''_0}{2} + \frac{S_0 S_0'''}{4} \right]. \end{aligned}$$

Ces différences proviennent potentiellement du traitement différent de la dynamique interne de la jonction dans les deux cas. Aucune origine claire n'a toutefois été identifiée pour expliquer ces différences dans les dérivations mathématiques des théories. D'un autre coté, il est possible d'identifier un mécanisme physique expliquant chacun des termes de ces corrections ; ceux-ci sont discutés ci-bas.

3.1.1 Correction au premier ordre

La correction au premier ordre, $\propto \frac{\partial S_0}{\partial I}$, provient d'un mécanisme de rétroaction des fluctuations entre le dispositif et son environnement électromagnétique. Voici un modèle trop naïf, mais élégant et instructif, décrivant ce phénomène. Décrivons le transport électronique dans l'état stationnaire de notre dispositif par la distribution de probabilité $P_0(i; V)$ d'avoir un courant instantané i lorsqu'une tension V est appliquée aux bornes du dispositif. Si l'environnement du dispositif consiste en une résistance R , alors la tension aux bornes du dispositif est $v(t) = V - Ri(t)$ et la nouvelle distribution de probabilité est donnée par

$$P(i) = P_0(i; V - Ri) \simeq P_0(i; V) - Ri \frac{\partial P_0(i; V)}{\partial V} \Big|_V. \quad (3.1)$$

Ainsi, par la définition $X = \langle x \rangle = \int P(x) x dx$, on a immédiatement

$$I = \langle i_0 \rangle - R \frac{\partial \langle i^2 \rangle}{\partial V} \Big|_V = I_0 - R \frac{\partial S_0}{\partial V} \Big|_V. \quad (3.2)$$

L'éq. 3.2 est l'équivalente des éqs. 1.17 et 2.7. Comme expliqué au début de cette partie, si l'impédance de l'environnement est non-nulle, les fluctuations de courant du dispositif créent une fluctuation de tension $v(t)$ – qui dépend de la valeur de l'impédance – à ses bornes. Puisque les fluctuations de courant de la jonction tunnel dépendent de la tension à

ses bornes, cela modifiera les prochaines fluctuations de courant.

3.1.2 Correction au troisième ordre

Les deux termes d'ordre supérieur de correction à la tension proviennent chacun de mécanismes physiques différents.

Le premier, $\propto S_0 \frac{\partial^3 S_0}{\partial I^3}$, provient du redressement du bruit du dispositif par sa propre caractéristique $V(I)$. En effet, en utilisant seulement le premier terme de correction, $V = V_0(I) + \frac{R_{\parallel}}{2} \frac{\partial S_0}{\partial I}$, comme point de départ et en modélisant le bruit de la jonction par $S_0 = \langle \delta i \rangle^2$, on obtient

$$V(I + \delta i) = V(I) + \delta i \frac{\partial V}{\partial I} + \frac{\delta i^2}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial I^2} + O(\delta i^3). \quad (3.3)$$

Prendre la moyenne stochastique nous donne

$$\begin{aligned} \langle V(I + \delta i) \rangle &= V_0(I) + \frac{R_{\parallel}}{2} \frac{\partial S_0}{\partial I} + \frac{S_0}{2} \frac{\partial^2}{\partial I^2} \left(V_0 + \frac{R_{\parallel}}{2} \frac{\partial S_0}{\partial I} \right) \\ &= V_0(I) + \frac{R_{\parallel}}{2} \frac{\partial S_0}{\partial I} + \frac{R_{\parallel}}{4} S_0 \frac{\partial^3 S_0}{\partial I^3}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

où nous avons supposé V_0 comme étant linéaire. Ainsi, l'effet de rétroaction (mécanisme au premier ordre) redresse le bruit du dispositif lui-même et crée un terme d'ordre supérieur.

Le deuxième, $\propto \frac{\partial S_0}{\partial I} \frac{\partial^2 S_0}{\partial I^2}$, provient du changement de la résistance. En effet, il est possible de calculer l'effet que la correction au premier ordre a sur la résistance en parallèle

du système. Cela donne

$$\begin{aligned}
R_{\parallel} &= \left(\frac{1}{R_T} + \frac{1}{R} \right)^{-1} \\
&= \left(\frac{1}{\left[R_0 + R_{\parallel 0} \frac{\partial^2 S_0}{\partial I^2} \right]} + \frac{1}{R} \right)^{-1} \\
&\simeq \left(\frac{1}{R_0} + \frac{1}{R} - \frac{R_{\parallel 0}}{R_0^2} \frac{\partial^2 S_0}{\partial I^2} \right)^{-1} \\
&= R_{\parallel 0} \left(1 - \frac{R_{\parallel 0}^2}{R_0^2} \frac{\partial^2 S_0}{\partial I^2} \right)^{-1} \\
&\simeq R_{\parallel 0} \left(1 + \frac{R_{\parallel 0}^2}{R_0^2} \frac{\partial^2 S_0}{\partial I^2} \right) \\
&= R_{\parallel 0} + \frac{R_{\parallel 0}^3}{R_0^2} \frac{\partial^2 S_0}{\partial I^2} \tag{3.5}
\end{aligned}$$

Encore une fois, en utilisant seulement le premier terme de correction comme point de départ, mais en tenant compte du changement de la résistance, on obtient

$$\begin{aligned}
V(I) &= V_0(I) + \frac{R_{\parallel}}{2} \frac{\partial S_0}{\partial I} \\
&= V_0(I) + \frac{R_{\parallel 0}}{2} \frac{\partial S_0}{\partial I} + \frac{R_{\parallel 0}^3}{2R_0^2} \frac{\partial S_0}{\partial I} \frac{\partial^2 S_0}{\partial I^2}. \tag{3.6}
\end{aligned}$$

Ainsi, l'effet de rétroaction (mécanisme au premier ordre) affecte la résistance, ce qui crée à son tour un terme d'ordre supérieur. Ce terme représente l'action du changement de résistance, l'équivalent du BCD, sur elle-même.

3.2 Interaction entre deux jonctions tunnel couplées capacitivement

3.2.1 Termes d'interaction

Pour deux jonctions en parallèle couplées capacitivement, le même raisonnement qu'à la section précédente peut s'appliquer pour expliquer les termes d'ordre supérieur qui n'impliquent que la jonction étudiée. De plus, on s'attend à ce que les deux mécanismes physiques précédents créent aussi des termes d'interaction entre jonctions. On rappelle que la correction à la tension est donnée par l'éq. 2.17

$$\overline{V_x(\overline{I_x}, \overline{I_y})} = \overline{V_x(\overline{I_x})}_{\text{sans interaction}} + \frac{R_{\parallel}^3}{4} \left[\frac{S_y S_x'''}{R_x^2} + \frac{S'_y S''_x}{R_x R_y} + \frac{S'_x S''_y}{R_y^2} \right]. \quad (3.7)$$

Le premier terme, $\propto S_y S_x'''$, provient du redressement du bruit de la deuxième jonction par la caractéristique $V_x(I_x)$ non-linéaire de la première. En partant de l'éq. 3.3, mais avec $\delta i = \delta i_x + \delta i_y$, ce terme apparaît directement.

Le troisième terme, $\propto S'_x S''_y$, provient de la correction à la résistance en parallèle. En ajoutant un terme en $1 / (R_{y0} + R_{\parallel 0} S''_y)$ à la première ligne de l'éq. 3.5, on trouve directement ce terme. Il correspond donc à l'effet du changement de R_y sur R_x .

Le deuxième terme, $\propto S''_x S'_y$, est de parité différente. Contrairement aux deux termes précédents, ce terme change de signe selon la direction du courant dans la jonction y . Il est donc de la même parité que le phénomène de "frictionnal Coulomb drag", où le mouvement d'un électron dans un conducteur crée un courant dans un deuxième conducteur adjacent [77-80], ou que le phénomène de co-tunneling discuté par Geingenmüller et al. [29].

3.2.2 Transrésistance

Chaque terme de la transrésistance, donnée par l'éq. 2.20

$$\frac{\partial \bar{V}_x}{\partial \bar{I}_y}(\bar{I}_x, \bar{I}_y) = \frac{R_{\parallel}^3}{4} \left[\frac{S'_y S'''_x}{R_x^2} + \frac{S''_y S''_x}{R_x R_y} + \frac{S'_x S'''_y}{R_y^2} \right], \quad (3.8)$$

peut aussi être interprété de façon similaire à ceux de la correction à la tension aux sections précédentes.

Le premier terme, $\propto S'_y S'''_x$, correspond à considérer la deuxième jonction comme une source de bruit classique qui est redressée par la non-linéarité de la caractéristique $V_x(I_x)$ de la première.

Le troisième terme, $\propto S'_x S'''_y$, correspond à l'effet du changement de la résistance de la deuxième jonction sur la tension aux bornes de la première.

Le deuxième terme, $\propto S''_x S''_y$, est de parité inverse aux deux autres. Sa parité porte à le comparer au phénomène de "Coulomb drag" (tout comme le terme dans l'éq. 2.17 dont il provient), ce qui peut être relié à la prédiction de Geingenmüller et al. [29] que le cotunneling a un rôle à jouer dans ce système.

Chapitre 4

Discussion

Les techniques présentées dans cette partie et à l'annexe **D**, ainsi que la théorie $P(E)$ (voir la section **8.1.1**), diffèrent sur plusieurs points. Premièrement, la théorie $P(E)$ est typiquement basée sur l'Hamiltonien tunnel alors que nos techniques n'assument nulle part cet aspect d'événements tunnel discrets. Aussi, la technique stochastique gère l'aspect probabiliste du courant de manière fondamentalement différente des autres en utilisant la distribution de courant. Malgré ces différences conceptuelles, une constante émerge : la dépendance en courant du bruit est la clé pour observer une interaction entre un dispositif et son environnement. En effet, toutes les corrections, autant au courant moyen qu'au bruit lui-même, sont dues à cette dépendance. Toutefois, les différentes théories mènent à des résultats un peu différents pour certaines quantités. Il n'est pas trivial de déterminer quelle théorie est la bonne, ni la raison exacte de la fausseté des autres. La méthode par renormalisation peut certainement être complétée dans le cadre du groupe de renormalisation fonctionnel pour tenir compte du contenu fréquentiel des différentes variables, mais le temps limité de cette thèse n'a pas permis de se rendre jusque là. Cela pourrait permettre de valider les résultats par ceux obtenus à l'aide des méthodes de Keldysh [68] et de potentiellement pouvoir affirmer quelles corrections sont les bonnes. D'un autre côté, la correction au premier ordre émerge comme étant constante à travers toutes les théories : $\delta R = \frac{R_{\parallel}}{2} \frac{\partial^2 S_0}{\partial I^2}$.

Un choix reste à faire pour choisir lesquelles de ces théories seront utilisées pour discuter les résultats expérimentaux présentés plus loin. La méthode itérative sera privilégiée lors des mesures faites sur les jonctions tunnel à la partie **III**, car c'est la seule théorie qui a été étendue pour donner accès à la transrésistance. Quant à elle, la méthode par renormalisation

sera utilisée pour les résultats sur les diodes à avalanche à la partie II, où le changement expérimental de résistance permet d'avoir accès aux dérivées partielles par rapport à la résistance externe.

De plus, les nouvelles méthodes théoriques présentées utilisent des développements limités comme points de départ. Malgré leur utilité pour dériver des équations analytiques, ceux-ci pourraient ne pas capturer la totalité de la physique intéressante du problème ou constituer des approximations trop drastiques. C'est peut-être d'ailleurs ce qui explique les différences de coefficients entre les théories aux ordres supérieurs. Ainsi, il serait probablement pertinent de réaliser des calculs numériques à partir des équations de base pour chaque théorie. Ceci dépasse par contre le cadre de cette thèse, mais pourrait représenter une extension future des démarches montrées dans ce chapitre.

Finalement, soulignons le fait que la méthode par renormalisation et la méthode itérative retrouvent toutes les deux les caractéristiques essentielles de la physique du blocage de Coulomb dynamique. Leur utilité n'étant pas limitée par la description microscopique du dispositif étudié, elles peuvent être appliquées dans des régimes qui ne sont pas accessibles à la théorie $P(E)$, comme on le verra aux chapitres 7 et 9. Il semble d'ailleurs que ce lien avec l'Hamiltonien présent dans la théorie $P(E)$ et ses généralisations crée une importance démesurée au quantum de résistance R_Q . En effet, R_Q est la quantité avec laquelle toutes les valeurs de résistance doivent être comparées lorsque ces techniques sont utilisées, tandis que celle-ci n'émerge en aucun cas dans nos modèles. D'un autre côté, nos méthodes possèdent aussi quelques limitations. Notamment, la dépendance en fréquence de la densité spectrale, de l'impédance et de la susceptibilité du bruit ne sont pas prises en compte ; la prise en charge de cette dépendance constitue une extension naturelle des démarches de cette partie.

Deuxième partie

Violation des lois de la théorie des circuits dans un circuit à température pièce : une diode à avalanche en série avec une résistance

La diode à avalanche, un composant utilisé dans l'industrie de l'électronique pour son émission de bruit dans les radio-fréquences et dans les micro-ondes, est un choix parfait de composant macroscopique et classique émettant du bruit dépendant du courant le traversant. Cette partie commence par explorer les caractéristiques de transport de la diode à avalanche au chapitre 5. La mise en série d'une résistance externe avec la diode, ainsi que leur intégration dans un circuit plus complet et la connection aux appareils de mesure est détaillée au chapitre 6. Les résultats des mesures de courant et de bruit sont détaillés au chapitre 7. Premièrement, les mesures en temps réel de la diode et leurs problématiques sont discutées à la section 7.3. Ensuite, les résultats pour des valeurs de résistance externe de 0 à 1000 Ω sont présentés et sont utilisés afin de vérifier la validité des équations différentielles obtenues avec la méthode par renormalisation. Finalement, une brève discussion conclue cette partie.

Chapitre 5

Diode à avalanche

Une diode, des mots grecs *di* (deux) et *odos* (chemins), est un composant électronique dont les caractéristiques dépendent du sens du transport de charge à travers celui-ci. La fonction habituelle d'une diode dans un circuit électronique est d'empêcher le courant de circuler dans un sens pré-déterminé. Une diode est toujours composée d'une jonction entre deux matériaux, souvent deux semiconducteurs dopés avec des charges opposées ; un côté *p* est dopé avec des charges positives (trous) et un côté *n* avec des charges négatives (électrons). Le contact entre ces deux matériaux crée une zone appelée *zone de déplétion* – le produit de l'équilibrage des charges lors du contact – laquelle est complètement neutre électriquement. En appliquant une différence de tension positive suffisamment grande entre les côtés *p* et *n* de la jonction, il est possible d'attirer les charges présentes du côté *n* et de laisser passer un courant à travers la diode. Au contraire, une différence de tension négative ne sera jamais en mesure de créer un courant dans le sens inverse, une conséquence de l'absence de charges.

Le courant traversant une diode en sens normal est donné par

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{eV}{k_B T} \right) - 1 \right]. \quad (5.1)$$

Vu sa caractéristique exponentielle, la diode est souvent employée afin de redresser un courant ; une tension alternative appliquée à ses bornes sera, par le terme de second ordre du développement de Taylor de l'exponentielle, redressée en courant continu. Ce n'est toutefois pas le régime qui nous intéresse ici.

Une diode parfaite ne laissera jamais passer un courant en sens inverse. En effet, une

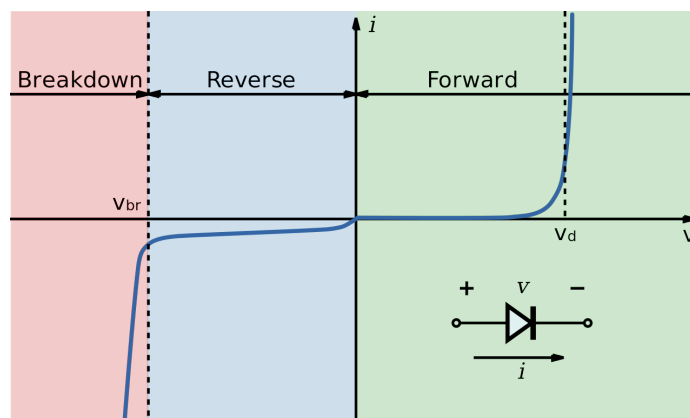


FIGURE 5.1 : Caractéristique courant-tension typique d'une diode, où les régimes intéressants sont séparés en couleur. En vert : le régime normal où la diode est habituellement utilisée comme redresseur. En bleu : le régime inversé où le courant est typiquement bloqué. En rouge : le régime d'avalanche.

Source : [Wikipédia](#), sous license [CC BY 3.0](#).

tension suffisamment grande, appelée la tension de rupture (de l'anglais *breakdown*), va simplement briser la diode. Le phénomène d'avalanche, qui se produit lorsque l'énergie cinétique des porteurs de charge atteint le gap de la jonction (à la tension de rupture), est un phénomène collectif où une paire électron-trou ayant assez d'énergie peut en exciter une deuxième, et ainsi de suite, créant un effet analogue à une avalanche. Ce phénomène est intrinsèquement stochastique, la création d'une paire électron-trou ayant une certaine probabilité de se produire à partir de la tension de rupture. Une diode à avalanche est un type de diode conçu afin de résister au choc de l'avalanche à multiple reprises, permettant d'exploiter le régime de rupture. Le bruit en courant dans ce régime est alors typiquement compris comme provenant du bruit de grenaille [81], mais avec un certain facteur multiplicateur M : $S = 2eIM$ [82]. Vu le caractère disruptif de l'avalanche, il est raisonnable de s'attendre à un changement drastique dans le bruit en courant généré par la diode avant, après et pendant celle-ci. Nous verrons au chapitre 7 que cela s'avère le cas.

La diode à avalanche spécifique utilisée ici est la *SM-1 Mini-noise diode* de Micronetics, une diode utilisée normalement en électronique pour sa capacité à générer du bruit haute fréquence (10 kHz - 100 MHz) dans le régime de rupture. Nous utiliserons la diode dans son régime "stationnaire", c'est-à-dire lorsqu'un courant continu donné la traverse.

Gabelli et al. [83] ont récemment étudié cette diode et montré que le bruit généré par celle-ci n'est pas dicté par les prédictions de champ moyen habituellement utilisées.

L'absence de théorie claire pour expliquer l'origine du bruit en courant dans la diode n'est toutefois pas un frein à l'atteinte des objectifs de cette partie : de démontrer des effets de rétroaction engendrant la violation des lois de la théorie des circuits dans un objet où les effets quantiques sont négligeables et de vérifier les théories développées au chapitre précédent.

Chapitre 6

Montage expérimental

La diode à avalanche étant achetée commercialement, il suffit de la brancher sur un porte-échantillon adapté. Un simple circuit imprimé – ayant deux ports SMA – est suffisant. Le circuit imprimé consiste en une simple piste de métal (en forme de ligne coplanaire) au milieu de laquelle la diode à avalanche est soudée, un de ses ports étant à la masse et les deux autres connectant les ports d’entrée et de sortie. La piste de métal est interrompue du côté de la sortie, permettant l’ajout d’une résistance en couches minces qui relie la piste au reste du circuit. Une capacité de 10 nF est aussi soudée entre le port d’entrée et la masse avant tout le reste, afin de court-circuiter les fluctuations de voltage de la source de tension et d’assurer que la diode perçoit une faible impédance de la source à toute fréquence. Le porte-échantillon est ensuite placé sur une plaque de métal et tenu en place avec un étai. Des plaques de cuivre sont insérées entre le boîtier et la plaque afin d’assurer le meilleur contact thermique possible.

La Fig. 6.1 montre le montage expérimental utilisé pour prendre les mesures de la caractéristique tension-courant, de la densité spectrale de bruit et du bruit total intégré. L’entrée de la diode est connectée à une source de tension V_s . L’autre port de la diode est connecté à la résistance tel qu’expliqué ci-haut, laquelle est changée à la main entre les différentes mesures afin de modifier l’impédance de l’environnement électromagnétique de la diode. Après la résistance se trouve un amplificateur de transimpédance (TIA de l’anglais “transimpedance amplifier”) qui agit en tant qu’ampèremètre avec une bande passante de 1 MHz. L’amplificateur produit une tension proportionnelle au courant instantané $i(t)$ traversant le circuit. Cette tension est mesurée par trois appareils différents. Premièrement,

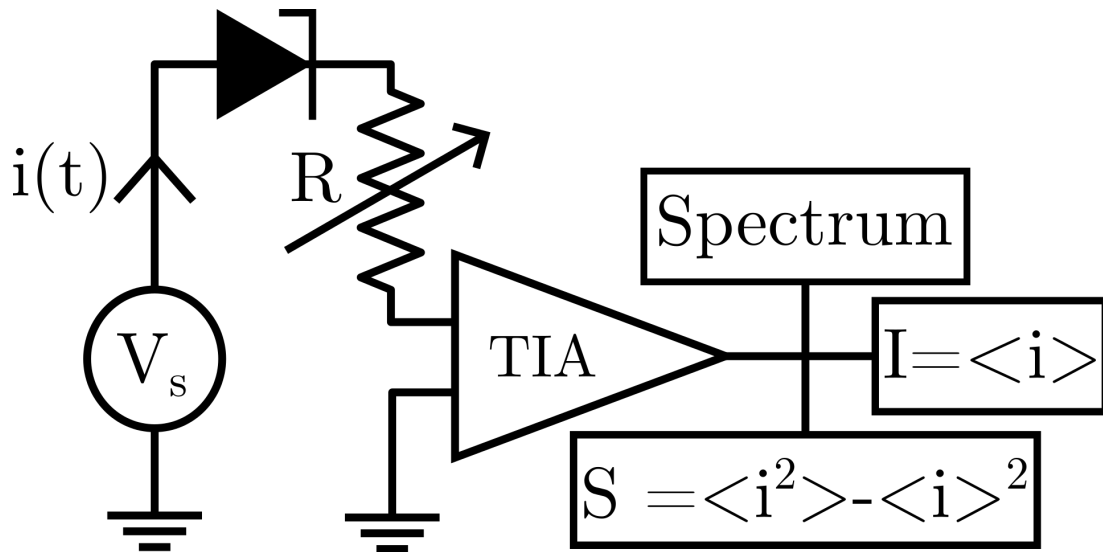


FIGURE 6.1 : Montage expérimental utilisé pour mesurer le courant de polarisation $I = \langle i(t) \rangle$ ainsi que le bruit en fréquence $S(f)$ ("spectrum") et le bruit intégré $S = \langle i^2(t) \rangle - \langle i(t) \rangle^2$ émis par la diode à avalanche.

un voltmètre branché à sa sortie permet de mesurer le courant moyen $I = \langle i(t) \rangle$. Ensuite, un analyseur de spectre (de l'anglais "spectrum analyzer") permet de mesurer la densité spectral de bruit $S(f)$. Finalement, un second voltmètre mesure la variance totale des fluctuations $S = \langle i^2(t) \rangle - \langle i(t) \rangle^2$ sur une bande passante de 0.1 Hz à 300 kHz.

Comme ce montage ne nécessite aucun refroidissement, il est réalisé à température pièce sur une baie d'électronique dans le laboratoire.

Le premier voltmètre est réglé pour moyenniser chaque mesure de la tension à son entrée (donc le courant I circulant dans le circuit) pendant 0.03 s. Au final, cela correspond à une prise de mesure à chaque ~ 0.25 s.

Il est important de noter que toutes les mesures montrées ici ont été réalisées en diminuant la tension à la source, c'est-à-dire en balayant la tension à partir de -8.45 V vers des tensions négatives plus élevées. La tension de rupture se situe aux alentours de -8.453 volt lorsque la résistance environnementale est nulle. La diode avalanche montre une hystérésis entre un balayage en tension qui augmente ou qui diminue; il est alors crucial de ne pas mélanger les données prises dans un sens et dans l'autre. L'analyse séparée des deux lots de données montre très peu de différences entre les résultats obtenus pour chacun; par souci de concision nous ne montrons que les données obtenus des balayages en augmentant la

tension.

Chapitre 7

Résultats et analyse

7.1 Diode seule

Avant tout, il est important de caractériser la diode seule, c'est-à-dire lorsqu'aucune résistance n'est placée en série avec elle. Les Figs. 7.1 (a) et (b) montrent respectivement le courant circulant à travers la diode et le bruit qu'elle émet en fonction de la tension à la source. Le bruit en courant émis par cette diode présente la caractéristique qui nous intéresse : son bruit dépend du courant la traversant. L'avalanche, mise en évidence par l'encadré, se produit autour de -8.453 V. À cette même tension, le bruit possède un faible pic. Les pics de bruit de plus grande amplitude autour de -8.47 V et -8.48 V se produisent aux mêmes tensions que les autres non-linéarités présentes sur la caractéristique courant-tension. Parvenir à une compréhension complète de la physique derrière ces courbes n'est pas le but ici. L'objectif est plutôt de montrer que la théorie développée dans la partie précédente peut s'appliquer à tout dispositif présentant un bruit dépendant du courant. Ainsi, aucune explication pour la forme des caractéristiques de la diode ne sera cherchée ; elles seront par contre directement utilisées pour valider nos méthodes théoriques.

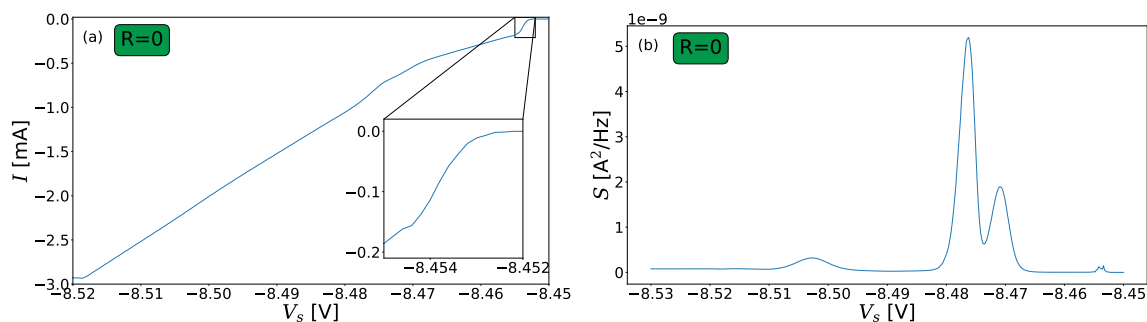


FIGURE 7.1 : Courant I circulant à travers la diode (a) et bruit total S émis par le circuit (b) en fonction de la tension à la source V_s , pour une résistance externe nulle $R = 0$.

Encadré : zoom autour de l'avalanche.

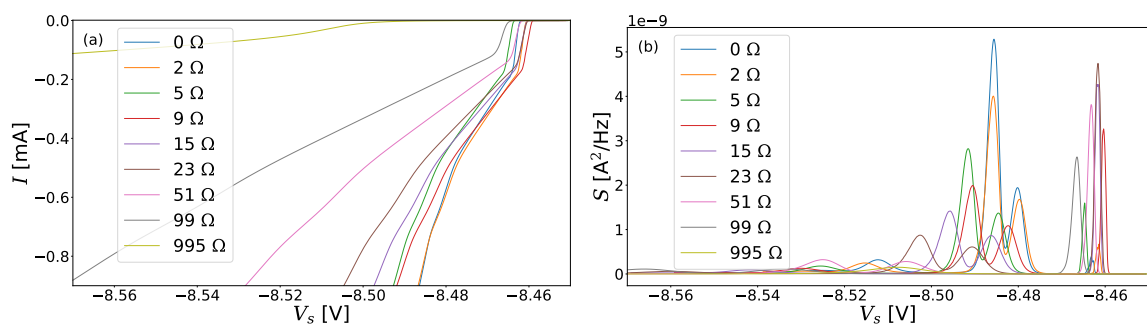


FIGURE 7.2 : Courant I circulant à travers la diode (a) et bruit total S émis par le circuit (b) en fonction de la tension à la source V_s , pour différentes valeurs de résistances externes.

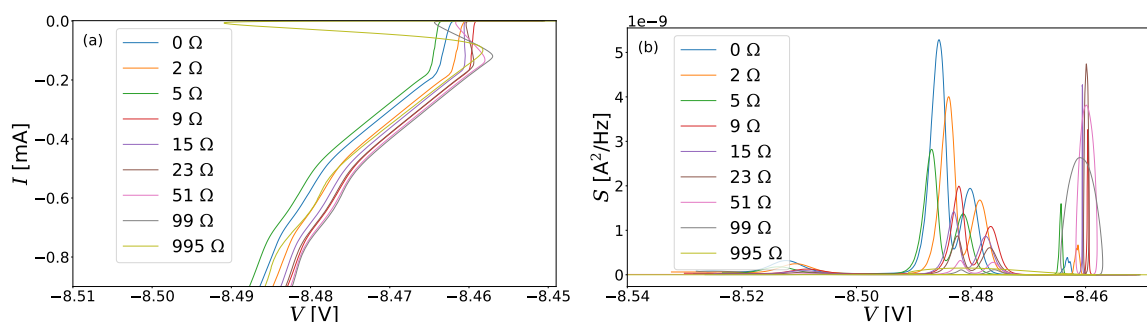


FIGURE 7.3 : Courant I circulant à travers la diode (a) et bruit total S émis par le circuit (b) en fonction de la tension aux bornes de la diode V , pour différentes valeurs de résistances externes.

7.2 Résistance environnementale non-nulle

Lorsqu'une résistance est mise en série avec la diode, la tension V aux bornes de la diode n'est plus égale à la tension source V_s . Comme expliqué au chapitre 1, la tension

pertinente est V et non V_s . Il est possible de calculer la tension V à partir de la mesure du courant I par $V = V_s - RI$. Les mesures de $I(V_s)$ et $S(V_s)$ sont présentées respectivement aux Figs. 7.2 (a) et (b), puis elles sont utilisées afin de calculer $I(V)$ et $S(V)$ montrés aux Figs. 7.3 (a) et (b). En l'absence d'effets d'environnement, ajouter une résistance en série avec la diode à avalanche ne devrait apporter aucun changement aux courbes tracées en fonction de V . La Fig. 7.2 démontre au contraire que l'ajout d'une – même très faible – résistance en série avec la diode peut changer considérablement ses propriétés intrinsèques.

La caractéristique $I(V)$ montrée à la Fig. 7.3 (a) est très distincte, n'étant plus une fonction – plusieurs valeurs de I correspondent à la même valeur de V – pour de hautes valeurs de R . Cela évoque le comportement d'une jonction tunnel qui, dans certaines conditions, présente des oscillations à un seul électron (de l'anglais Single Electron Tunneling Oscillations, SETOs) [1, 30, 84-86]. Dans ce régime, la $I(V)$ de la jonction est multi-valuée et ressemble étrangement à celle observée ici. Cela ressemble aussi au comportement d'une jonction Josephson polarisée en tension [87-95], mais où les rôles de la tension et du courant ont été inversés.

De plus, les pentes à haute tension semblent maintenant toutes parallèles à la Fig. 7.3 (a). Cela indique que nous avons bien calculé la tension réelle aux bornes de la diode. De faibles différences restent, comme on le verra plus tard, mais les effets d'environnement causés par la résistance en série sont clairement apparents lors de l'avalanche.

La Fig. 7.3 (b) présente $S(V)$, qui n'est aussi plus une fonction pour de hautes valeurs de R ; la courbe de bruit fait une boucle sur elle-même lors de l'avalanche pour $R > 23 \Omega$. Les pics de bruits semblent aussi se déplacer en fonction de la résistance. Pour de faibles valeurs de R les pics ont une amplitude plus grande à des tensions plus élevées, puis les rapports d'amplitude s'inversent lorsque R augmente et le poids spectral est alors concentré dans l'avalanche.

L'obtention des courbes montrées jusqu'à présent nécessite plusieurs heures de moyennage. Chaque courbe comporte entre 500 et 1000 points et est moyennée plus de 200 fois. Une courbe prend 2 à 3 minutes et la totalité des mesures pour une valeur de R prend un peu moins d'une journée complète. Le moyennage de mesures prises sur un système comprenant un phénomène aléatoire – ici l'avalanche – peut toutefois poser quelques problèmes. Deux d'entre eux sont explorés à la section suivante.

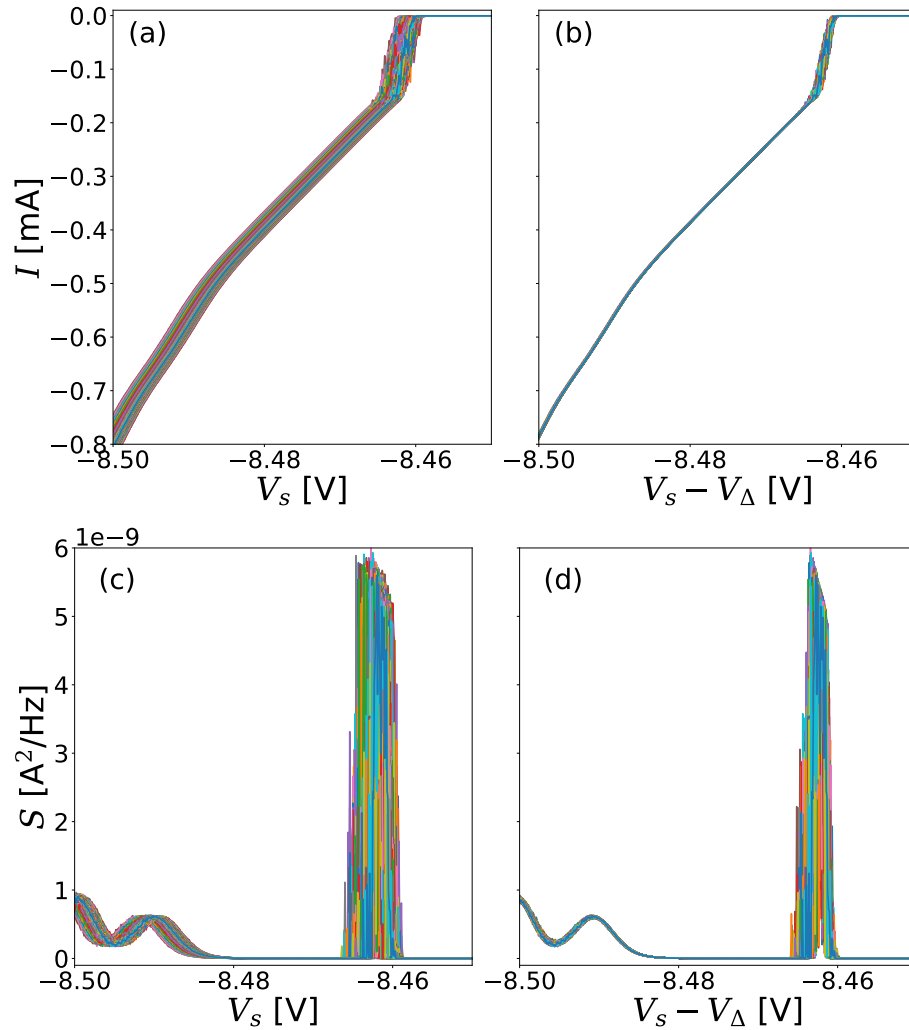


FIGURE 7.4 : Mesures du courant I circulant dans la diode et de son bruit S en fonction de la tension V_s appliquée à la source en (a) et (c) et en fonction de V_s dont l'écart à la courbe de référence a été soustrait en (b) et (d).

7.3 Mesures en temps réel

7.3.1 Caractère aléatoire de l'avalanche

Comme mentionné ci-haut, un problème apparaît lorsqu'on regarde plusieurs mesures successives de $I(V_s)$. La Fig. 7.4 (a) montre plusieurs courbes du courant I mesuré en fonction de la tension appliquée à la source V_s , prises successivement sur le même échantillon

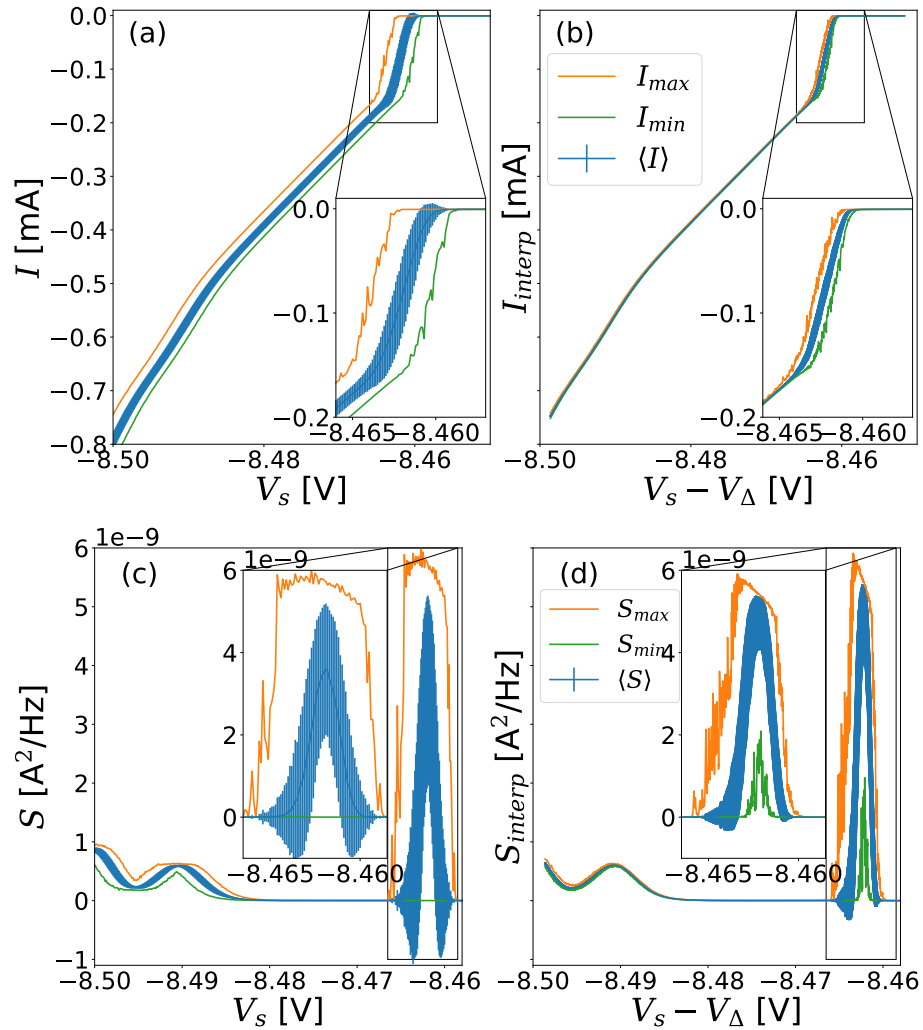


FIGURE 7.5 : Moyenne du courant I circulant dans la diode et de son bruit S en fonction de la tension V_s appliquée à la source en (a) et (c) et en fonction de V_s dont l'écart à la courbe de référence a été soustrait en (b) et (d).

pour $R = 24 \Omega$. Le point important de cette figure est que la pente à haut courant est la même pour toutes les courbes, mais un certain écart apparaît entre elles. Ce phénomène peut être expliqué par le fait que l'avalanche se produit à une tension aléatoire à chaque balayage.

Ce comportement est problématique lors du calcul de la moyenne stochastique sur ces courbes ; l'écart crée une "fausse" augmentation de l'écart-type sur chaque point et affecte la moyenne. Pour éliminer cet écart, nous avons fait le choix de superposer toutes les courbes arbitrairement sur une d'entre elles en les décalant. La 150e mesure successive a été choisie

afin d'assurer l'uniformité de la température de la diode; la diode tend à se réchauffer lors des premières dizaines mesures et est donc bien stabilisée à ce stade (la section 7.3.2 suivante discute en détail de la stabilisation de la température). Comme les équations que nous voulons reproduire – les éqs. 1.17 et 1.18 – ne tiennent en compte que des dérivées de la tension, le choix de la courbe de référence n'a aucun impact. Nous calculons l'écart de tension à haut courant V_{Δ} entre chaque courbe et celle de référence, puis le soustrayons à tous les points, surperposant chacune à la référence. La Fig. 7.4 (b) montre l'effet de cette procédure sur les mesures à $R = 24 \Omega$. Les Figs. 7.4 (c) et (d) montrent l'effet de cette même procédure sur nos mesures du bruit qui sont prises en même temps que celles du courant. On y voit clairement l'amélioration de l'uniformité des mesures successives, notamment autour de l'avalanche à $\sim -8.465 \text{ V}$.

La moyenne du courant peut être calculée sans ou avec cette procédure. Pour les données desquelles V_{Δ} a été soustrait, une interpolation est maintenant nécessaire, l'axe des abscisse étant maintenant différent d'une courbe à l'autre. De plus, la plage sur laquelle la moyenne peut être calculée est alors restreinte par la courbe ayant la plus faible tension maximale. Les Figs. 7.5 (a) et (c), puis (b) et (d), montrent respectivement les moyennes des courbes montrées à la Fig. 7.4 calculées sans ou avec la soustraction de V_{Δ} , pour le courant et le bruit.

Enfin, comme mentionné ci-haut, la tension pertinente est V , celle directement aux bornes de la diode, et non V_s . Celle-ci peut être calculée en utilisant le nouveau courant moyen obtenu après la procédure précédente. Les Figs. 7.6 (a) et (b) présentent respectivement les moyennes de I calculées sans ou avec cette procédure de décalage. L'effet de la procédure sur les courbes de courant maximal et minimal est assez intéressant; dans les deux cas celles-ci se croisent par deux fois autour de l'avalanche, mais le décalage de la tension déplace ces croisements juste avant et après l'avalanche. De plus, la plage de tension sur laquelle le courant n'est pas une fonction monotone s'est un peu élargie, tout en réduisant grandement l'écart-type sur la mesure du courant. Les Figs. 7.6 (c) et (d) montrent à leur tour l'effet sur le bruit. Comme observé sur le courant, la plage de tension sur laquelle le bruit n'est lui aussi pas une fonction monotone s'est élargie.

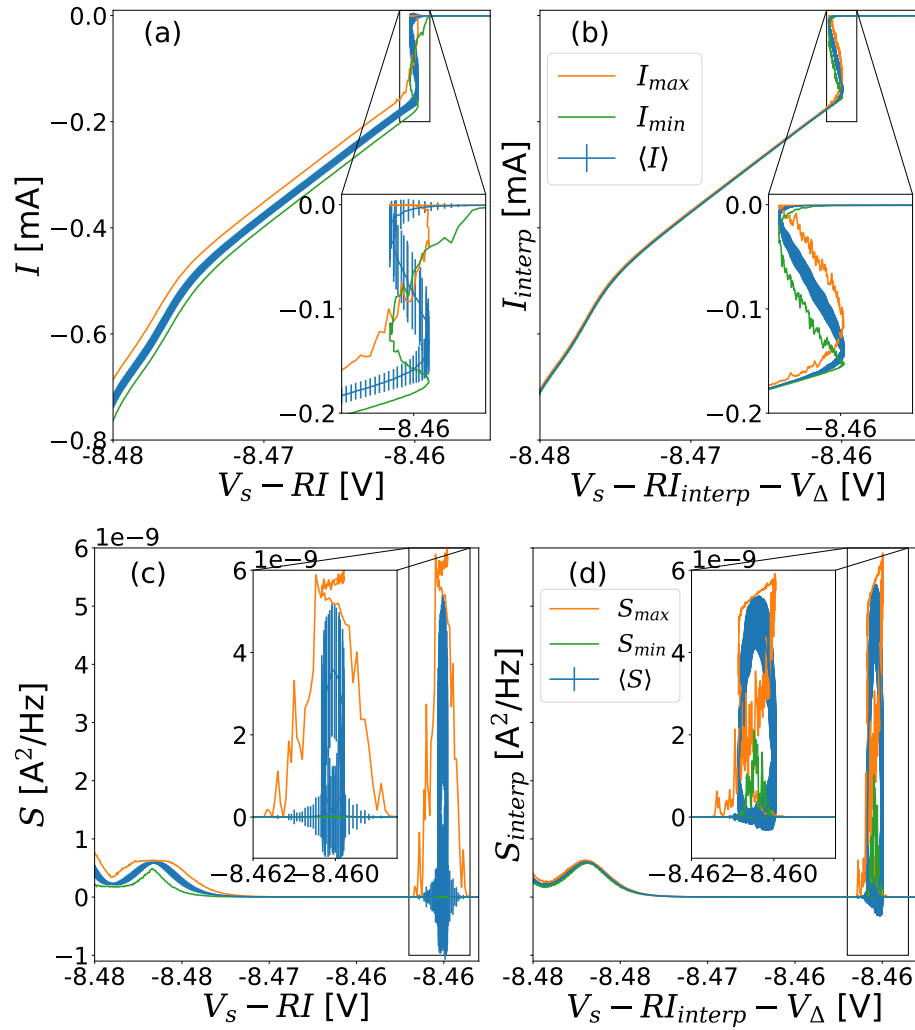


FIGURE 7.6 : Moyenne du courant I circulant dans la diode et de son bruit S en fonction de la tension $V = V_S - RI$ aux bornes de la diode en (a) et (c) et en fonction de $V = V_S - RI_{interp} - V_{\Delta}$ dont l'écart à la courbe de référence a été soustrait en (b) et (d).

7.3.2 Dérives temporelles

Un deuxième problème peut survenir lorsqu'une multitude de courbes mesurées sur un long laps de temps sont moyennées : la dérive d'une quantité physique qui rend illégitime la moyenne elle-même. Dans notre cas, la quantité la plus encline à varier est la température et lorsque cela se produit les propriétés physique de la diode dérivent, rendant la moyenne illégitime. Pour montrer cela, il faut inspecter l'effet d'une dérive significative en température.

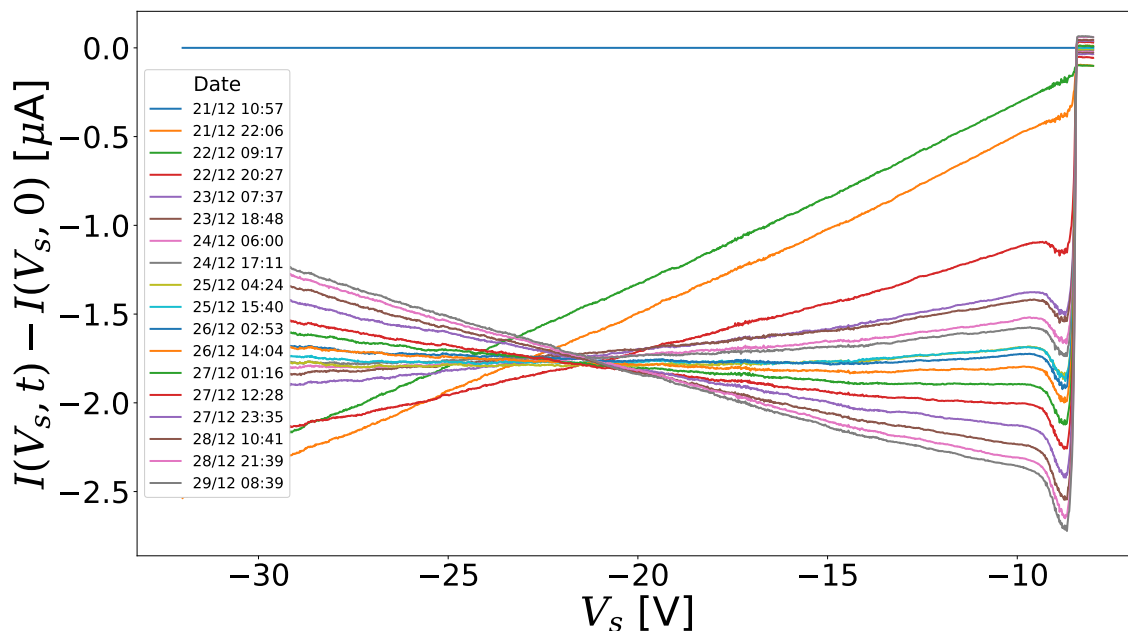


FIGURE 7.7 : Différence entre plusieurs balayages en tensions mesurés à différents moments et un balayage de référence à $t = 0$, en fonction de la tension à la source V_s , pour $R = 9962 \Omega$.

Dans les conditions d'opérations normales, la température ambiante du laboratoire Reulet est assez stable. Toutefois, lors du temps des Fêtes la température ambiante cible est drastiquement diminuée. Les données montrées dans cette section proviennent de mesures prises durant cette baisse et démontrent qu'une variation de température peut rendre l'analyse des données futile.

Un changement de température a comme effet majeur de changer la résistance de la diode, donc de changer la pente à haute tension négative de sa caractéristique $I(V)$ ou $I(V_s)$. Une bonne façon de mettre en évidence ce changement de pente est de tracer la différence entre deux balayages en tension mesurés à deux temps différents : $I(V_s, t) - I(V_s, 0)$. Cette quantité peut être tracée selon V_s ou selon t ; les Figs. 7.7 et 7.8 montrent respectivement ces deux analyses.

Sur la Fig. 7.7, on remarque que toutes les courbes semblent avoir une pente différente. La valeur non nulle de ces courbes est en partie due au caractère aléatoire de l'avalanche. L'avalanche se produisant à une tension différente à chaque balayage en tension, un décalage linéaire doit se former entre les courbes. Ce n'est pas du tout le comportement observé, qui est plutôt une dérive lente de la pente des courbes. Cela est une conséquence de la dérive de

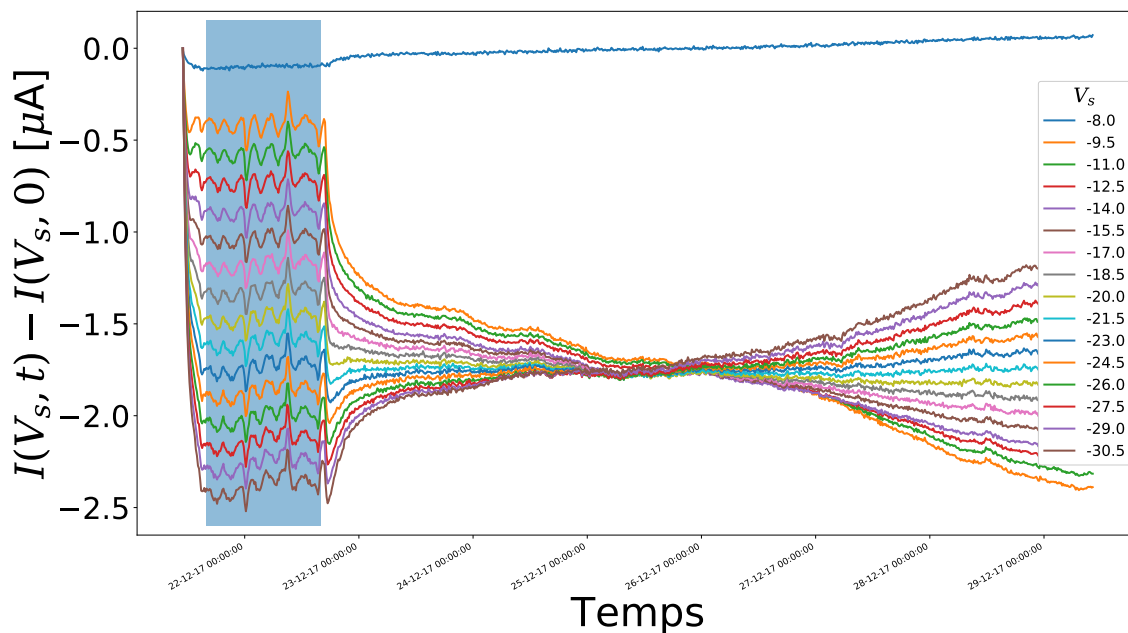


FIGURE 7.8 : Différence entre plusieurs balayages en tensions mesurés à différents moments et un balayage de référence à $t = 0$, en fonction du temps, pour $R = 9962 \Omega$. La zone bleue montre une période de temps où la température ambiante était stable.

la température ambiante du laboratoire, causant un changement de résistance de la diode et donc une dérive temporelle de la pente de la $I(V_s)$ mesurée. La grande différence de pente entre les deux premières courbes (bleue et orange) est dû à l'augmentation drastique de température de la diode durant les premiers balayages. À partir du troisième balayage (rouge), correspondant au matin de la baisse de température ambiante cible du laboratoire durant le temps des Fêtes, la diode commence à refroidir et la pente dérive alors en sens inverse pour le restant des mesures.

La Fig. 7.8 présente aussi la différence entre les balayages en tension, mais cette fois-ci en fonction du temps. Chaque courbe sur cette figure représente une valeur de tension source. La figure peut être séparée en trois zones : avant, pendant et après la région bleue. Premièrement, la zone bleue montre une zone typique où les mesures fluctuent normalement. Cela est une conséquence du caractère aléatoire de l'avalanche qui entraîne des fluctuations d'une courbe à l'autre. La température fluctue aussi de façon régulière dans cette zone, mais autour d'une valeur moyenne stable. Quant à elle, la période de temps avant la zone bleue présente une augmentation drastique de la différence de courant ; cela est dû à une augmentation de la température de la diode lors des premières mesures, jusqu'à atteindre un

état stable dépendant de la température ambiante. Finalement, la période après la zone bleue montre l'effet d'une dérive en température ; le début de la dérive correspond au moment où la température ambiante cible du laboratoire a été diminuée. La différence de courant évolue alors lentement dans le temps selon un motif apparent qui est clairement non aléatoire. Cette façon de présenter les données permet donc d'identifier si la température de la diode est stable en analysant le caractère aléatoire de nos mesures.

Bref, nous venons de montrer deux potentiels problèmes émergeant lorsqu'une moyenne de plusieurs mesures dans le temps est nécessaire. Le premier, qui provient du caractère aléatoire d'une caractéristique de la mesure – ici la tension d'avalanche – peut être tenu en compte et réglé en décalant artificiellement toutes les courbes sur une d'entre elles. Cela permet de s'affranchir du caractère aléatoire de l'avalanche sans perdre la physique des effets d'environnement en jeu dans ce système. Le deuxième, qui provient de la dérive d'un des paramètres physiques de l'expérience – ici la température interne de la diode – ne peut malheureusement pas être contrebalancé dans notre cas (du moins sans faire de manipulations que nous considérons comme considérables sur les données). Il est donc nécessaire d'analyser les données et de jeter les mesures où la température dérive. Pour chaque valeur de R , les premières dizaines de mesures ont été jetées afin d'assurer que la température se soit stabilisée et la suite des mesures a été analysée manuellement pour garantir une température moyenne assez stable.

7.4 Comparaison avec la théorie

Maintenant que les valeurs de courant et de bruit sont bien définies, il est possible de valider nos résultats expérimentaux avec la théorie développée dans la partie I.

Le fait que les courbes soient maintenant multi-valuées complique beaucoup la comparaison avec la théorie, puisqu'une mesure de la tension aux bornes de la diode (ou du bruit émis) ne permet pas de déterminer quel était le courant circulant dans la diode. Plus la résistance externe est élevée, plus cet effet devient important. La résistance de la diode devient effectivement négative durant un certain intervalle de courant qui correspond à l'avalanche.

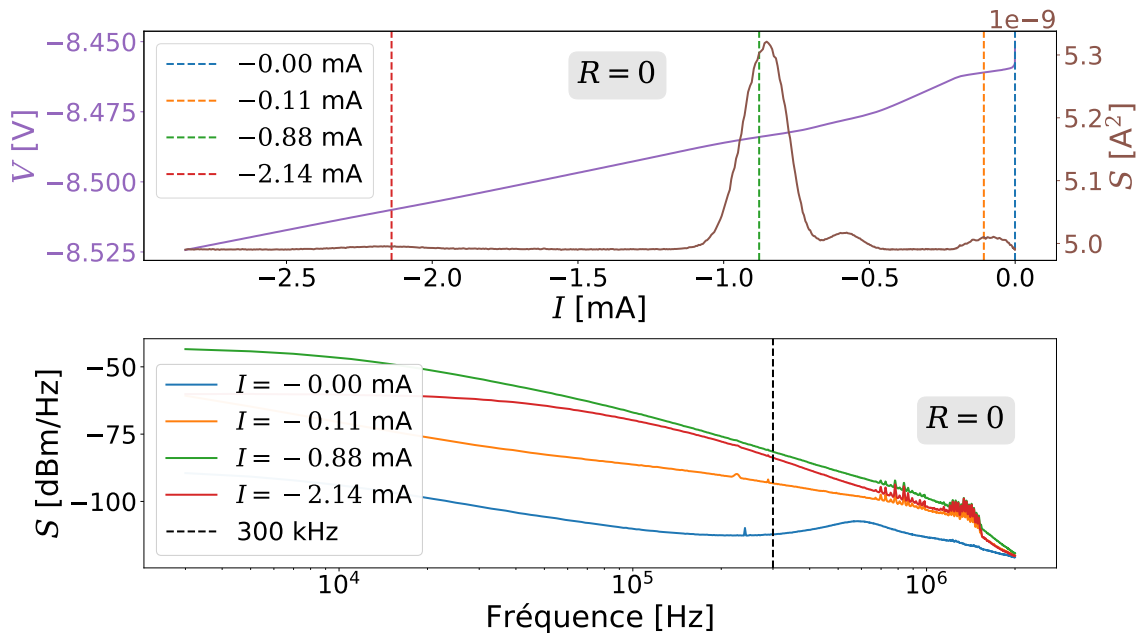


FIGURE 7.9 : Mesures de la tension V aux bornes de la diode (mauve), du bruit émis par celle-ci (brun) et de la dépendance en fréquence de ce bruit à différentes tensions, pour $R = 0 \Omega$.

Une solution simple à ce problème est d'inverser les axes de nos données et de maintenant traiter le courant comme la variable dépendante dans notre analyse. C'est pour cette raison que les équations théoriques ont toutes systématiquement été inversées au chapitre 2.

7.4.1 Diode seule

La Fig. 7.9 montre les caractéristiques de la diode pour $R = 0$: $V(I)$ et $S(I)$ dans la partie du haut et la dépendance en fréquence du bruit dans la partie du bas. Puisque $R = 0$, nous avons $V = V_s$. L'intégration au voltmètre des fluctuations sur la bande passante de 300 kHz est justifiée puisque le contenu fréquentiel du bruit est négligeable au delà de ~ 100 kHz. Le résultat de cette intégration est la courbe brune dans la partie du haut, où le bruit de la diode est tracé. Il dépend énormément du courant de polarisation, comme le montrent les pics présents autour de $-1.2 \text{ mA} < I < -0.4 \text{ mA}$. Une plus petite bosse est aussi présente autour de $I \simeq 0.1 \text{ mA}$, lors de l'avalanche. Par ailleurs, les différents comportements en fréquence montrent que le transport se fait certainement de façon drastiquement différente avant, pendant et après l'avalanche.

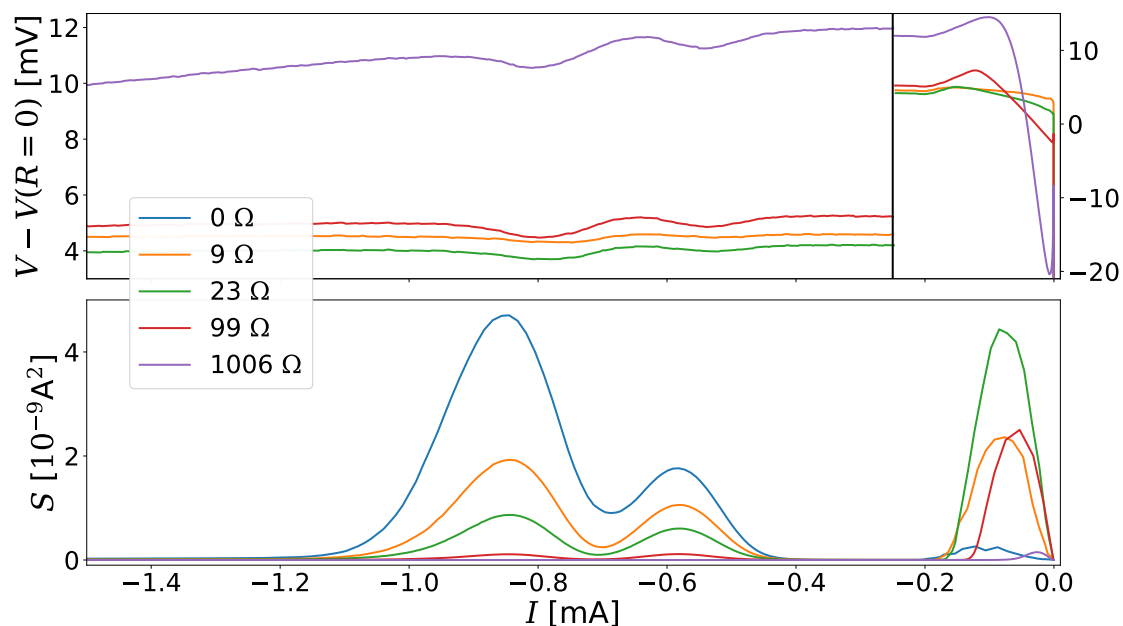


FIGURE 7.10 : La tension $V - V(R = 0)$ aux bornes de la diode est présentée dans la partie du haut, tandis que le spectre de bruit intégré émis par la diode S est montré dans la partie du bas, en fonction du courant I pour différentes valeurs de la résistance environnementale R .

La tension aux bornes de l'avalanche varie sur une plage beaucoup plus grande qu'ailleurs, le graphique du haut est donc séparée en deux parties représentées par les axes correspondant.

7.4.2 Résistance non-nulle

La même analyse peut être faite pour chaque résistance environnementale. Par souci de concision, seuls les spectres intégrés sont dorénavant utilisés. De plus, afin de simplifier l'analyse, il est utile de considérer la différence entre la caractéristique à une R donnée et celle à $R = 0$: $V(I, R) - V(I, 0)$ (avec V la tension aux bornes de la diode donnée par $V = V_s - RI$). La Fig. 7.10 (a) montre cette soustraction entre les mesures prises de la tension aux bornes de la diode à différentes R et celle à $R = 0$ en fonction du courant circulant à travers le circuit. En (b) sont présentées les mesures du spectre de bruit associé. On remarque que, contrairement aux courbes présentées à la Fig. 7.3 (b), tous les spectres sont alignés ; les pics de bruit ont lieu au même endroit en courant. De plus, les non-linéarités dans les caractéristiques $V(I)$ apparaissent aux mêmes courants que les pics présents sur les courbes de $S(I)$; le lien entre la dépendance en courant du bruit et les corrections à la caractéristique tension-courant est assez flagrant.

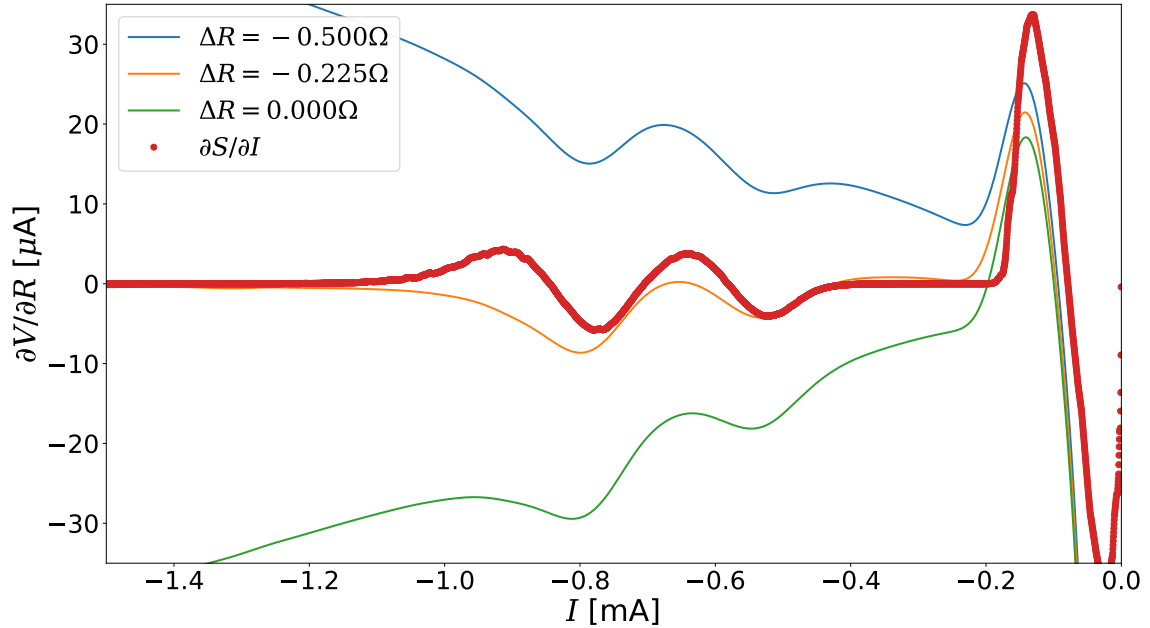


FIGURE 7.11 : Différence finie des tensions aux bornes de la diode pour des résistances environnementales $r1 = 23.92 \Omega$ et $r2 = 15.12 \Omega$, pour trois différentes valeurs expérimentales de $dR = r2 - r1 + \Delta R$.

Plus concrètement, nous pouvons maintenant établir un lien quantitatif à l'aide des équations 1.14 et 1.15. Les dérivées en courant peuvent être directement calculées à partir des résultats montrés précédemment. Les dérivées par rapport à la résistance environnementale sont toutefois plus délicates à réaliser, vu le faible nombre de valeurs de résistance mesurées et les distances relativement élevées entre leurs valeurs. Ainsi, ces dérivées sont remplacées expérimentalement par des différences finies. Par exemple, à partir des résultats mesurés pour deux résistances $r1$ et $r2$, l'équation (1.14) est remplacée par $[V(I, r1) - V(I, r2)] / (r2 - r1) = (1/2) \partial[S(I, r1) + S(I, r2)] / \partial I$.

Ce calcul, afin d'être rigoureux, nécessite une connaissance précise de la valeur des résistances environnementales. En effet, la soustraction de ces deux courbes devrait, techniquement, donner une courbe de pente nulle à haut courant. Si cela n'est pas le cas, c'est dû à une mauvaise connaissance de la résistance environnementale exacte de la diode, qui comprend l'impédance des câbles, etc. Cela mène alors à des dissonances drastiques avec la théorie, qui ne sont en réalité que des artéfacts expérimentaux. Pour palier à ce problème, la valeur de la résistance environnementale utilisée lors du calcul est parfois changée manuellement par de très petites valeurs ΔR . Cela permet d'égaliser les pentes à

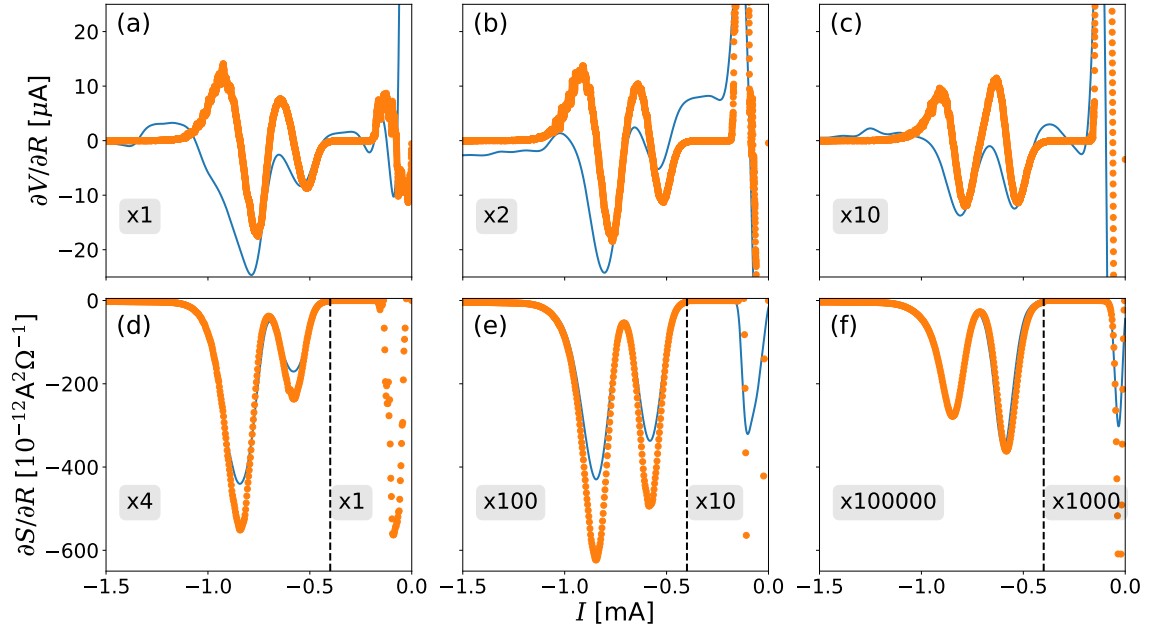


FIGURE 7.12 : Validation expérimentale des éqs. 1.14 ($\partial V/\partial R$, ligne du haut) et 1.15 ($\partial S/\partial R$, ligne du bas) pour différentes valeurs de résistances environnementales. Les lignes bleues et les points oranges représentent respectivement les côtés gauche et droite de chaque équation. Les valeurs de (r_1, r_2) sont : **(a)** $(2 \Omega, 5 \Omega)$, **(b)** $(10 \Omega, 15 \Omega)$, **(c)** $(51 \Omega, 99 \Omega)$, **(d)** $(10 \Omega, 15 \Omega)$, **(e)** $(51 \Omega, 99 \Omega)$ et **(f)** $(1006 \Omega, 102 \Omega)$. Les données sont multipliées par un facteur multiplicatif indiqué sur chaque figure afin de garder l'axe des ordonnées constant pour chaque rangée.

haut courant. La Fig. 7.11 montre le résultat de $[V(I, r_1) - V(I, r_2)] / (r_2 - r_1 + \Delta R)$ pour $(r_1, r_2) = (15.12 \Omega, 23.92 \Omega)$ et trois valeurs de ΔR . On voit qu'une erreur expérimentale, même minimale, sur la valeur de r_1 ou r_2 empêche complètement la comparaison avec la théorie. De plus, les tensions d'avalanche des deux courbes doivent être réalignées afin d'éliminer l'écart aléatoire entre les deux courbes, comme expliqué à la section 7.3.2. Pour ce faire, la différence entre les deux courbes est ajoutée à l'une d'entre elles. Ces deux manipulations des données permettent simplement d'épurer des artefacts expérimentaux et ne compromettent en rien la comparaison avec la théorie.

La ligne supérieure de la Fig. 7.12 montre la vérification expérimentale de l'équation 1.14 ($\partial V/\partial R$) pour $(r_1, r_2) = (2 \Omega, 5 \Omega)$, $(10 \Omega, 15 \Omega)$ et $(51 \Omega, 99 \Omega)$, tandis que la ligne inférieure présente la vérification expérimentale de l'équation 1.15 ($\partial S/\partial R$) pour $(r_1, r_2) = (10 \Omega, 15 \Omega)$, $(51 \Omega, 99 \Omega)$ et $(1006 \Omega, 1020 \Omega)$.

Chaque figure pour $\partial V/\partial R$ démontre un bon accord entre la théorie et l'expérience. La

bosse à grande tension négative semble être difficile à reproduire théoriquement, mais le reste des caractéristiques sont reproduites par les courbes théoriques. Il est remarquable que notre théorie réussisse à reproduire nos résultats expérimentaux de si près pour plusieurs paires de résistances, où $\partial V/\partial R$ varie sur plus d'un ordre de grandeur, tout en utilisant aucun paramètre ajustable. Ceci est une preuve indéniable que l'ingrédient central de notre théorie, la dépendance en courant du bruit du dispositif étudié, est le mécanisme régissant les effets d'environnement sur les propriétés de transport dans la diode à avalanche à température pièce.

Nous ne montrons pas de courbes avec une haute résistance environnementale pour cette équation puisque la différence entre deux courbes $V(I)$ dans ce régime est pratiquement nulle. Ainsi, la différence finie nécessiterait un moyennage extrêmement long pour fonctionner, ce qui est expérimentalement difficile vu les changements de température dans le laboratoire. Il aurait techniquement été possible de réaliser ces expériences, mais nous ne considérons pas qu'elles ajoutent beaucoup de poids aux résultats expérimentaux déjà bien expliqués par la théorie.

Pour $\partial S/\partial R$, l'accord entre la théorie et l'expérience est excellent. Sans paramètre ajustable, la théorie permet de reproduire presque parfaitement nos mesures expérimentales variant sur plus de cinq ordres de grandeur. On remarque toutefois un écart entre les maxima des pics théoriques et expérimentaux pour certaines valeurs de résistance. Il semble que cet écart dépend de la différence entre les résistances, plus les résistances sont semblables et plus cet écart est faible. Cet écart est donc fort probablement un artéfact de la différence finie.

Ici, nous ne montrons pas de courbes à très faibles résistances, puisque $\frac{\partial V}{\partial I}$ varie violemment dans l'avalanche dans ce régime. L'analyse expérimentale de la gamme de courant près de l'avalanche est donc très difficile et nous ne voulons pas trop manipuler les données par peur de discréditer l'analyse.

7.5 Discussion

Les diodes à avalanche sont fréquemment utilisées dans l'industrie de l'électronique. Toutefois, nous n'avons trouvé aucune mesure similaire de l'effet de l'environnement sur une diode à avalanche dans la littérature. Il est clair que le plein potentiel d'applications du comportement des diodes autour de l'avalanche n'est pas exploité et que les dispositifs en comprenant fonctionnent à des tensions loin de l'avalanche.

Les résultats montrés ici démontrent que les effets d'interaction dûs à la rétroaction du bruit par l'environnement peuvent être importants non seulement pour des dispositifs quantiques, mais pour tout composant dont les fluctuations dépendent du courant le traversant. Ces effets peuvent changer drastiquement les propriétés de transport du dispositif et doivent être pris en compte lors de la conception du circuit dont il fait partie. Les équations différentielles développées à la partie **I** sont en excellent accord avec les résultats expérimentaux et pourraient être appliquées de façon générale en conception de circuit électronique afin de considérer les violations des lois de la théorie des circuits démontrées dans cette partie.

Troisième partie

Interaction entre deux jonctions tunnel couplées capacitivement

L'étude de l'interaction entre deux systèmes quantiques sera d'une grande importance lors des prochaines décennies, notamment dans la quête de l'ordinateur quantique. Comme montré au chapitre I, des phénomènes non-triviaux se produisent lorsque les systèmes d'intérêt engendrent des fluctuations qui dépendent du courant les traversant. D'un autre côté, leur caractéristique tension-courant intrinsèque n'a besoin d'aucune particularité spéciale pour engendrer ces effets de rétroaction. Nous avons donc choisi d'utiliser la jonction tunnel comme composant principal de notre dispositif, car celle-ci démontre une caractéristique tension-courant intrinsèque linéaire, présente des fluctuations dépendante du courant la traversant et a été de surcroît abondamment étudiée (comme discuté à la section 8.2). L'interaction entre les deux jonctions est conçue de façon capacitive, afin de découpler les jonctions à fréquence nulle tout en permettant leurs fluctuations hautes fréquences respectives de s'affecter l'une l'autre. Comme le montrent les eqs. 1.19 et 2.8, l'amplitude des corrections à la résistance est proportionnelle à l'impédance de l'environnement électromagnétique de chacune des jonctions. Ainsi, chaque jonction est fabriquée pour avoir une résistance élevée puisqu'elles contribuent à l'environnement haute fréquence de l'autre jonction. De plus, elles sont entourées de quatre résistances les plus élevées possibles, lesquelles aboutissent à des électrodes externes permettant de faire des mesures quatre pointes. Toutes ces considérations mènent au modèle d'échantillon présenté à la Fig. 8.5.

Cette partie débute par une présentation de la théorie standard du *blocage de Coulomb dynamique* à la section 8.1.1, puis tisse des liens avec la partie I de cette thèse consacrée aux dérivations de nos nouvelles théories basées sur les effets de rétroaction du bruit. À des fins de cohérence et pour assurer la compréhension de la lectrice ou du lecteur, suit ensuite une révision des caractéristiques importantes de la jonction tunnel à la section 8. Finalement, les résultats expérimentaux de blocage de Coulomb dynamique et de transrésistance sont présentés pour différentes valeurs du champ magnétique au chapitre 9. Le lecteur intéressé trouvera à la partie IV suivante les détails de la conception et de la fabrication des échantillons comprenant deux jonctions couplées capacitivement.

Chapitre 8

Mise en contexte

8.1 Modèle $P(E)$

8.1.1 Méthode standard

Une revue publiée en 1992 intitulée *Charge tunneling rates in ultrasmall junctions* par G-L. Ingold et Y. V. Nazarov [14] décrit très bien les principes de base de la théorie $P(E)$. Cette section est fortement inspirée de ce texte.

Le processus d'événement tunnel, le mécanisme de transport à travers une jonction tunnel, est décrit par l'Hamiltonien suivant

$$\tilde{H}_T = \sum_{kq\sigma} T_{kq} c_{q\sigma}^\dagger c_{k\sigma} e^{-i\tilde{\varphi}} + c.h., \quad (8.1)$$

où $c_{k\sigma}$ représente l'annihilation d'une quasiparticule de vecteur d'onde k et spin σ sur l'électrode de gauche et $c_{q\sigma}^\dagger$ représente la création d'une quasiparticule de vecteur d'onde q et de même spin sur l'électrode de droite. L'élément de matrice correspondant à ce transfert d'un côté à l'autre de la jonction tunnel est donné par T_{kq} et le conjugué hermitique correspond au procédé inverse. L'opérateur $e^{-i\tilde{\varphi}}$ correspond à une translation de la charge

par une valeur élémentaire e :

$$\begin{aligned}\tilde{\varphi}(t) &= \frac{e}{\hbar} \int_{-\infty}^t dt' U(t') - \frac{eV}{\hbar} t \\ \Rightarrow [\tilde{\varphi}(t), Q] &= ie \\ \Rightarrow e^{i\tilde{\varphi}} Q e^{-i\tilde{\varphi}} &= Q - e,\end{aligned}\tag{8.2}$$

où V est la tension appliquée sur le circuit entier (jonction et son environnement) alors que $U(t)$ est la tension directement aux bornes de la jonction, avec $Q = (U - V)C$. En l'absence d'environnement électromagnétique, cette translation n'a aucun effet sur le processus de tunneling puisque $U(t) = V$.

Afin d'obtenir les taux de transfert à travers la jonction, l'Hamiltonien tunnel peut être traité comme perturbation dans un calcul utilisant la règle d'or de Fermi

$$\Gamma_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | \tilde{H}_T | i \rangle|^2 \delta(E_i - E_f).\tag{8.3}$$

Deux conditions sont nécessaires pour considérer \tilde{H}_T comme une perturbation de l'Hamiltonien total $H = H_{qp} + H_{env} + \tilde{H}_T$, où $H_{qp} = \sum_{k\sigma} c_{k\sigma}^\dagger c_{k\sigma} + \sum_{q\sigma} c_{q\sigma}^\dagger c_{q\sigma}$ représente l'Hamiltonien des quasiparticules dans les deux réservoirs et H_{env} celui de l'environnement électromagnétique. Premièrement, les états des deux réservoirs ne doivent pas se mélanger, ce qui implique que H_{qp} est une bonne approximation et que \tilde{H}_T couple faiblement les deux réservoirs. Deuxièmement, le calcul de la règle d'or de Fermi doit utiliser des états à l'équilibre, il est donc supposé que le temps entre deux événements tunnel est plus grand que le temps de relaxation de la charge. Ces deux conditions mènent à $R_T \gg R_Q$. Ce critère, inhérent à tout calcul de la théorie $P(E)$, n'est pas à confondre avec la condition $R \gg R_Q$ nécessaire pour observer du BCD discutée à la section 0.1.

Les contributions non-nulles à $\langle f | \tilde{H}_T | i \rangle|^2$ proviennent des états initiaux et finaux pour lesquels la différence est le transfert d'un seul électron entre les deux électrodes. Le taux de transfert des électrons de gauche à droite est nommé $\vec{\Gamma}(V)$ et l'inverse $\overleftarrow{\Gamma}(V)$. Le calcul de ces taux mène à

$$\vec{\Gamma}(V) = \frac{1}{e^2 R_T} \int_{-\infty}^{\infty} dE dE' f(E) [1 - f(E' - eV)] P(E - E'),\tag{8.4}$$

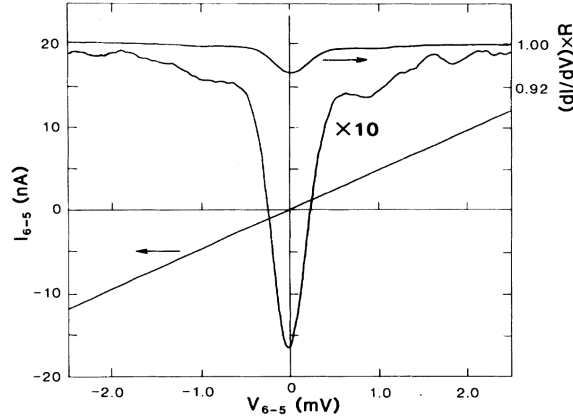


FIGURE 8.1 : Courant et résistance d’une jonction tunnel NIN de résistance $\sim 150 \text{ k}\Omega$ à $T = 1.31 \text{ K}$ en série avec un environnement électromagnétique d’impédance $Z = 150 \Omega$ [2].

avec

$$P(E) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{J(t) + \frac{i}{\hbar} Et} \quad \text{et} \quad J(t) = \langle [\tilde{\varphi}(t) - \tilde{\varphi}(0)] \tilde{\varphi}(0) \rangle. \quad (8.5)$$

La fonction $J(t)$ est la fonction de corrélation phase-phase et $P(E)$ la transformée de Fourier de $e^{J(t)}$. Une interprétation physique de $P(E)$ peut être faite à partir de l’éq. 8.4; $P(E)$ représente la probabilité qu’une quasiparticule émette dans l’environnement ou absorbe à partir de l’environnement un photon d’énergie E lors d’un événement tunnel. Ces équations sont le coeur de la théorie $P(E)$. Différents environnements nécessitent différents traitements à partir de ce point, en utilisant le fait que le courant est donné par $I = e(\vec{\Gamma}(V) - \vec{\Gamma}(V))$. L’exemple le plus simple est un environnement n’ayant aucun mode disponible pour absorber l’énergie. Dans ce cas, $J(t) = 0 \Rightarrow P(E) = \delta(E)$ et seuls les processus de tunneling élastiques sont possibles. On retrouve alors les équations habituelles pour une jonction tunnel, dont sa caractéristique courant-tension linéaire $I = V/R_T$.

Les premières expériences mettant en évidence les effets de charge dans de petites jonctions tunnel avec un environnement électromagnétique résistif ont été réalisées à la fin des années 80s [2, 5, 11, 13, 88, 96]. La Fig. 8.1, tirée de l’article de Delsing et al. [2], montre l’augmentation de résistance autour de la tension nulle qui est caractéristique du BCD causé par un environnement résistif. La Fig. 8.2, tirée de l’article de Devoret et al. [6], présente une prédiction théorique de l’effet de l’environnement résistif sur la caractéristique courant-tension faite à partir de la théorie $P(E)$. La bande d’énergie interdite de Coulomb (de l’anglais “Coulomb gap”) – la gamme de tension où se produit une augmentation de résistance de la jonction – est particulièrement évidente pour des résistances externes élevées.

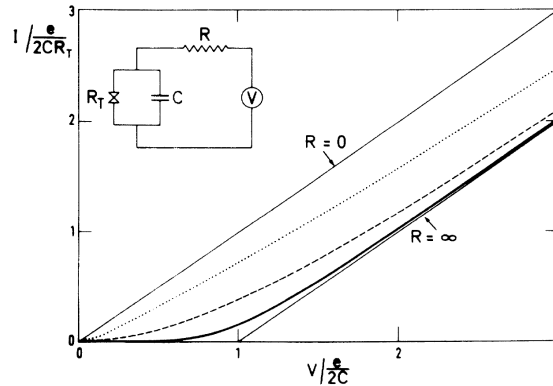


FIGURE 8.2 : Caractéristique courant-tension d’une jonction tunnel NIN de résistance R_T mise en série avec une résistance R . Les différentes courbes représentent des ratios $R/R_Q = 0, 0.1, 1, 10$ et ∞ [6], où $R_Q = \frac{h}{2e^2}$ est le quantum de résistance.

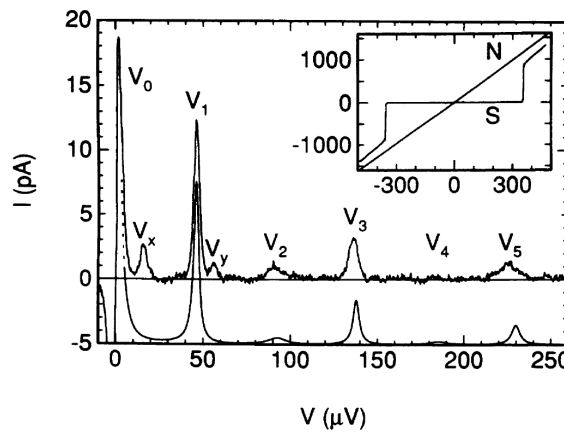


FIGURE 8.3 : Caractéristique courant-tension d’une jonction tunnel SIS de résistance $\sim 300 \text{ k}\Omega$ à $T = 22 \text{ mK}$ en série avec un résonateur de fréquence de résonance $\omega = 22 \text{ GHz}$ [23].

Peu après, l’interprétation physique en terme d’échange d’énergie de $P(E)$ discutée ci-haut a été clairement démontrée par la mise en série d’une jonction supraconductrice avec un résonateur ayant des résonances précises. La Fig. 8.3, tirée de l’article de Holst et al. [23], montre que dans ce cas-ci la résistance de la jonction est pratiquement infinie sous la bande interdite, sauf à des tensions équivalentes aux résonances du résonateur – les tensions auxquelles elle peut échanger de l’énergie avec son environnement.

8.1.2 Rétroaction des fluctuations.

Malgré que la théorie $P(E)$ soit plutôt rarement interprétée de cette façon dans la littérature, il est possible de réécrire certains de ses résultats de façon à expliciter l'importance d'une caractéristique bien précise de la jonction tunnel : la dépendance en tension/courant des fluctuations en courant de celle-ci. Pour ce faire, il suffit de calculer la caractéristique courant-tension à partir de $I = e(\vec{\Gamma}(V) - \bar{\Gamma}(V))$. On obtient alors

$$I = \frac{\hbar}{eR_T} \int d\omega P(\hbar\omega) [A(-eV - \hbar\omega) - A(eV - \hbar\omega)], \quad (8.6)$$

avec $A(a) = \int dx f(x+a)[1-f(x)] = \frac{a}{\exp^{a/k_B T_0} - 1}$ ayant comme propriétés :

$$A(a) - A(-a) = -a, \quad (8.7)$$

$$A(a) + A(-a) = a \coth(a/2k_B T_0). \quad (8.8)$$

Si $k_B T_0, eV \gg \hbar\omega_0$, où ω_0 est la fréquence reliée au temps $(RC)^{-1}$ du système, les fréquences importantes sont faibles et il est donc possible de faire un développement en série de Taylor de A autour de $\pm eV$

$$I \simeq \frac{\hbar}{eR_T} \int d\omega P(\hbar\omega) \left[A(-eV) - A(eV) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-\hbar\omega)^n}{n!} \left(\left. \frac{\partial^n A(\alpha)}{\partial \alpha^n} \right|_{-eV} - \left. \frac{\partial^n A(\beta)}{\partial \beta^n} \right|_{eV} \right) \right], \quad (8.9)$$

où $\alpha = -eV - \hbar\omega$ et $\beta = eV - \hbar\omega$. Au premier ordre, on trouve

$$I \simeq \frac{\hbar}{eR_T} \int d\omega P(\hbar\omega) \left[A(-eV) - A(eV) - \hbar\omega \left. \frac{\partial A(\alpha)}{\partial \alpha} \right|_{-eV} + \hbar\omega \left. \frac{\partial A(\beta)}{\partial \beta} \right|_{eV} \right]. \quad (8.10)$$

En utilisant les propriétés des fonctions A et en recombinaut les dérivées une fois calculées séparément, on obtient

$$\begin{aligned} I &= \frac{\hbar}{eR_T} \int d\omega P(\hbar\omega) \left[eV - \frac{\hbar\omega}{e} \frac{\partial}{\partial V} (eV \coth(eV/2k_B T)) \right] \\ &= \frac{\hbar}{eR_T} \int d\omega P(\hbar\omega) \left[eV - \frac{\hbar\omega R_T}{e} \frac{\partial}{\partial V} S_{II}(V) \right], \end{aligned} \quad (8.11)$$

avec $S_{II}(V) = \frac{eV}{R_T} \coth(eV/2k_B T)$ la densité spectrale du bruit de la jonction tunnel lorsque $eV \gg \hbar\omega$.

En se rappelant la définition de $P(E) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{J(t)} e^{iEt/\hbar}$, on définit $P(\hbar\omega) = \frac{1}{\hbar} K(\omega)$. Ainsi,

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{eR_T} \int d\omega K(\omega) \left[eV - \frac{\hbar\omega R_T}{e} \frac{\partial}{\partial V} S_{II}(V) \right] \\ &= \frac{1}{eR_T} \left[\tilde{K}(t=0) eV - \frac{\hbar R_T}{e} \frac{\partial}{\partial V} S_{II}(V) \int d\omega K(\omega) \omega \right] \\ &= \frac{V}{R_T} - R_Q \frac{\partial}{\partial V} S_{II}(V) \int d\omega K(\omega) \omega. \end{aligned} \quad (8.12)$$

La jonction tunnel a donc un comportement similaire à la loi d'Ohm ; sans perturbation, le courant traversant la jonction est proportionnel à la tension à ses bornes. Toutefois, l'importance des fluctuations est explicite dans le terme d'ordre supérieur. Si celles-ci ne dépendent pas de la tension, la caractéristique courant-tension de la jonction ne sera pas affectée par la résistance externe et le blocage de Coulomb dynamique sera inexistant.

D'un autre côté, une réécriture de l'éq. 8.6 en utilisant les eq. 8.7 et leur combinaison $A(a) = (-a + a \coth(a/2k_B T))/2$ mène directement à

$$I = \frac{V}{R_T} - R_Q \int d\omega K(\omega) \omega \chi_{\omega}(0), \quad (8.13)$$

où $\chi_{\omega}(0)$ est la susceptibilité du bruit [97]. La quantité $\chi_{\omega_0}(\omega)$ représente la réponse du bruit d'un système mesuré autour de la fréquence ω à une excitation de fréquence non-nulle ω_0 . Le cas où aucune excitation externe n'est présente représente la limite $\omega \rightarrow 0$. La susceptibilité du bruit se réduit alors à $\chi_0(0) = \frac{dS_{II}(V)}{dV}$ et les eqs. 8.12 et 8.13 sont donc équivalentes.

Il y a plusieurs possibilités pour réaliser l'intégrale restante sur $K(\omega)$. En premier lieu, il est possible de supposer que $J(t) = 0$, ce qui implique $K(\omega) = \delta(\omega)$ et que le tunneling se fait de façon élastique : la valeur de l'impédance externe est effectivement nulle. On obtient alors

$$\delta I = 0. \quad (8.14)$$

Le BCD est inexistant dans ces conditions puisqu'aucun mode de l'environnement ne peut

absorber l'énergie d'un événement tunnel.

Une deuxième possibilité est d'utiliser la règle de somme donnée à l'éq. 66 de la revue par Ingold et Nazarov [14] : $\int_{-\infty}^{\infty} d\omega K(\omega)\omega = E_C/\hbar$. On obtient alors

$$\delta I = -\frac{R_T}{2} \frac{2\pi}{RC} \frac{\partial}{\partial V} S_{II}(V), \quad (8.15)$$

où $\frac{2\pi}{RC}$ est la bande passante effective du système. Ce résultat est complètement équivalent aux corrections de premier ordre des éqs. 1.12 et 2.6 obtenues par les méthodes développées à la partie I.

Il est aussi possible de calculer les ordres supérieurs de correction. À l'ordre 2 du développement de Taylor, on trouve

$$\begin{aligned} & \frac{1}{eR_T} \left[\frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} A(-eV) - \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} A(eV) \right] \int d\omega K(\omega) \frac{(\hbar\omega)^2}{2!} \\ &= \frac{\hbar^2}{2e^3 R_T} \frac{\partial^2}{\partial V^2} [A(-eV) - A(eV)] \int d\omega K(\omega) \omega^2 \\ &= \frac{\hbar^2}{2e^3 R_T} \frac{\partial^2}{\partial V^2} (eV) \int d\omega K(\omega) \omega^2 \\ &= 0. \end{aligned} \quad (8.16)$$

À l'ordre 3, on obtient

$$\begin{aligned} & \frac{1}{eR_T} \left[\frac{\partial^3}{\partial \alpha^3} A(-eV) - \frac{\partial^3}{\partial \beta^3} A(eV) \right] \int d\omega K(\omega) \frac{(\hbar\omega)^3}{3!} \\ &= \frac{-\hbar^3}{6e^4 R_T} \frac{\partial^3}{\partial V^3} [A(-eV) - A(eV)] \int d\omega K(\omega) \omega^3 \\ &= \frac{-\hbar^3}{6e^4 R_T} \frac{\partial^3}{\partial V^3} \left[\frac{R_T}{2\Delta f} S_{II}(V) \right] \int d\omega K(\omega) \omega^3 \\ &= \frac{R_Q^3}{2\Delta f} \frac{1}{3!} \frac{\partial^3}{\partial V^3} S_{II}(V) \frac{e^2}{(2\pi)^3} \int d\omega K(\omega) \omega^3. \end{aligned} \quad (8.17)$$

Les propriétés des fonctions A assurent que tous les ordres pairs seront nuls et inversement pour les ordres impairs. Tout comme les résultats des méthodes théoriques de la partie I, seulement les termes ayant un nombre impair de dérivées contribuent. La correction totale

au courant est donnée par

$$\delta I = \sum_{n \text{ impair}}^{\infty} \frac{R_Q^n}{2\Delta f} \frac{1}{n!} \frac{\partial^n}{\partial V^n} S_{II}(V) \frac{e^{n-1}}{(2\pi)^n} \int d\omega K(\omega) \omega^n. \quad (8.18)$$

Cette correction devient nulle si le bruit ne dépend pas du courant traversant la jonction tunnel, démontrant l'importance de cette caractéristique du bruit. Il est toutefois difficile de comparer ce résultat avec les ordres supérieurs des méthodes développées à la partie **I**, car l'intégrale $\int_{-\infty}^{\infty} d\omega K(\omega) \omega^n$ dans la théorie $P(E)$ n'est pas triviale à réaliser pour $n > 1$. Il est néanmoins remarquable que les résultats de la théorie $P(E)$, qui tient en compte les propriétés de transport microscopiques des porteurs de charge, se réduisent aux résultats obtenus par les méthodes classiques de la partie **I** au premier ordre de correction. Une compréhension du phénomène de BCD en terme d'effets de rétroaction du bruit par l'environnement électromagnétique est donc valide.

8.1.3 Interaction entre deux jonctions tunnel couplées capacitivement

Le deuxième cas de figure qui nous intéresse, la configuration présentée à la Fig. 4, a été étudié théoriquement par Geigenmüller et Nazarov [29]. Leur traitement est basé sur la théorie $P(E)$ et donc sur l'Hamiltonien tunnel H_T présenté à l'éq. 8.1. Un développement de l'opérateur d'évolution temporel au-delà de la réponse linéaire en H_T leur permet de calculer pour le courant un terme d'interaction entre les événements tunnel des deux jonctions. Ce terme est d'ordre supérieur à ce qui est montré à l'éq. 8.6 dans le calcul du courant à partir des taux tunnel.

Ce terme, d'une grande complexité, ne peut alors qu'être calculé que dans deux régimes spécifiques. En premier lieu, le cas où la résistance externe R est négligeable ($R \ll R_Q$), puis l'inverse où la résistance externe est très grande devant le quantum de résistance ($R/R_Q \rightarrow \infty$). Dans les deux cas, leur calcul suppose que la résistance de la jonction R_T est plus élevée que celle de son environnement.

Dans le régime de faible résistance environnementale, il est montré que trois termes contribuent à l'interaction entre les deux jonctions. Il est intéressant de tenter de relier ces

trois termes à ceux obtenus par les méthodes développées à la partie I. Ces termes sont nommés D^I , D^{II} et D^{III} . Leurs interprétations physiques sont les suivantes.

D^{II} correspond au résultat qui serait obtenu si la deuxième jonction était remplacée par une source classique de fluctuations ayant la même densité spectrale. Celui-ci est l'équivalent du premier terme obtenu par nos méthodes, $\propto S'_y S'''_x$. Toutefois, D^{II} est non-nul à $T = 0$ et $V_2 = 0$, contrairement à $S'_y S'''_x$. Cela devrait être impossible quantiquement puisqu'une jonction ne peut émettre un rayonnement dans ces conditions.

C'est ainsi que le terme D^{III} entre en ligne de compte ; il vient annuler cette contribution à $T = 0$ et $V_2 = 0$. Ce terme ne semble correspondre à aucun des termes obtenus par nos méthodes.

Finalement, D^I correspond à l'effet sur la première jonction d'un changement d'impédance de la deuxième jonction. En d'autres termes, un changement d'impédance de la deuxième jonction vient changer la résistance environnementale perçue par la première, ce qui modifie le BCD de la première jonction. Ceci correspond au troisième terme obtenu par nos méthodes, $\propto S'_x S'''_y$.

Dans le régime de haute impédance environnementale, un seul effet subsiste : le cotunneling. Cet effet est caractérisé par des événements tunnel parfaitement synchronisés entre les deux jonctions. Ce terme pourrait potentiellement être relié au deuxième terme obtenu par nos méthodes, $\propto S''_x S''_y$, qui est de la même parité que le phénomène de cotunneling.

Au final, l'utilité pratique de ce calcul est très limitée vu les régimes extrêmes étudiés. Les méthodes élaborées à la partie I s'affranchissent de ces limitations et peuvent être appliquées beaucoup plus facilement à tout dispositif, même dans un régime classique comme montré à la partie II ou dans le régime quantique comme montré au chapitre 9 de cette partie.

8.2 Jonction tunnel

Les fluctuations de courant de la jonction tunnel sont, comme dans le cas de la diode à avalanche dans la première partie de cette thèse, l'ingrédient principal de notre expérience. Celles-ci peuvent varier grandement selon le régime dans lequel la jonction tunnel se trouve. En effet, le métal des deux contacts de la jonction tunnel peut être dans deux états différents : normal (créant une jonction "Normal-Isolant-Normal" ou NIN) ou supraconducteur (créant une jonction "Supraconducteur-Isolant-Supraconducteur" ou SIS). Les fluctuations en courant émises par la jonction sont très différentes dans les deux états ; nous traiterons donc les deux régimes séparément. De cette façon, les paramètres requis afin d'obtenir des fluctuations dépendantes du courant seront clairement exposées à la fois pour les jonctions NIN et SIS.

Le métal utilisé pour fabriquer nos jonctions tunnel est de l'aluminium, comme expliqué à la section 11.4. Sous sa température critique, ce métal est un supraconducteur de type I dont les caractéristiques sont expliquées par la théorie BCS [98, 99], c'est-à-dire qu'une attraction positive entre les électrons surmonte la répulsion de Coulomb et leur permet de former des paires bosoniques – dites “de Cooper” – dans un condensat de Bose-Einstein. Cet état collectif permet alors au courant de circuler sans résistance dans le matériau devenu supraconducteur. Afin de sortir de cet état, il faut fournir assez d'énergie au système pour activer le transport par les quasiparticules formant les paires. Cela peut être fait de plusieurs façons : en appliquant un champ magnétique H , en augmentant la température T ou en appliquant un courant I à travers le supraconducteur.

Lorsqu'une jonction tunnel est créée entre deux supraconducteurs, les règles régissant le transport ne sont pas les mêmes que pour un matériau supraconducteur simple. Toutefois, les mêmes paramètres permettent encore de passer de l'état supraconducteur à normal (et vice versa). À température pièce, les jonctions tunnel étudiées sont toujours dans l'état NIN puisque la température critique de l'aluminium est de $T_c \simeq 1.2$ K. Afin de voir les effets du BCD dans une jonction NIN, qui ne se produisent aussi qu'à des températures inférieures à $E_C/k_B \simeq 1$ K, il est alors impératif d'appliquer un champ magnétique pour empêcher cette transition. Avec un champ magnétique assez élevé, la jonction demeurera dans l'état NIN peu importe les valeurs de V et T . L'état SIS est plutôt atteint à champ magnétique nul ou du moins très faible. Nous verrons alors comment la température et la tension permettent de

contrôler le transport et même de revenir à l'état NIN sous certaines conditions.

8.2.1 Jonction NIN

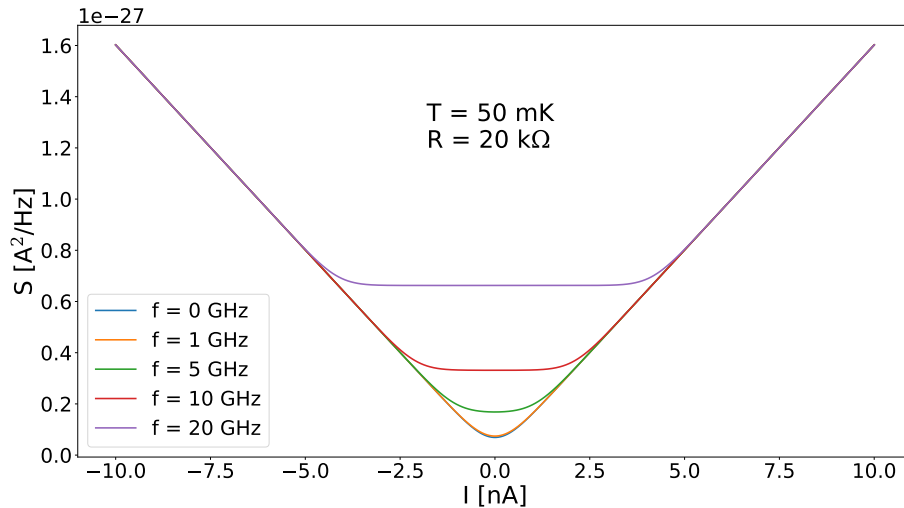


FIGURE 8.4 : Densité spectrale S de la jonction tunnel en fonction du courant I la traversant, pour différentes fréquences de détection f .

Le formalisme de Landauer-Büttiker [100, 101] basé sur la matrice de diffusion permet de calculer les propriétés de transport d'une région mésoscopique où le transport se fait de façon cohérente. Le cas typique est la jonction tunnel, où un événement tunnel se produit sur un temps extrêmement court – beaucoup plus court que les temps d'interaction électron-électron et électron-phonon. Ce formalisme permet de calculer l'opérateur courant, qui lorsque moyenné retrouve la forme linéaire de la caractéristique courant-tension d'une jonction tunnel isolée $I = V/R_T$. De plus, on trouve que la formule de la densité spectrale des fluctuations de courant hors-équilibre d'une jonction NIN est donnée par [102]

$$S(f, T, V) = \frac{1}{2R_T} \sum_{\sigma=\pm} \left[(eV + \sigma hf) \coth \left(\frac{eV + \sigma hf}{2k_B T} \right) \right]. \quad (8.19)$$

La Fig. 8.4 montre $S(f, T, V)$ en fonction du courant I traversant la jonction pour plusieurs fréquences de détection f . À haut courant, où $eV \gg hf, k_B T$, on retrouve $S = Fe|I|$ un bruit poissonien avec un facteur de Fano $F = 1$ [81]. Ici, le bruit dépend linéairement du courant; cela provient du fait que les porteurs de charge sont discrets et que chaque événement tunnel est indépendant des précédents. À l'inverse, si $eV \ll hf, k_B T$ aucune

dépendance en courant n'est présente et $S(f, T, V) = \frac{hf}{R_T} \coth\left(\frac{hf}{2k_B T}\right)$. À faible fréquence de détection, $hf \ll k_B T$, on obtient $S = 2k_B T / R_T$, le bruit de Johnson-Nyquist [103, 104] où l'agitation thermique des électrons domine. À haute fréquence de détection, on obtient $S = hf / R_T$, les fluctuations de point-zéro (ou fluctuations quantiques) [105]. Le régime intermédiaire, $eV \simeq hf, k_B T$, est hautement non-linéaire en courant.

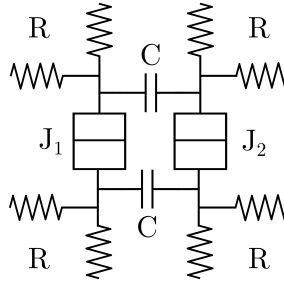


FIGURE 8.5 : Modèle de l'échantillon étudié : deux jonctions sont couplées capacitivement et reliées au monde extérieur par quatre résistances élevées.

Notre échantillon, montré à la Fig. 8.5, permet au bruit d'une jonction d'interagir avec l'autre à partir de la coupure RC donnée par les capacités d'interaction et les résistances externes jusqu'à la coupure $R_T C_J$ intrinsèque aux jonctions (considérées identiques). Ainsi, les fluctuations vues par l'autre jonction sont essentiellement intégrées sur toute cette bande passante. Cette modification du bruit de la jonction correspond à une température effective reliée à la bande passante par $T_{RC} \simeq h\Delta f_{eff} / k_B$, avec $\Delta f_{eff} = 1/R_T C_J - 1/RC$. Cette densité spectrale peut être représentée par une réduction de l'éq 8.19 à

$$S(T_{eff}, V) = GeV \coth\left(\frac{eV}{2k_B T_{eff}}\right), \quad (8.20)$$

où T_{eff} est un mélange de l'arrondi causé par l'intégration des fréquences T_{RC} et la vraie température électronique T .

L'éq. 8.20 peut alors être reliée au bruit total émis S_0 par $S_0 \simeq \Delta f_{eff} S(T_{eff}, V)$. C'est ce S_0 qui peut être inclus dans les éqs. 1.19 ou 2.8 permettant de calculer l'augmentation de résistance tunnel lorsqu'une jonction est mise en série avec une résistance externe. La forme de cette augmentation de résistance prend, au premier ordre, la forme de la seconde dérivée en tension $S_0''(I)$ pondérée par les valeurs des résistances du dispositif. La Fig. 8.6 montre la forme de S_0 et de ses dérivées en fonction du courant.

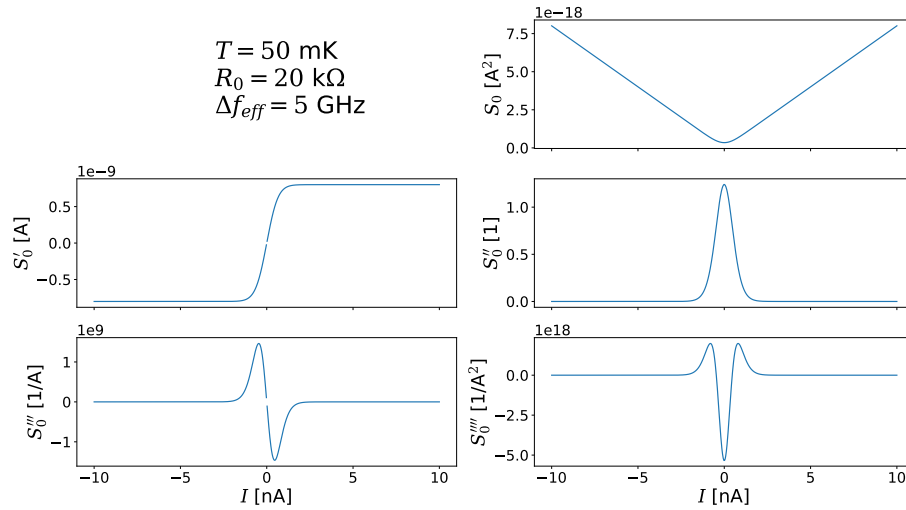


FIGURE 8.6 : Bruit $S_0(I, R_0, T, \Delta f_{eff})$ émis par une jonction tunnel et ses dérivées pour $R_0 = 20 \text{ k}\Omega$, $T = 50 \text{ mK}$ et $\Delta f_{eff} = 5 \text{ GHz}$.

Expérimentalement, l’existence de BCD est typiquement démontrée par des mesures de $R(I)$ et $V(I)$, comme présenté à la Fig. 8.1. L’effet caractéristique du BCD, un pic de résistance autour de $V = 0$, est l’élément principal de cette mesure. La forme de ce pic est bel et bien la même que celle de la deuxième dérivée du bruit à la Fig. 8.6. La théorie basée sur les effets de rétroaction du bruit semble donc s’accorder qualitativement avec l’expérience. Des tests plus quantitatifs sont faits au chapitre 9.

8.2.2 Jonction SIS

Caractéristique courant-tension

À basse énergie (T , H et V), les métaux de chaque côté de l’oxide formant la jonction tunnel deviennent supraconducteurs. Une fois dans cet état, un courant électrique traversant la jonction SIS ne fait apparaître aucune tension à ses bornes. Ce sont alors les paires de Cooper qui dominent le transport tunnel à travers la jonction. Ce “supercourant” peut être décrit par les relations Josephson dc et ac. Dans notre cas, le paramètre contrôlé expérimentalement sera le courant; la jonction est dite polarisée en courant. Ainsi, les jonctions SIS (ou jonctions Josephson) étudiées opéreront sur la branche de supercourant Josephson dc jusqu’à l’application d’un courant supérieur au courant critique I_C , à partir duquel la contribution au courant des paires de Cooper diminue drastiquement. Le régime d’effet Josephson dc est

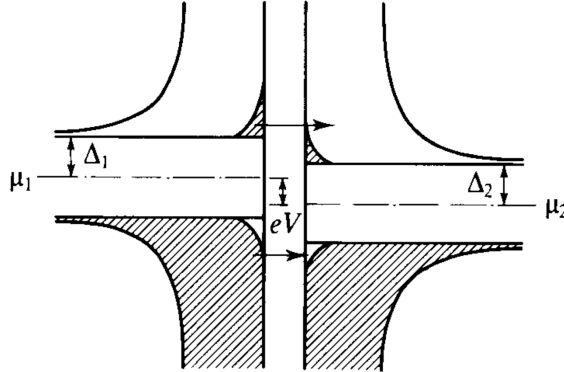


FIGURE 8.7 : Bandes d'énergies des particules participant au transport à travers la jonction SIS. Source : Page 73 du livre classique sur la supraconductivité écrit par Tinkham [99].

régi par [106, 107]

$$H_J = -E_J \cos(\varphi), \quad (8.21)$$

avec $E_J = \hbar I_C / 2e$ l'énergie Josephson et $\varphi = \int dt 2eV / \hbar$ la différence de phase entre les deux réservoirs supraconducteurs. L'éq. 8.21 est valide pour n'importe quel lien faible entre deux supraconducteurs. Dans le cas d'une jonction tunnel, le courant critique est donné par [108]

$$I_C R_T = \frac{\pi \Delta(T)}{2e} \tanh\left(\frac{\Delta(T)}{2k_B T}\right), \quad (8.22)$$

avec R_T la résistance de la jonction dans l'état normal et $\Delta(T) = eV_g / 2$ la bande d'énergie interdite supraconductrice. La majorité des résultats traités ici sont à une température très faible devant la température critique ; dans ce cas $\Delta(T) \simeq \Delta(0) \equiv \Delta$.

La Fig. 8.7 (Tinkham p.73 [99]) montre les bandes d'énergie d'une jonction SIS dans le modèle dit du "semiconducteur". Une tension de polarisation V est appliquée entre les deux côtés de la jonction et décale les bandes d'énergie. L'occupation des bandes de quasiparticules électroniques au-delà de la bande interdite supraconductrice n'est pas nulle puisque $T \neq 0$. Les paires de Cooper de chaque côté forment un condensat aux potentiels chimiques μ_1 et μ_2 .

Dans notre cas, où la jonction est polarisée en courant et non en tension, cette représentation est tout de même utile puisqu'elle permet de comprendre les différents régimes de transport. En effet, lors d'une polarisation en courant, la tension n'est pas changée de façon continue, mais subit plutôt des changements abrupts délimitant clairement certains régimes.

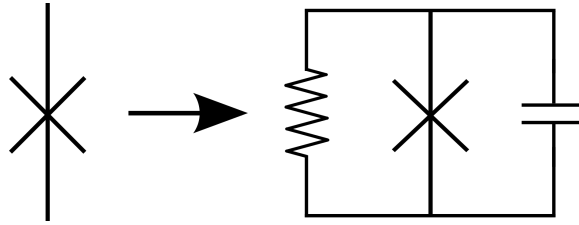


FIGURE 8.8 : Représentation du modèle RCSJ : une jonction SIS est modélisée par une jonction SIS idéale en parallèle avec une résistance et une capacité.

Sous I_C , aucune différence de tension ne peut apparaître entre les deux côtés de la jonction. Leurs bandes d'énergie sont alignées et à température suffisamment faibles seulement les paires de Cooper peuvent contribuer au transport. Au delà de I_C , le courant est assez élevé pour permettre aux quasiparticules de contribuer au courant et une tension $V \simeq 2\Delta/e$ apparaît aux bornes de la jonction. Dans la vision du modèle semiconducteur présenté ci-haut, cela correspond à aligner la bande de quasiparticules d'un des côtés avec la bande des paires de Cooper de l'autre : c'est le régime de transport QIS (quasiparticules-isolant-supraconducteur). À courant encore plus élevé, la contribution au courant par les paires de Cooper devient pratiquement nulle et le comportement moyen de la jonction est alors équivalent à celui du régime NIN. Pour décrire cette transition le modèle RCSJ (de l'anglais *resistively and capacitively shunted junction*) [109] est nécessaire ; son schéma est présenté à la Fig. 8.8. Dans ce modèle, la résistance tient compte de la dissipation occasionnée lorsque la tension aux bornes de la jonction est non-nulle et le condensateur représente la capacité intrinsèque entre les deux électrodes de la jonction tunnel. Il est alors possible de dériver une équation différentielle du second ordre en fonction de la différence de phase φ entre les deux supraconducteurs

$$I/I_C = C \frac{\hbar}{2e} \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{1}{R} \frac{\hbar}{2e} \frac{d\varphi}{dt} + \sin \varphi. \quad (8.23)$$

Ceci peut être réécrit sous la forme d'une équation du mouvement d'une particule dans un potentiel $U(\varphi)$

$$m\ddot{\varphi} + \gamma\dot{\varphi} + \frac{dU(\varphi)}{d\varphi} = 0, \quad (8.24)$$

avec $U(\varphi) = -E_J \cos(\varphi) - (\hbar I_C/2e)\varphi$ et où $m = C\hbar/2e$ représente l'équivalent de la masse de la particule et $\gamma = \hbar/2eR$ l'amortissement de son mouvement. Ce potentiel dit de "planche à laver" (de l'anglais *washboard*) met en évidence l'énergie Josephson E_J , qui

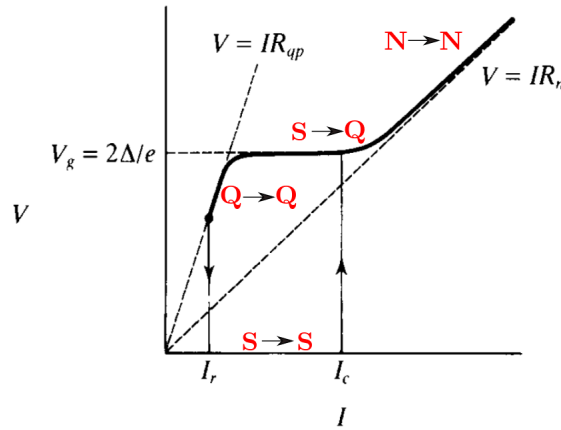


FIGURE 8.9 : Caractéristique courant-tension d’une jonction SIS dans le régime sous-amorti. Les lettres en rouge – S pour paires de Cooper, Q pour quasiparticules et N pour électrons – représentent les différents régimes régissant le transport dans les quatre régimes indiqués. Source : Tinkham p. 207 [99].

représente la hauteur des oscillations du potentiel. Lorsque $I = I_C$, les minima de ce cosinus deviennent plats et aucune solution stable pour ce potentiel n’existe à partir de ce point. L’effet de la température dans ce modèle est de permettre des sauts en énergie d’une valeur ΔE avec une probabilité suivant une distribution de Maxwell-Boltzmann $e^{\Delta E/k_B T}$; des sauts au dessus de la barrière sont donc possibles par activation thermique. Ce phénomène est à contraster avec le tunneling macroscopique quantique dû aux sauts à travers la barrière qui proviennent de la nature quantique de la phase φ [110].

Deux régimes distincts apparaissent avec ce formalisme, un régime sous-amorti et un sur-amorti. Le paramètre à surveiller est le facteur de qualité $Q = \omega_p \tau_{RC}$, avec $\omega_p = \sqrt{\frac{2eI_c^0}{\hbar C}}$ la fréquence plasma, C la capacité de la jonction et τ_{RC} le temps de relaxation du système. Dans le cas de deux jonctions couplées (Fig. 8.5), ce temps de relaxation est donné par $\tau_{RC} = R_{\parallel} C$, avec R_{\parallel} donné à l’éq. 2.14. Le facteur de qualité représente l’amortissement ou la dissipation du système : plus Q est grand, moins il y a de dissipation dans le système. Lorsque C est assez petit pour que $Q \ll 1$, les jonctions sont dites sur-amorties. Dans ce cas, le terme en $\ddot{\varphi}$ peut être négligé et l’éq. 8.24 devient une équation différentielle du premier ordre.

Pour des jonctions dans le régime sous-amorti (ce qui est le cas des échantillons étudiés ici, comme montré à la section 9.5), on retrouve les conclusions trouvées ci-haut avec le modèle semiconductor. Premièrement, aucune différence de tension n’apparaît tant que le

courant n'atteint pas $I = I_C$, le transport se fait par les paires de Cooper. Ensuite, à partir de I_C , la tension saute de façon discontinue à $V \simeq I_C R$, qui correspond à $V = 2\Delta/e$ la bande d'énergie interdite supraconductrice. À ce moment, comme expliqué ci-haut, les minima du cosinus sont devenus plats et ce saut en tension correspond à la possibilité soudaine pour la particule de glisser continuellement ; la phase augmente donc à un taux $2eV/\hbar$. Le transport est alors régi par un transfert de quasiparticules du modèle RCSJ en paires de Cooper ; la différence de tension entre les deux côtés de la jonction étant égale à l'énergie de la bande interdite. Lorsque le courant est augmenté au-delà de I_C , la pente descendante du potentiel devient tellement grande que sa représentation en planche à laver n'est plus vraiment pertinente. Le transport se fait alors complètement par les quasiparticules et on retrouve la courbe $V = IR_T$ d'une jonction NIN. Finalement, si le courant est rediminué sous I_C , le même saut aura lieu à un courant plus faible appelé le courant de recapture $I_r = 4I_C/\pi Q$. L'interprétation de ce phénomène par le modèle RCSJ est la suivante : la particule glissant le long du potentiel a une énergie cinétique suffisante pour remonter de petites barrières si l'amortissement est assez faible. La caractéristique courant-tension de la jonction devient donc hystérétique. La dépendance en $1/Q$ montre que l'énergie acquise par le courant sur une période de 2π de la phase doit être dissipée entre deux barrières afin que la particule soit recapturée dans un minima du cosinus. Puisque $V < 2\Delta/e$, le transport se fait alors seulement entre quasiparticules de chaque côté de la jonction. La Fig. 8.9 (Tinkham p. 207 [99]) montre la caractéristique courant-tension complète d'une jonction Josephson sous-amortie. Les quatre régimes de transport, $S \rightarrow S$ pour $I < \{I_C, I_r\}$, $Q \rightarrow S$ (Q pour quasiparticule) pour $I \simeq I_C$, $Q \rightarrow Q$ pour $I_C > I > I_r$ et $N \rightarrow N$ pour $I > I_C$ sont indiqués.

Lorsque les processus thermiques permettant de sauter par dessus la barrière sont pris en compte, les courants I_C et I_r commencent à fluctuer. En effet, l'activation thermique a tendance à augmenter I_r et diminuer I_C . Toutefois, l'activation thermique peut être négligée si la hauteur de la barrière $2E_J$ est beaucoup plus grande que $k_B T$. Cette condition mène à [99]

$$2E_J/k_B T = 1.76(R/R_Q)(T/T_C). \quad (8.25)$$

Ainsi, les fluctuations thermiques sont importantes jusqu'à $T/T_C \simeq R_Q/R$. De plus, lorsque les fluctuations thermiques deviennent trop importantes, elles mènent à une transition complète d'une jonction SIS vers l'état NIN en permettant d'exciter directement les paires de Cooper jusque dans les états électroniques d'énergie Δ .

La transition entre SIS et NIN se produit aussi en champ magnétique. Comme montré expérimentalement au chapitre 9, dans ce cas c'est plutôt toute la courbe I-V qui évolue continuellement alors que le champ magnétique augmente. En effet, augmenter le champ revient à diminuer la bande d'énergie interdite supraconductrice jusqu'à permettre aux quasiparticules de traverser la jonction à un courant presque nul. Notons que le champ magnétique appliqué ici est toujours perpendiculaire à la surface de la jonction. Ainsi, son seul effet est d'introduire des vortex dans les contacts de la jonction jusqu'à éventuellement complètement tuer la supraconductivité. Des travaux récents sur les effets géométriques d'un champ perpendiculaire montrent par contre que cette représentation est probablement trop simple [111].

Fluctuations et blocage de Coulomb dynamique

Les fluctuations en courant d'une jonction SIS sont drastiquement différentes si $I < I_C$ ou $I > I_C$ [112-116]. En effet, au-delà de I_C , les fluctuations sont régies par l'éq. 8.19 puisqu'elles sont dues au tunneling des quasiparticules, tout comme la jonction NIN. On s'attend alors à une dépendance en courant provenant du bruit de grenaille : $S \propto e|I|$. Toutefois, lorsque $I \ll I_C$, la jonction est dans la branche de supercourant et, par le théorème de fluctuation-dissipation, aucune fluctuation n'est attendue du transport par les paires de Cooper. La seule contribution devrait provenir du bruit thermique et les fluctuations devraient donc être indépendantes de I (ou V). Ainsi, les fluctuations en courant changent drastiquement autour de $I \sim I_C$ et le signal du BCD devrait lui aussi être maximal à ce point de courant. La Fig. 8.10, tirée d'un article de Jabdaraghi et al. [112], montre clairement la forme distincte des fluctuations de la jonction SIS à faible et haute tension ainsi que la transition drastique entre les deux. Il est raisonnable de s'attendre à une courbe semblable en fonction du courant, mais potentiellement différente autour de la transition.

Le blocage de Coulomb dynamique a été étudié en détail sur des jonctions Josephson polarisées en tension [23, 24, 26-28, 32, 39, 40, 54, 87-89, 91, 114, 117-120]. Dans ce régime, le supercourant est réprimé et le transport est alors régi par le tunneling incohérent de paires de Cooper. La théorie $P(E)$ étendue aux jonctions supraconductrices explique bien ce phénomène. Toutefois, ces théories ne sont pas construites pour être appliquées lorsque la jonction est polarisée en courant et est opérée sur la branche de supercourant, comme c'est le cas ici. Le modèle RCSJ présenté ci-haut, combiné avec les méthodes par renormalisation et itérative que nous avons développées, est alors plus adapté pour discuter des résultats

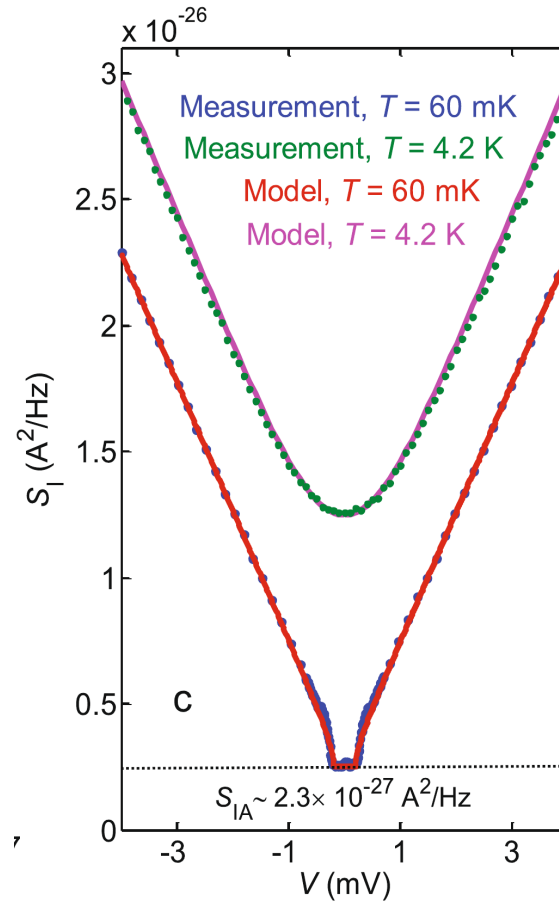


FIGURE 8.10 : Bruit en courant d’une jonction tunnel dans les régimes NIN ($T = 4.2$ K) et SIS ($T = 60$ mK) [112].

obtenus dans ce régime présentés à la section 9.5.

8.2.3 Régime intermédiaire

Notre cryostat à dilution contient un aimant qui permet de changer le champ magnétique de façon continue, par incréments de ~ 3 mT. La Fig. 9.20 montre la résistance à $I = 0$ des jonctions 37 et 38 de l’échantillon K9700 qui est l’échantillon principal de cette thèse. On voit qu’à très bas champ, jusqu’à environ 50 mT, les jonctions montrent une résistance nulle et sont donc dans le régime SIS. Puis, vers les 50 mT, leur résistance augmente drastiquement. Enfin, cette résistance diminue et se stabilise aux alentours de 350 mT où les jonctions sont dans le régime NIN. Les régimes extrêmes, 0 mT (SIS) et 400 mT (NIN),

sont bien expliqués par les théories présentées aux deux sections précédentes comme on le verra expérimentalement aux sections 9.4 et 9.5.

Le champ magnétique ayant une influence sur la bande d'énergie interdite supraconductrice, le régime intermédiaire permet d'explorer plus en détails le transport dans le régime où la densité des quasiparticules est très faible. À notre connaissance, le blocage de Coulomb dynamique dans ce régime intermédiaire n'a pas été exploré dans la littérature à ce jour. Les données montrées à la section 9.6 sont un premier pas dans l'exploration de ce régime complexe bien plus difficile à interpréter.

8.3 Jonctions tunnel couplées capacitivement

Malgré le fait que la jonction tunnel a déjà été étudiée abondamment, aucune mesure des propriétés de transport modifiées par l'interaction entre deux jonctions tunnel couplées n'a été réalisée à ce jour. La grande difficulté théorique de calculer les effets de cette interaction a un important rôle à jouer pour expliquer ce manque. Le seul papier théorique à ce sujet provient de Geigenmüller et al. [29] qui ont calculé cette interaction avec le formalisme $P(E)$. Seulement deux régimes leur sont accessibles : le cas où $R \ll R_Q$ et $R/R_Q \rightarrow \infty$. Dans les deux cas, il est supposé que la résistance de la jonction R_T est plus élevée que celle de son environnement : $R_T \gg R$.

La théorie basée sur $P(E)$ développée par Geigenmüller et al. donne une importance à la comparaison des résistances du système par rapport au quantum de résistance R_Q . Cela n'est pas le cas de nos théories, comme discuté brièvement à la section 4. Le régime exploré dans cette thèse a été choisi avec les considérations de nos théories en avant-plan et fait fi de ces considérations versus R_Q . Trois considérations doivent être prises en compte.

Premièrement, la jonction tunnel n'émet du bruit dépendant du courant que dans certaines conditions. Il est important que les fluctuations thermiques et que les fluctuations du vide, qui sont toutes les deux indépendantes du courant, ne soient pas dominantes. Comme discuté à la section 8.2.1, les régimes où les fluctuations dépendent le plus du courant sont $eV \simeq hf, k_B T$ et $eV > hf, k_B T$. Pour entrer dans ces régimes, le dispositif final est placé dans un cryostat à dilution permettant de réduire la température des phonons sous les 7 mK. L'intégration de notre échantillon dans un tel appareil est discuté au chapitre 13.

Deuxièmement, l'interaction capacitive entre les jonctions doit être la plus grande possible. Cette condition correspond à maximiser S_0 et donc maximiser le signal de BCD. Pour ce faire, il est important que les jonctions elles-mêmes aient une bande passante intrinsèque la plus large possible. Cela permet aux fluctuations émises par chaque jonction tunnel de ne pas être directement court-circuitées par leur propre capacité jusqu'à haute fréquence. Cette bande passante est inversement proportionnelle à la capacité et la résistance de la jonction par $\Delta f_J = 1/(R_T C_J)$. D'un côté, la résistance dépend de l'aire de recouvrement de la jonction A et de l'épaisseur d'oxyde d par $R_T \propto e^{1/d}/A$. De l'autre côté, la capacité est donnée par $C_J \propto A/d$. Ainsi, la bande passante ne dépend pas de l'aire de recouvrement, mais seulement de l'épaisseur d'oxyde par $\Delta f_J \propto d e^{-1/d}$. Réduire d permet donc d'augmenter la bande passante. Le taux d'oxydation est donc utilisé pour régler la bande passante; ceci est exploré en détail à la section 11.4. Il est aussi important que les capacités inter-jonctions aient une impédance plus faible que les résistances externes R à partir d'une fréquence assez basse jusqu'à la bande passante de la jonction afin de ne maximiser l'interaction entre les jonctions. Ceci sera discuté à la section 11.3.

Finalement, l'éq. 2.8 montre que l'effet du BCD est proportionnel à $R_{\parallel} = RR_T/(R + R_T)$. Il est donc important de maximiser ces deux résistances. L'aire de recouvrement des jonctions est le paramètre parfait pour manipuler la résistance d'une jonction puisque sa bande passante ne dépend pas de l'aire de recouvrement, mais que la résistance lui est inversement proportionnelle. Par conséquent, l'aire de recouvrement des jonctions tunnel sera réduite au maximum possible avec les contraintes de fabrication discutées à la section 11.4. La résistance environnementale dépend quant à elle surtout des contraintes de fabrication, comme discuté à la section 11.2.

Conséquemment, notre dispositif tombe dans un régime non exploré dans le papier de Geigenmüller et al. : $R \simeq R_T \simeq R_Q$, où tous les paramètres sont du même ordre de grandeur. Selon nos conventions, ceci équivaut à $R_{\parallel} < R_T < R_Q$, qui est le régime optimal en tenant compte des contraintes de fabrication. Ainsi, notre dispositif se rapprochera plutôt du régime théorique de faible résistance externe. Le chapitre suivant présente les résultats expérimentaux obtenus sous ces conditions.

Chapitre 9

Résultats et analyse

Une fois l'échantillon fabriqué, posé dans son porte-échantillon et installé dans le cryostat à dilution (ces étapes étant détaillées dans la partie **IV**), il ne reste alors qu'à le brancher au monde extérieur de façon à mesurer les quantités qui nous intéressent. Ce chapitre débute à la section **9.1** par une présentation des caractéristiques des deux échantillons sur lesquels tous les résultats de ce chapitre ont été obtenus, puis continue à la section **9.2** par une description des deux montages différents utilisés. Ensuite, les résultats obtenus à l'aide de ces montages sont exposés pour trois régimes différents en champ magnétique. En effet, la physique des jonctions tunnel est très différente lorsque celle-ci est supraconductrice ou non, comme expliqué à la section **8.2**. Les résultats sont donc séparés en trois parties majeures ; les deux régimes extrêmes en champ magnétique – 400 mT à la section **9.4** et 0 mT à la section **9.5**– puis le régime intermédiaire plus complexe à la section **9.6**.

9.1 Caractérisation des échantillons

Tous les résultats présentés dans cette partie ont été mesurés une fois l'échantillon branché dans le cryostat à dilution, sauf ceux de cette section. Il est nécessaire de caractériser tout dispositif avant son installation dans le cryostat. Cela permet d'assurer son fonctionnement et de réduire les pertes de temps. Les valeurs de résistance à température pièce discutées dans cette section ont été prises à l'aide d'une station sous-pointes à température

pièce avant de poser l'échantillon sur son porte-échantillon. Elles ont ensuite été validées au lock-in une fois le dispositif complet installé dans le cryostat.

9.1.1 K970I

Le premier échantillon sur lequel certains résultats de ce chapitre ont été obtenus, K970I, aurait pu être le dernier étudié. Par malchance, les jonctions formant la meilleure paire – 55 et 56 – ont soudainement changées de propriétés drastiquement après leur troisième refroidissement. En effet, leurs résistances ont drastiquement chuté, indiquant un soudain court-circuit. Dû au mauvais rendement de la fabrication à ce moment (voir le chapitre 12), un autre échantillon complet était nécessaire puisqu'aucune autre bonne paire n'était disponible sur K970I après cet incident. Vu le grand temps nécessaire pour certaines mesures, elles ont seulement été vérifiées rapidement sur l'échantillon subséquent. Ainsi, certaines courbes prises sur K970I seront discutées dans ce qui suit.

Les deux jonctions étudiées sur K970I sont les jonctions 55 et 56. Celles-ci ont respectivement des résistances de 3.5 et 3.2 k Ω à température pièce. Les résistances environnementales sont en moyenne de 29.1 k Ω (29.1, 28.3, 28.8, 30.2 pour J_{55}).

Tous les résultats présentés sur K970I ont été mesurés avec l'échantillon posé directement sur le dernier étage du cryostat. Le champ magnétique était créé par deux aimants permanents en néodyme disposés de chaque côté du porte-échantillon, directement au dessus et en dessous du substrat de 10 mm \times 10 mm. Ce champ magnétique n'était toutefois pas assez pour complètement tuer la supraconductivité dans cet échantillon à une température de cryostat de 8 mK.

9.1.2 K970O

K970O est le dernier échantillon mesuré. La grande majorité des résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus sur celui-ci. C'est le seul qui a été réalisé à l'aide de la nouvelle géométrie et les nouvelles résines de lithographie à faisceau d'électrons discutées à la section 12.1. Toutefois, certaines mesures ayant un grand coût en temps et qui étaient déjà concluantes sur K970I n'ont pas été refaites sur K970O. Conséquemment, certaines sections contiennent des mesures réalisées sur K970I; ces précisions sont clairement indiquées.

Les deux jonctions choisies sur K9700 sont les jonctions 37 et 38. Celles-ci ont respectivement des résistances de 20 850 et 19 200 k Ω à température pièce. Les résistances environnementales sont en moyenne de 56.5 k Ω (56.4, 57.4, 58.0, 58.2 pour J_{37} et 55.4, 55.0, 55.2, 56.0 pour J_{38}).

Les résultats présentés sur K9700 ont été mesurés avec l'échantillon posé directement sur une pièce supplémentaire du cryostat autour de laquelle s'attache un aimant intégré afin de pouvoir contrôler le champ magnétique appliqué.

9.2 Montages expérimentaux

Pour chacun des régimes en champ magnétique, deux mesures ont été réalisées sur nos échantillons. Celles-ci proviennent de deux montages expérimentaux complémentaires. Les trois sections suivantes de ce chapitre, qui se concentrent chacune sur un régime particulier en champ magnétique, sont donc à leur tour divisées en sous-sections correspondant aux résultats obtenus avec ces deux montages.

Le premier montage permet de mesurer la résistance $R(I_x, I_y)$ et la tension $V(I_x, I_y)$ aux bornes de chaque jonction, où $\{x, y\}$ représentent chacun une jonction, tout en contrôlant indépendamment le courant traversant chacune d'elles. Cette mesure équivaut à la mesure de BCD habituelle, mais avec un bouton supplémentaire : le courant dans l'autre jonction. Comme montré à la section 8.2, dans certains régimes le bruit émis par l'autre jonction dépend du courant la traversant ; contrôler le courant permet donc de contrôler le bruit émis par celle-ci. Le montage présenté à la Fig. 9.1 est utilisé pour réaliser ces mesures de $R(I_x, I_y)$ et de $V(I_x, I_y)$. La résistance de chaque jonction est mesurée au lock-in à une fréquence inférieure à la fréquence minimale d'interaction entre les jonctions (~ 10 MHz, voir la section 11.3) afin d'assurer que cette excitation est découplée de l'autre jonction. Une résistance de polarisation de $R_{load} = 1$ G Ω assure que le courant alternatif de polarisation $R_{load}\delta V$ est connu avec une grande précision peu importe la résistance de la jonction ; ceci sera surtout important avec les jonctions SIS qui ont sous certaines conditions des résistances extrêmement élevées. Chaque jonction est aussi polarisée en courant continu par une source de tension (V_{s1} et V_{s2}) suivie d'une résistance de polarisation de 10 M Ω . Finalement, un multimètre permet de mesurer la tension continue aux bornes de chaque jonction.

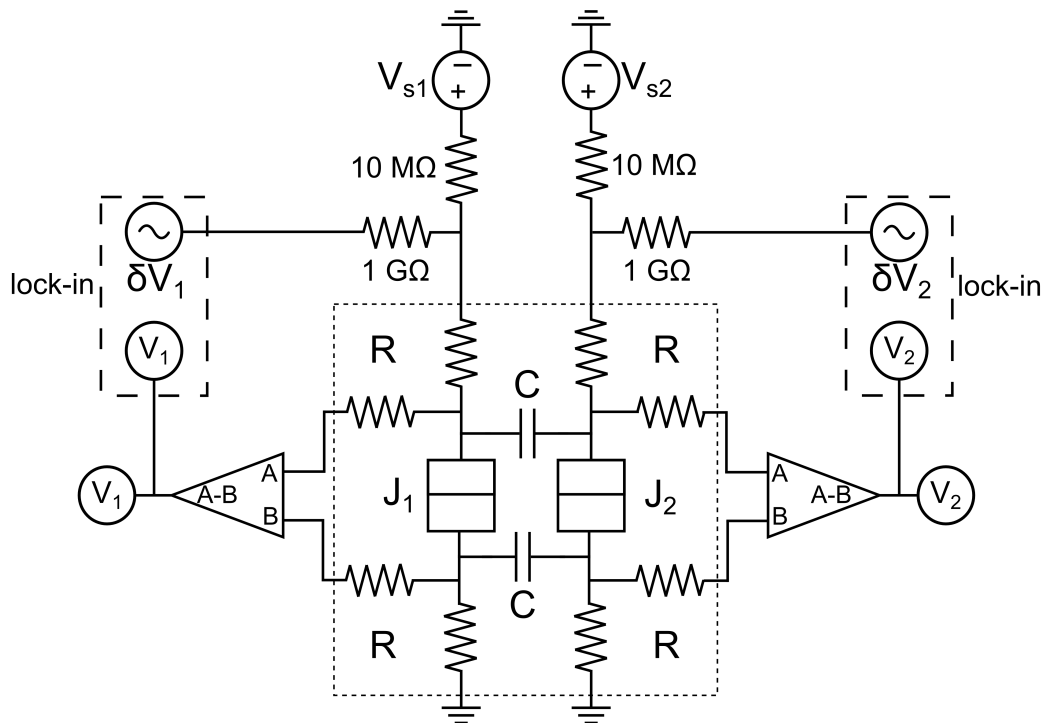


FIGURE 9.1 : Montage expérimental pour la mesure du BCD. L'encadré pointillé central représente l'échantillon. Chaque jonction est polarisée en courant continu par une source de tension (V_{s1} et V_{s2}) en série avec une résistance de $10\text{ M}\Omega$ et en courant alternatif par un lock-in (δV_1 et δV_2) en série avec une résistance de $1\text{ G}\Omega$.

Leur résistance est mesurée à l'aide d'un lock-in et un voltmètre mesurant la tension à leurs bornes, qui est préalablement amplifiée à température pièce.

Deuxièmement, il est possible de mesurer la quantité $\partial V_x / \partial I_y$, nommée la transrésistance à la section 2.2. Pour ce faire, le montage montré à la Fig. 9.2 est utilisé. Ici, l'excitation et la mesure au lock-in sont chacune effectuées sur une jonction différente. Cette quantité mesure la réponse d'une jonction à l'application d'un courant à travers l'autre jonction. Sans effet non-linéaire, cette mesure devrait toujours être nulle, en autant que la fréquence d'excitation du signal δV soit trop faible pour le laisser passer à travers les capacités de couplage. En effet, ce montage permet de mesurer directement la force des non-linéarités présentes dans le système. Les mêmes résistances de polarisation ont été utilisées ici.

Les fréquences d'excitation des lock-in sont autour de 70 Hz pour les deux montages. Une fréquence plus basse augmente le bruit en $1/f$ du circuit, alors qu'une fréquence plus haute est atténuée par la coupure RC des câbles coaxiaux du cryostat. La gamme de fréquence entre 70 à 80 Hz semble optimale selon nos contraintes et afin d'éviter le bruit du

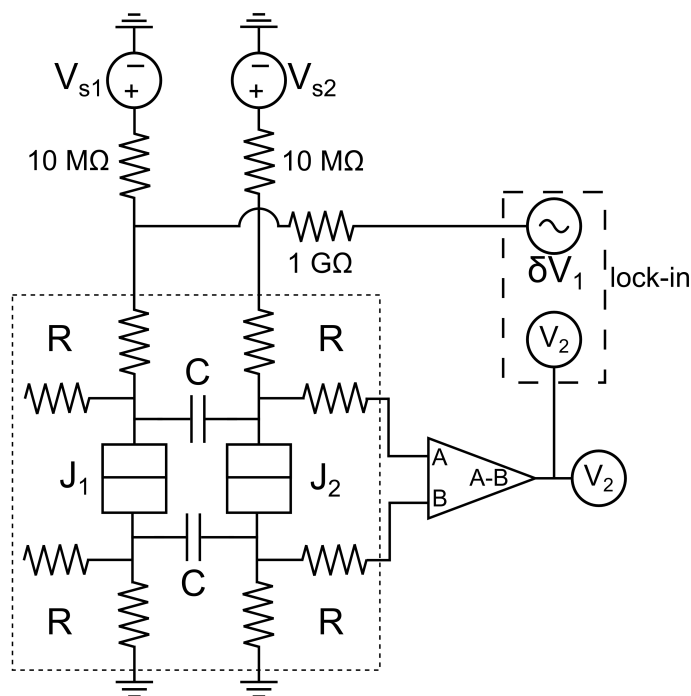


FIGURE 9.2 : Montage expérimental pour la mesure de la transrésistance. L'encadré pointillé central représente l'échantillon. Chaque jonction est polarisée en courant continu par une source de tension (V_{s1} et V_{s2}) en série avec un résistor de $10\text{ M}\Omega$.

Une seule jonction est polarisée en ac par la référence d'un lock-in (δV_1) en série avec un résistor de $1\text{ G}\Omega$. Ce même lock-in mesure la tension V_2 aux bornes de l'autre jonction (préalablement amplifiée à température pièce) qui est aussi mesurée en dc par un voltmètre.

secteur à 60 Hz .

Les lock-in utilisés sont de marque SR830. Les sources de tension sont des Yokogawa GS200. Les multimètres sont des Agilent 34410. Les signaux mesurés sont amplifiés par des pré-amplificateurs basse fréquence LI75-A de NFCorp ayant un gain de 100.

Chaque point à différent courant continu $I_{x,y}$ des mesures montrées dans ce chapitre a été moyenné durant $\sim 3\text{ s}$, à moins d'indication contraire.

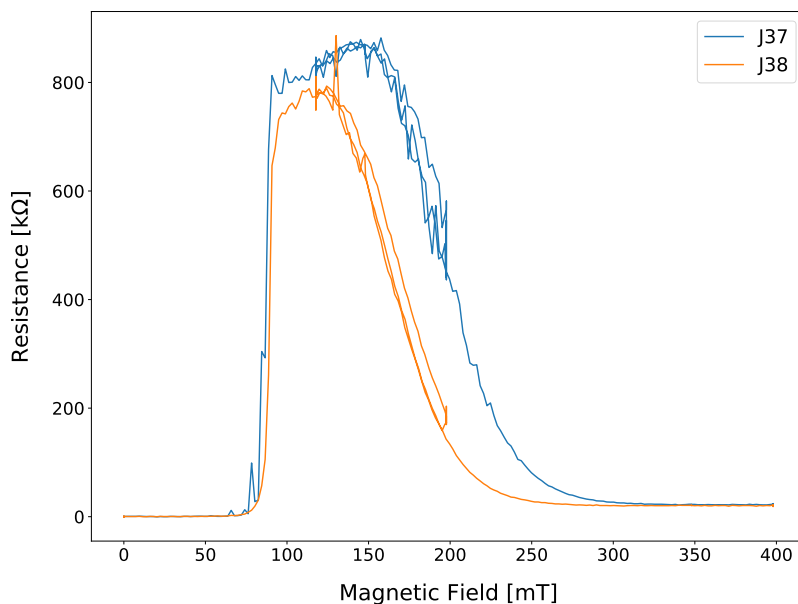


FIGURE 9.3 : Résistance de J_{37} (bleu) et J_{38} (orange) en fonction du champ magnétique.

9.3 Définition des trois régimes de mesure

La mesure de la résistance des jonctions à courant nul – réalisée à l’aide du premier montage – permet de bien séparer les trois régimes en champ magnétique : **normal**, **supra-conducteur** et **intermédiaire**.

Notre cryostat à dilution permet une variation du champ magnétique par pas de ~ 3 mT jusqu’à un maximum de ~ 7 T. Cette grande flexibilité permet d’étudier à la fois les régimes extrêmes de haut et bas champ, mais aussi tout le régime de transition à champ intermédiaire. La Fig. 9.3 montre la résistance de chacune des jonctions en fonction du champ magnétique lorsque $I_{37} = I_{38} = 0$. Jusqu’à ~ 70 mT, les jonctions demeurent dans un état supraconducteur de résistance nulle. Puis, leur résistance augmente drastiquement jusqu’à atteindre un certain plateau de ~ 100 à 150 mT. Finalement, au-delà de ce plateau de résistance extrême, les résistances diminuent jusqu’à retourner aux valeurs attendues de ~ 20 kΩ dans leur état normal. Les sections suivantes explorent ces trois régimes en champ magnétique.

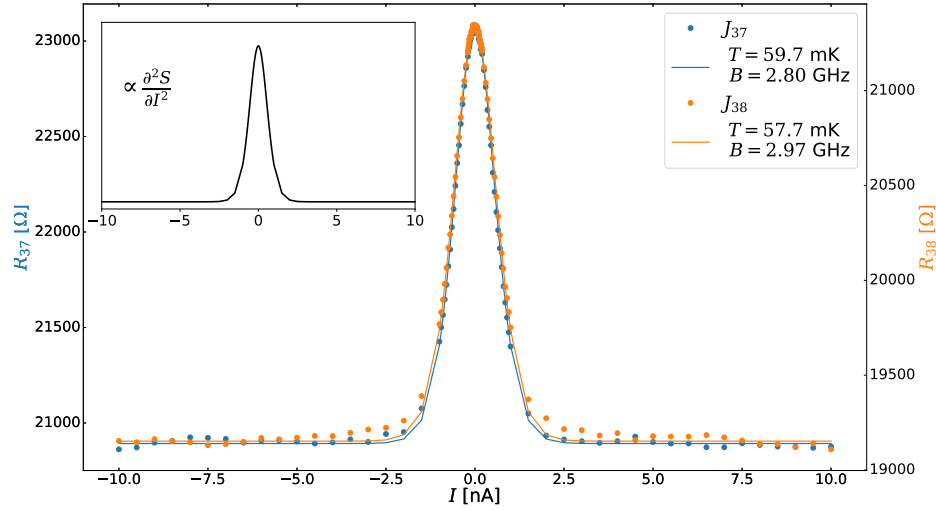


FIGURE 9.4 : Résistance de J_{37} (bleu) et J_{38} (orange) en fonction du courant dans celles-ci pour un courant nul dans l'autre jonction. Les lissages sont faits à partir du premier ordre des équations théoriques obtenues par les méthodes de renormalisation et itérative. Encadré : Terme dominant les corrections au premier ordre.

9.4 Jonctions normales ($H \sim 400$ mT)

À haut champ magnétique, l'aluminium composant les réservoirs de la jonction tunnel et le reste du circuit redevient dans son état métallique normal. Ce régime est celui le plus simple à étudier, le transport étant régi par les électrons traversant la jonction par effet tunnel. Les mesures présentées dans cette section ont été prises sous un champ magnétique d'environ 400 mT. Nous supposons que cette valeur de champ magnétique est suffisante pour complètement supprimer la supraconductivité sans toutefois altérer les propriétés de transport des jonctions.

9.4.1 Blocage de Coulomb Dynamique

$R_x(I_x)$ pour $I_y = 0$.

La Fig. 9.4 montre la résistance différentielle $\frac{\partial V}{\partial I}$ de chaque jonction en fonction du courant la traversant pour une température du cryostat sous les 8 mK. L'excitation au lock-in est de 40 pA. Il a été vérifié que ce signal était assez faible pour ne pas affecter la mesure ; une amplitude plus élevée arrondit la mesure et diminue la hauteur maximal du pic à courant

nul, alors qu'une amplitude plus faible ne fait qu'augmenter le bruit sur la mesure. La courbe présentée est la moyenne de 10 mesures consécutives.

Les deux jonctions ont un comportement presque identique. Leur différence de résistance à haut courant : $R_{37} = 20.90 \text{ k}\Omega$ et $R_{38} = 19.15 \text{ k}\Omega$ est inférieure à 10 %. La signature classique du BCD, le pic de résistance clairement visible entre $\pm 1 \text{ nA}$, est d'une hauteur de $\sim 10\%$ de la résistance à haut courant. D'après la théorie $P(E)$, la largeur de ce pic devrait correspondre à l'énergie de charge [6]; c'est le "Coulomb gap". En comparant E_C avec $eR_T I$ pour $I = 1 \text{ nA}$, on obtient $C_J \sim 4.0 \text{ fF}$. Ainsi, la bande passante intrinsèque de la jonction serait de $\Delta f = 1/(R_T C_J) \simeq 12.5 \text{ GHz}$.

Malgré le fait que les méthodes théoriques développées dans la partie I ne devraient pas fonctionner à des températures aussi basses où les effets quantiques entrent en jeu, il est pertinent de vérifier jusqu'à quel point elles demeurent des approximations valables. Les lissages sur la Fig. 9.4 sont obtenus en tenant compte du premier ordre des corrections à la résistance $\propto S''$, avec comme paramètres libres la bande passante de la jonction (responsable de l'amplitude du pic) ainsi que la température électronique (responsable de la largeur du pic, mais qui affecte aussi son amplitude). On rappelle qu'au premier ordre les éqs. 1.19 de la méthode par renormalisation et 2.8 de la méthode itérative sont équivalentes. La théorie reproduit très bien le pic présent sur la courbe expérimentale, mais pas tout à fait les ailes de ce pic. Cet accord presque parfait est remarquable pour des équations valables en régime classique. L'impédance $R_{\parallel} = (R_x^{-1} + R_y^{-1} + 2R^{-1})^{-1} \simeq 7150 \Omega$ est calculée en utilisant les valeurs à haut courant pour les résistances de chaque jonction et $R \simeq 50 \text{ k}\Omega$ pour les résistances externes. Les températures électroniques de $\sim 60 \text{ mK}$ obtenues sont plutôt élevées comparées à la température phononique mesurée qui est sous les 8 mK . Cet écart est normalement attribué au filtrage inadéquat des lignes dc qui laissent passer des fluctuations de grande amplitude réchauffant les électrons. Cependant, dans notre cas, les résistances externes devraient limiter cet effet. Ainsi, nous attribuons plutôt cette augmentation de la température effective à la bande passante intrinsèque de la jonction comme discuté à l'éq. 8.20. De plus, la bande passante trouvée est plus faible que celle qui est attendue par le calcul rapide à l'aide du "Coulomb gap", mais reste du même ordre de grandeur.

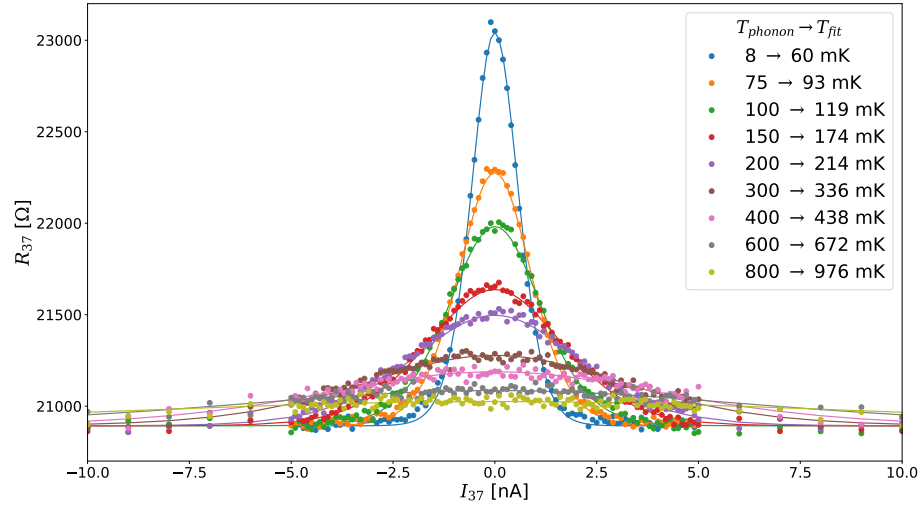


FIGURE 9.5 : Résistance de J_{37} en fonction de I_{37} pour différentes températures avec $I_{38} = 0$.

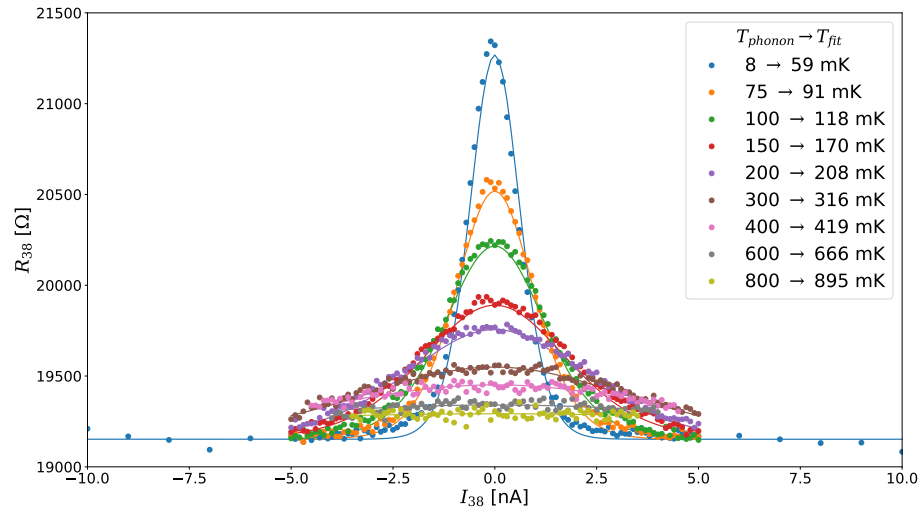


FIGURE 9.6 : Résistance de J_{38} en fonction de I_{38} pour différentes températures avec $I_{37} = 0$.

$R_x(I_x)$ pour $I_y = 0$ à des températures variables.

Les Fig. 9.5 et 9.6 présentent respectivement des mesures de R_{37} et R_{38} pour plusieurs températures phononiques de 8 à 800 mK. Ces résultats montrent un élargissement du pic de BCD avec l'augmentation de la température électronique. Cela est dû à la dépendance en température du bruit S_{37} (voir l'éq. 8.19), qui est responsable de l'apparition de ce pic ($\delta R \propto S''$). Les lissages sur ces figures sont faits à partir du premier ordre de l'éq. 1.19. Encore une fois, les températures électroniques provenant des lissages – où le seul paramètre libre est la température, la bande passante étant fixée à la valeur obtenue à la Fig. 9.4 – sont

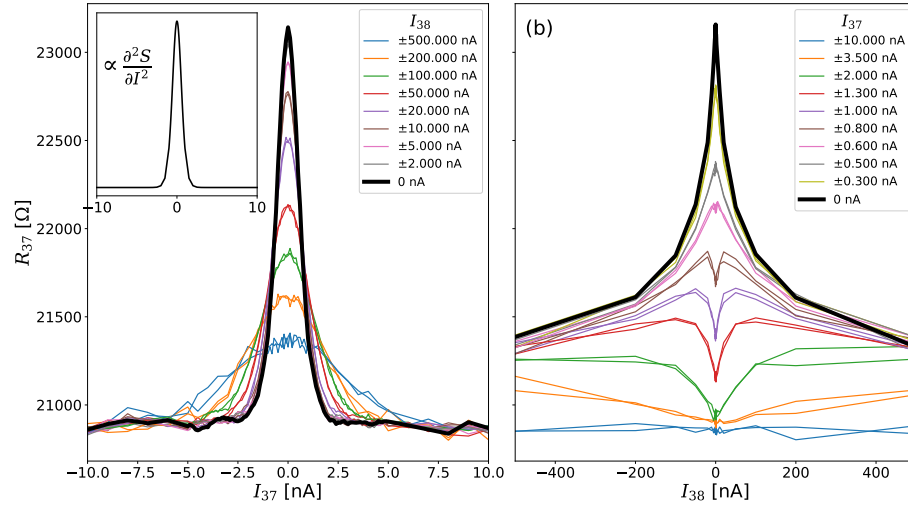


FIGURE 9.7 : Résistance de J_{37} en fonction de I_{37} (a) et de I_{38} (b).
Encadré : Terme dominant les corrections au premier ordre.

plus grandes que les températures phononiques du cryostat pour les courbes à très basse température. Cela est toujours attribué à l'augmentation de la température effective mesurée causée par l'intégration du bruit émis sur une bande passante effective Δf_{eff} (voir l'éq. 8.20). À haute température phononique – 600 mK et 800 mK – la température électronique de lissage est aussi artificiellement augmentée puisque la plage de courant utilisée pour mesurer le pic est nettement insuffisante pour obtenir un bon lissage.

Il est remarquable que nos théories, basée sur l'effet classique de rétroaction du bruit, obtiennent un si bon accord sur ces résultats habituellement compris comme provenant d'un phénomène profondément quantique. Dans la section qui suit, nous allons pousser plus loin notre théorie en étudiant le régime où la deuxième jonction joue un rôle important dans les propriétés de transport de la première.

$R_x(I_x)$ pour $I_y \neq 0$.

Regardons maintenant ce qu'il se produit à la résistance de J_{37} lorsqu'un courant est maintenu à travers J_{38} . Dans ce cas, le pic de BCD de J_{37} s'élargit et s'applatit, comme le montre la Fig. 9.7 (a). Ce comportement rappelle qualitativement ce qui se produit lorsque la température du cryostat est augmentée, mais provient d'un mécanisme physique très différent. Ici, le bruit en courant de J_{38} est redressé par la caractéristique tension-courant non-linéaire de J_{37} , comme expliqué au chapitre 3. Pour confirmer que l'effet est

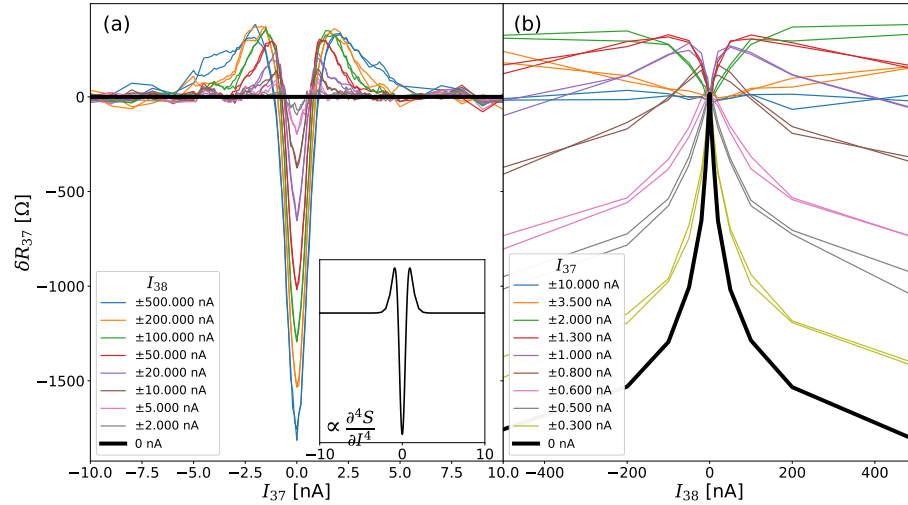


FIGURE 9.8 : Correction à la résistance de J_{37} en fonction de I_{37} et de I_{38} , pour $I_{38} = 0$: $R(I_{37}, I_{38}) - R(I_{37}, 0)$.

Encadré : Terme dominant les corrections à l'ordre supérieur.

bien proportionnel à S_{38} , on peut calculer que l'écart-type du courant envoyé par J_{38} est $\sigma = \sqrt{\Gamma S_{38}} = \sqrt{\Gamma B 2eI} \simeq 2.5$ nA pour $I_{38} \sim 5$ nA ($\Gamma \sim 1/5$ est le coefficient de division de courant entre les différentes résistances externes et J_{37}). Le pic de BCD sur J_{37} étant d'une largeur d'environ 2 nA, on s'attend à ce que l'effet du bruit de J_{38} soit non-négligeable pour $\sigma \simeq 2$ nA. Cela semble bien concorder avec les résultats expérimentaux. Ce comportement peut aussi être étudié d'un autre angle en traçant $R_{37}(I_{37}, I_{38})$ selon I_{38} à la Fig. 9.7 (b). Pour certaines valeurs de I_{37} , on remarque qu'augmenter I_{38} accroît le BCD.

Nous tenterons maintenant d'utiliser nos méthodes théoriques, malgré leurs limitations, afin d'analyser plus quantitativement ces résultats expérimentaux. La théorie $P(E)$ serait plus adaptée dans ce régime quantique à basse température, mais ses équations deviennent vite extrêmement difficiles à utiliser et pratiquement insolubles pour deux jonctions tunnel couplées dans le régime étudié ici [29].

La méthode itérative étendue à deux jonctions peut être comparée avec les résultats expérimentaux lorsque le courant de l'autre jonction est pris en compte. En plus des termes à une seule jonction, $\propto S''_{37} +$ ordres supérieurs, d'après l'éq. 2.18 il y a trois termes supplémentaires provenant de l'interaction entre J_{37} et J_{38} qui contribuent à la correction à la résistance de J_{37} .

La Fig. 9.8 isole la contribution des trois termes d'interaction ; les données présentées

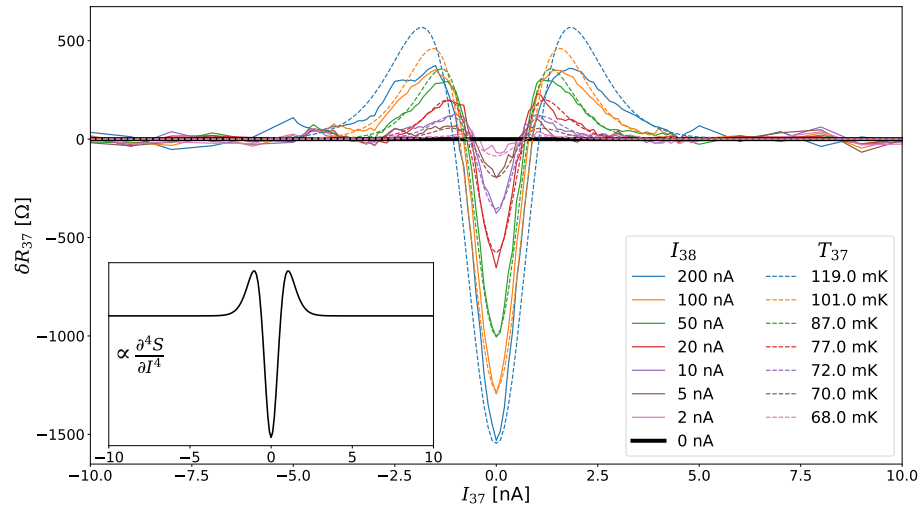


FIGURE 9.9 : Lissages théoriques de la correction à la résistance de J_{37} en fonction de I_{37} à partir des deux termes pairs à l'ordre supérieur, avec $B_{37} = B_{38} = 1.6$ GHz.

Encadré : Terme dominant les corrections à l'ordre supérieur.

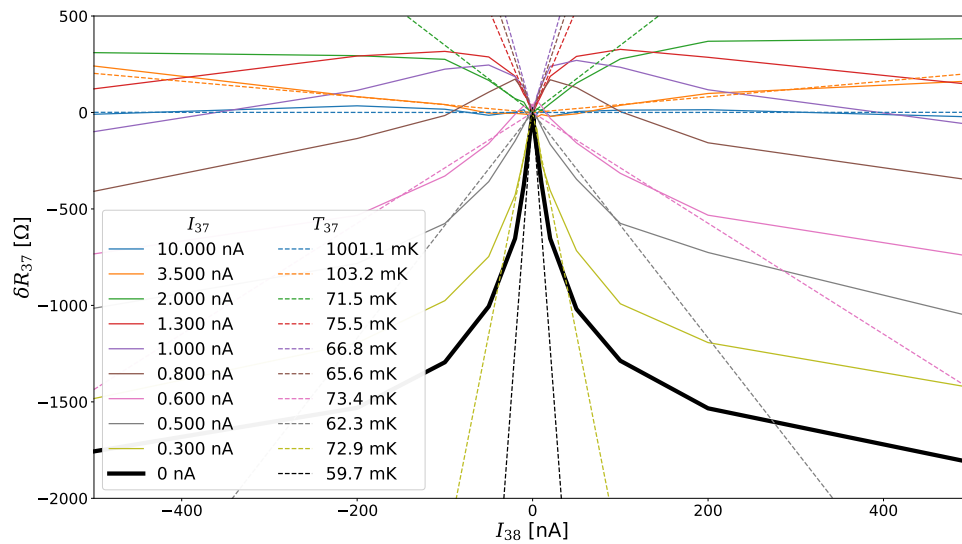


FIGURE 9.10 : Lissages théoriques de la correction à la résistance de J_{37} en fonction de I_{38} à partir des deux termes pairs à l'ordre supérieur, avec $B_{37} = B_{38} = 1.6$ GHz.

sont le fruit de la soustraction de $R_{37}(I_{37}, I_{38} = 0)$ (la courbe noire) aux autres courbes de la Fig. 9.7. Cette soustraction correspond à $\delta R_{37} = R_{37}(I_{37}, I_{38}) - R_{37}(I_{37}, 0)$. Une fois la soustraction réalisée, il est tout de même possible de tracer le résultat selon I_{37} – en (a) – ou selon I_{38} – en (b). La valeur non-nulle de ces courbes montre clairement que les termes à une seule jonction, qui dépendent seulement de I_{37} , ne sont pas les seuls en jeu dans notre système.

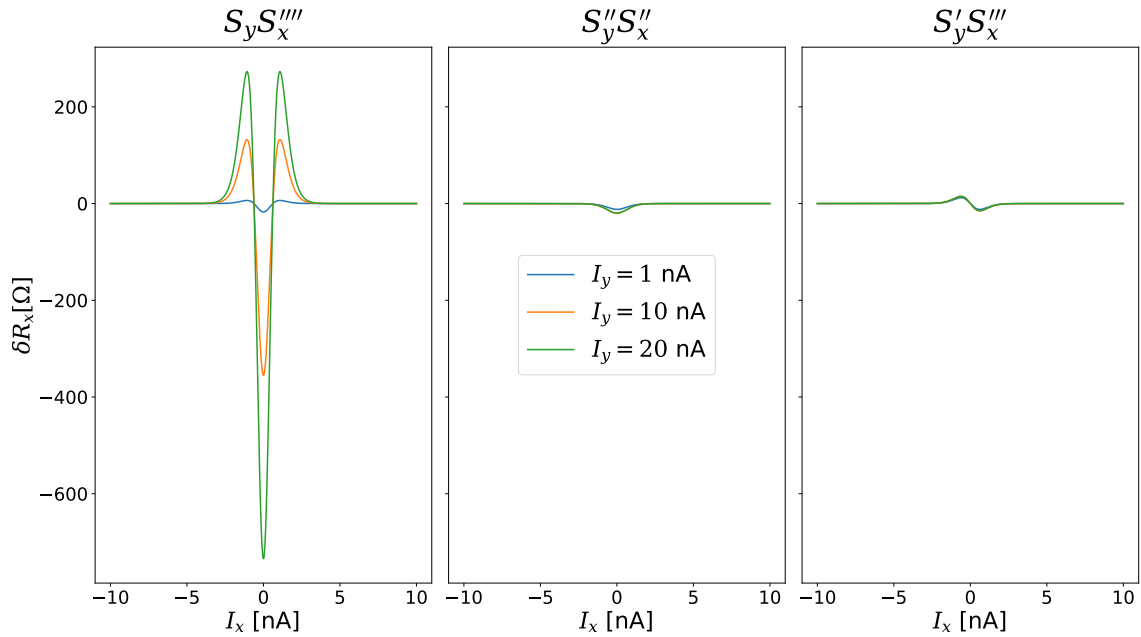


FIGURE 9.11 : Contribution de chacun des termes de l'éq. 2.18 à la correction de δR_x en fonction de I_x pour trois valeurs de I_y .

Les contributions des trois termes d'interaction à la résistance sont montrés à la Fig. 9.11. Le premier terme, $\propto S_y S_x''''$, domine les corrections dès que $I_y \sim 10$ nA. En effet, l'amplitude des deux autres termes n'augmente plus au-delà de cette valeur, alors que l'amplitude du premier terme croît constamment.

Nos données ne montrent aucune trace du troisième terme, qui est d'une parité différente, mais cela pourrait être simplement dû à son amplitude très faible. Les données pour $I_{38} < 10$ nA à la Fig. 9.8 sont très bruitées vu leur déjà faible amplitude; nous avons donc abandonné l'extraction de la contribution du troisième terme. Une mesure plus précise et à plus faible I_{38} pourrait potentiellement permettre de mesurer expérimentalement les contributions de chacun de ces termes, mais leur présence ne peut pas être clairement vérifiée sur nos données où le premier terme domine largement.

La Fig. 9.9 montre des lissages réalisés en ne tenant compte des deux premiers termes d'interaction ($\propto S_y S_x''''$ et $S_y'' S_x''$). Ils peuvent être respectivement interprétés, comme montré au chapitre 3, comme le redressement du bruit de la deuxième jonction par la caractéristique $R_x(I_x)$ non-linéaire de la première et l'effet de la rétroaction sur la résistance même de la jonction. L'accord entre la théorie et les résultats expérimentaux est remarquable; la

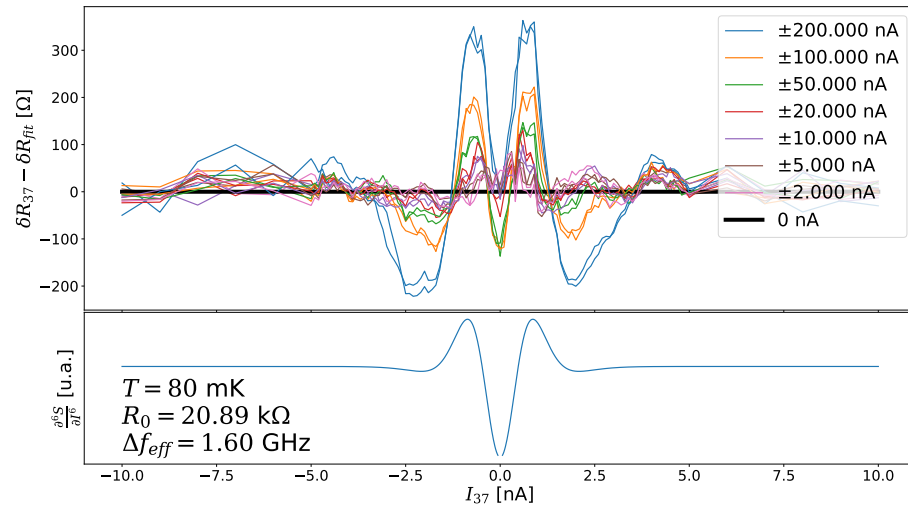


FIGURE 9.12 : Différence entre la correction à R_{37} expérimentale et celle donnée par le lissage à partir du premier terme à l'ordre supérieur de l'éq. 2.8.

Encadré : Terme présent dans les corrections à l'ordre suivant.

forme et l'amplitude des courbes sont très bien reproduites, sauf pour de faibles déviations vers $I_{37} \simeq \pm 2.5$ nA à haut I_{38} . La température électronique de J_{37} obtenue lors du lissage augmente avec I_{38} , signe que les effets d'interaction augmentent avec I_{38} . Les déviations à plus haut I_{38} peuvent être mises en évidence en traçant ces mêmes données à la Fig. 9.10 en fonction de I_{38} . Le lissage théorique inclue uniquement les points entre ± 10 nA puisque les résultats expérimentaux saturent à haut courant, un comportement qui n'est pas prévu par notre théorie. Il est toutefois physiquement raisonnable de croire que les corrections à la résistance ne devraient pas simplement croître à l'infini en fonction de I_{38} . Une extension de notre théorie afin de tenir compte du comportement en fréquence pourrait pallier à ce problème ; cela est certainement une prochaine étape possible pour la suite de ce projet.

Finalement, la différence entre les lissages théoriques et les résultats expérimentaux de la Fig. 9.9 sont présentés à la Fig. 9.12. Ces différences semblent provenir d'un terme d'ordre supérieur, car les courbes croisent l'axe des abscisses à deux reprises supplémentaires. À des fins de comparaison, la dérivée sixième du bruit est tracée qualitativement sur la même figure. Une différence considérable existe toutefois entre le résultat obtenu et l'allure de ce terme théorique d'ordre supérieur, surtout près de $I_{37} = 0$. Une étude plus poussée serait nécessaire afin de mesurer les contributions de ces corrections d'ordre supérieur.

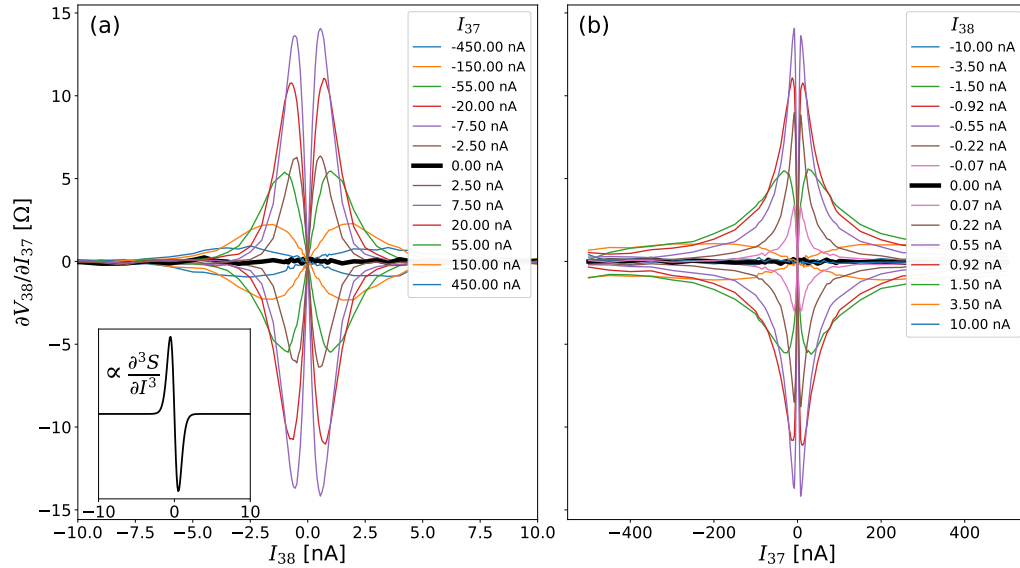


FIGURE 9.13 : Transrésistance de J_{38} en fonction de **(a)** I_{37} et **(b)** I_{38} . Chaque graphique comprend des courbes à courant non-nul dans l'autre jonction et met en évidence le courant nul par une large ligne noire.

9.4.2 Transrésistance

Passons maintenant au deuxième montage afin de mesurer la transrésistance : $\partial V_x/\partial I_y$. La Fig. 9.13 montre une mesure de la transrésistance dans une des deux configurations possibles : celle où J_{37} est soumise à l'excitation au lock-in et la tension aux bornes de J_{38} est mesurée. Contrairement à la mesure du BCD où l'effet sur les deux jonctions est mesuré simultanément, ici les mesures doivent être prises deux fois : une pour chaque configuration. Nous avons choisi de seulement montrer les résultats pour $\partial V_{38}/\partial I_{37}$; les mesures de $\partial V_{37}/\partial I_{38}$ sont à toutes fins similaires. L'amplitude au lock-in était ici de 5 nA ; il a été vérifié que ce signal était assez faible pour ne pas affecter la mesure. La courbe présentée est la moyenne de 6 mesures consécutives.

La première caractéristique intéressante de la mesure à la Fig. 9.13 est que la transrésistance est toujours nulle si le courant à travers une des deux jonctions est nul, comme le soulignent les courbes en noir. De plus, les mesures sont impaires en fonction de I_{37} et I_{38} . L'éq. 2.20 prédit que trois termes devraient contribuer à la transrésistance. Ils peuvent être séparés en deux contributions selon leur parité. Les deux premiers $-S'_{37}S'''_{38}$ et $S'_{38}S'''_{37}$ sont tous les deux impairs à la fois en fonction de I_{37} et de I_{38} , tandis que le troisième –

$S''_{38}S''_{37}$ – est pair. Les résultats expérimentaux ne montrent donc aucune trace du troisième terme représentant un phénomène de corrélation des bruits entre les deux jonctions de parité inverse aux deux autres termes.

Le terme $\propto S'_{38}S'''_{37}$ provient, comme discuté à la section 3.2.2, du redressement du bruit de la jonction 37 par la caractéristique $\overline{V_{38}}(\overline{I_{38}})$ non-linéaire de la jonction 38. L'excitation basse fréquence du lock-in module le bruit de J_{37} , ce qui est possible seulement si S_{37} dépend du courant. Ce bruit modulé passe à travers les capacités de couplage et module à son tour la résistance de J_{38} , mais seulement si celle-ci dépend du courant (c'est-à-dire si $V_{38}(I_{38})$ est non-linéaire). Ainsi, $\frac{\partial V_{38}}{\partial I_{37}}(I_{38})$ montré à la Fig. 9.13 (a), devrait être proportionnel à la dérivée de R_{38} montré à la Fig. 9.4. Ceci est bel et bien le cas. Qui plus est, son comportement lorsque I_{37} est augmenté concorde avec ce qui a été mesuré précédemment : l'élargissement et l'aplatissement du pic de BCD engendrent une diminution des maxima de la transrésistance et leur éloignement du centre. Toutefois, la Fig. 9.13 (b) ne se comporte pas comme S'_{37} , du moins certainement pas à haut I_{37} . Cela correspond en fait aux mêmes déviations observées ci-haut à la Fig. 9.10 où la théorie ne concordait plus à haut I_{38} ; la théorie ne permet pas de comprendre ce comportement.

L'autre terme, $\propto S'_{37}S'''_{38}$, provient de la correction à la résistance perçue par la jonction 38 : la modulation de R_{37} par le lock-in module à son tour V_{38} si celle-ci est non-linéaire. La contribution de ce terme devrait être à faible I_{37} , entre ± 2.5 nA, ce qui n'est pas le cas. Il ne permet donc pas d'expliquer la forme de la Fig. 9.13 (b). Par contre, une faible différence entre les maxima des pics à $\pm I$ peut être vu sur les deux graphiques. Celle-ci étant très faible il n'est pas possible de la lisser avec le terme recherché, mais il pourrait être responsable de ce comportement.

Il semblerait que le modèle itératif simple que nous avons développé ne puisse expliquer complètement nos données. Cela n'est pas une surprise puisque le contenu fréquentiel des quantités pertinentes, $S_{37,38}$ et $R_{37,38}$, n'est pas tenu en compte dans ce modèle. Des mesures à plus haute température faites sur l'échantillon *K970I* permettent d'éclaircir ce point. La Fig. 9.14 montre la transrésistance de J_{56} ($\partial V_{56}/\partial I_{55}$) pour les régimes de basse température $T \lesssim 8$ mK – en (a) et (b) – et haute température $T \simeq 350$ mK – en (c) et (d). Les résultats à basse température sont très similaires à ceux présentés à la Fig. 9.13 pour *K970O* ; les variations d'amplitude proviennent des différences sur les valeurs de résistance des jonctions et résistances externes. Encore une fois, la dépendance en I_{55} ne correspond pas

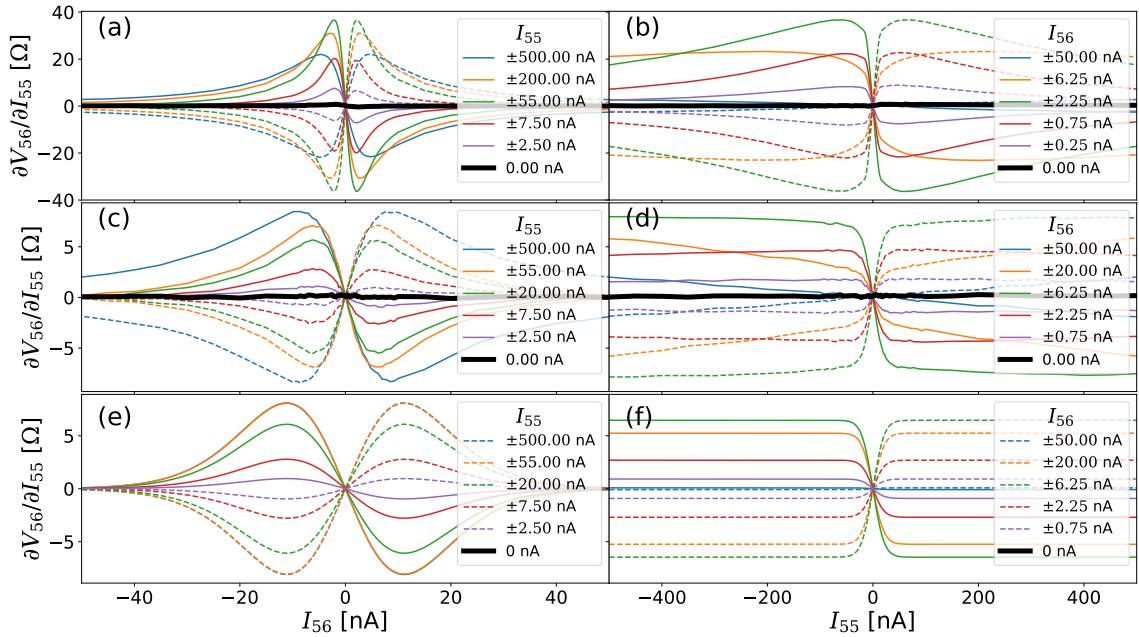


FIGURE 9.14 : Transrésistance de J_{56} pour $T = 8$ mK en (a) et (b) et $T = 350$ mK en (c) et (d). (e) et (f) montrent les calculs théoriques pour $T = 350$ mK, en supposant une bande passante de 65 GHz pour chacune des jonctions. Les colonnes de gauche et droite montrent respectivement les résultats en fonction de I_{56} et I_{55} . Les courbes pointillées représentent les mesures à courants négatifs.

à S'_{55} comme prévu par la théorie. À haute température, la dépendance de la transrésistance en fonction de I_{56} s'élargit et diminue beaucoup en amplitude, mais conserve une forme similaire. D'un autre côté, la dépendance en fonction de I_{55} change de forme : elle ne décroît plus à haut courant et ressemble beaucoup plus à ce qu'on s'attend du terme $S'_{55}S'''_{56}$. Ainsi, à température assez élevée pour moyennner les effets haute fréquence ou quantiques présents dans le système, les résultats s'accordent mieux avec la théorie. Les Figs. 9.14 (e) et (f) montrent la transrésistance calculée à 350 mK à partir du terme $S'_{55}S'''_{56}$ de l'équation 2.20, où la bande passante des jonctions est le seul paramètre ajustable. L'accord entre notre théorie et les résultats expérimentaux montre encore une fois la force de notre théorie classique basée sur les effets de rétroaction du bruit pour expliquer des phénomènes typiquement considérés comme quantiques.

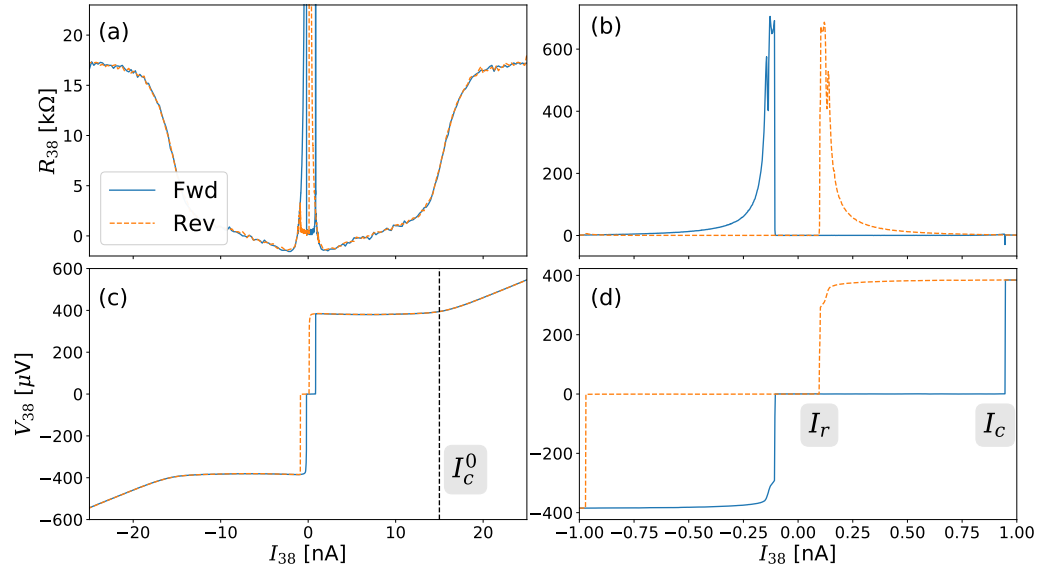


FIGURE 9.15 : Résistance (ligne du haut) et tension (ligne du bas) aux bornes de J_{38} en fonction de I_{38} , à $I_{37} = 0$. Les courbes bleues représentent un balayage des courants négatifs vers positifs et inversement pour les courbes oranges.

9.5 Jonctions supraconductrices ($H=0$)

9.5.1 Blocage de Coulomb dynamique

$R_x(I_x)$ pour $I_y = 0$.

Lorsque le champ magnétique est nul, les deux jonctions tunnel sont complètement supraconductrices (SIS). Les Figures 9.15 (a) et (c) montrent les mesures de R_{38} et V_{38} en fonction du courant circulant dans J_{38} à $T \simeq 8$ mK; (b) et (d) montrent des zooms permettant d'étudier le comportement à bas courant. L'amplitude au lock-in était ici de 10 pA; il a été vérifié que ce signal était assez faible pour ne pas affecter la mesure. La jonction SIS est complètement polarisée en courant à fréquence nulle, même lorsque sa résistance atteint ~ 1 M Ω , vu la résistance de polarisation de 1 G Ω . À haut courant, en (a) et (c), la caractéristique de la jonction redevient équivalente à celle mesurée dans son état normal : $R \simeq 20$ k Ω . Les résultats de J_{38} sont très similaires à ceux de J_{38} , à des fins de concision seulement ceux de J_{38} sont présentés.

Ces courbes sont très bien expliquées par le modèle RCSJ (voir la section 8.2.2 et la Fig.

8.9). Nos jonctions sont caractérisées par un facteur de qualité donné par $Q = \omega_p R_{\parallel} C = \sqrt{\frac{2eI_c^0 C}{\hbar}} R_{\parallel} \simeq 9$ et opèrent donc dans le régime sous-amorti. La capacité utilisée pour ce calcul est celle de 4 pF obtenue expérimentalement à la section 9.4.

La partie centrale de la Fig. 9.15 (c) montre que, lors d'un balayage de haut courant vers bas courant, la résistance de la jonction diminue à partir de ~ 15 nA pour atteindre un certain plateau avec $R \rightarrow 0$. Ce plateau est la signature du gap supraconducteur de l'aluminium et du régime sous-amorti, avec $V_g = 2\Delta/e \simeq 380 \mu V \Rightarrow \Delta \simeq 190 \mu eV$, comme expliqué à la section 8.2.2. Cette valeur est en accord avec la littérature sur les couches minces d'aluminium [121, 122]. L'éq. 8.22 permet alors de calculer le courant critique attendu, $I_c^0 = \frac{\pi\Delta}{2eR_T} = 15$ nA, qui correspond à ce qui est mesuré expérimentalement.

Une anomalie est toutefois présente comparativement au cas typique de la jonction SIS, R_{38} diminue jusqu'à devenir négative (~ -1.5 k Ω) vers ~ 2 nA.

Tout juste après ce régime de résistance négative, R_{38} augmente jusqu'à atteindre un pic de ~ 700 k Ω . La résistance élevée correspond à celle des quasiparticules glissant le long du potentiel en "planche à laver". La rechute de ce pic à une résistance complètement nulle correspond au courant de recapture $I_r \sim 0.1$ nA. Lorsque le courant est balayé vers le haut en partant de 0, la courbe change comme prévu par le modèle sous-amorti.

Le courant critique $I_c \sim 0.9$ nA est par contre assez loin de la valeur de $I_c^0 = 15$ nA. Ceci est causé par les fluctuations présentes dans le système. En effet, lorsque les fluctuations sont non-négligeables (quelques pourcents de E_J est suffisant [99]), I_c sera considérablement réduit ; la probabilité que les fluctuations vont permettre aux quasiparticules de surpasser les barrières du potentiel lorsqu'une mesure est réalisée pendant plusieurs secondes à chaque point est très grande devant le temps caractéristique $\hbar/k_B T \simeq 1$ ns pour une température de 50 mK.

$V_x(I_x)$ pour $I_y \neq 0$.

Regardons maintenant l'effet de la deuxième jonction sur les caractéristiques de la première. La Fig. 9.16 montre des mesures de la tension $V_{38}(I_{38})$ pour des balayages en courant à partir de I_{37} négatif vers positif. Ces résultats montrent premièrement qu'un faible courant appliqué dans l'autre jonction n'a aucun effet. Jusqu'à $I_{37} = 7.5$ nA presque rien ne change. À ce point, I_c décroît faiblement. Puis, à partir de 15 nA, correspondant à la

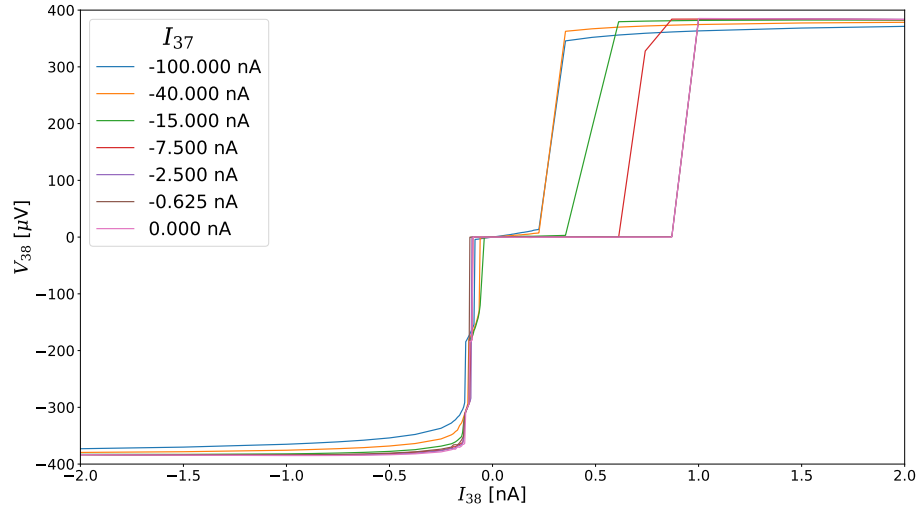


FIGURE 9.16 : Tension aux bornes de J_{38} en fonction de I_{38} , à $I_{37} \neq 0$, pour des balayages à partir de I_{38} négatif vers positif.

transition SIS-NIN de J_{37} , la résistance de J_{38} ne devient plus jamais complètement nulle ; l'oeil averti voit une faible pente entre I_r et I_c . La transition normale de l'autre jonction a donc comme effet d'empêcher la jonction étudiée de complètement devenir supraconductrice. Ceci peut être expliqué par l'augmentation drastique et soudaine du bruit envoyé par J_{37} maintenant normale. Ce bruit de grenaille correspond à une excitation de $\sqrt{\Gamma B 2eI} \simeq 1.5$ nA, ce qui est suffisant pour atteindre I_c et ainsi empêcher la jonction de devenir complètement supraconductrice.

$R_x(I_y)$ pour $I_x = 0$.

La Fig. 9.17 montre la résistance de J_{38} pour $I_{38} = 0$ en fonction de I_{37} . Ce résultat est encore une fois la mesure indirecte du bruit en courant de l'autre jonction (ici J_{37}), comme expliqué dans la section 9.4. Le terme dominant provenant de l'interaction entre les deux jonctions à l'éq. 2.17 devrait encore être $\propto S_{37}$. La comparaison avec la Fig. 8.10 [112] est flagrante. Le bruit en courant émis par J_{37} est nul jusqu'à $I_{37} \sim I_C^0 = 15$ nA, où elle transitionne de l'état supraconducteur à normal et émet alors du bruit de grenaille $\propto I_{37}$.

L'encadré est un zoom à faible courant de cette mesure, où la résistance montre un faible saut à un courant correspondant à I_r pour chacun des balayages. Il est raisonnable de supposer que le bruit de la jonction subit aussi une modification à ce moment où les quasiparticules commencent à participer au transport, ce qui explique ce comportement.

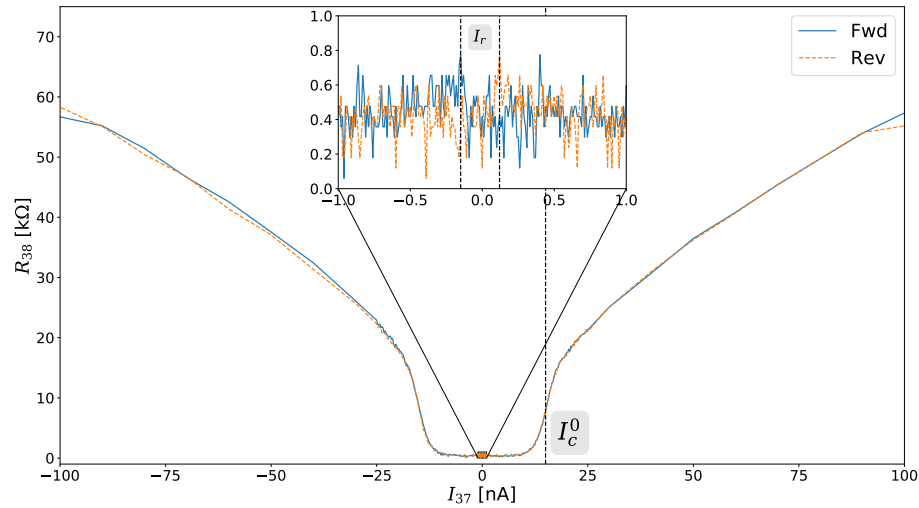


FIGURE 9.17 : Résistance de J_{38} en fonction de I_{37} , à $I_{38} = 0$. La courbe bleue représente un balayage des courants négatifs vers positifs et inversement pour la courbe orange. La ligne pointillée correspond à la valeur mesurée de I_{c0} .

L'encadré montre un zoom sur la partie à faible courant, où les lignes pointillées correspondent aux valeurs mesurées de I_r pour chacun des balayages.

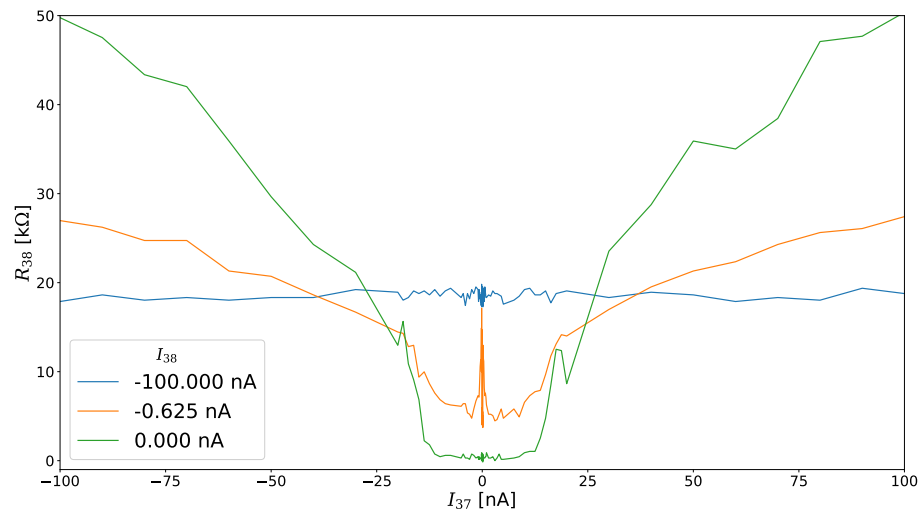


FIGURE 9.18 : Résistance de J_{38} en fonction de I_{37} pour différents I_{38} .

$R_x(I_y)$ pour $I_x \neq 0$.

La Fig. 9.18 montre l'effet d'un courant non-nul dans la jonction J_{38} dont la résistance est mesurée. Seulement trois valeurs de courant sont montrées puisque les courbes changent drastiquement pour certaines valeurs de I_{38} . L'éq. 2.17 prédit que le premier terme de la correction est $\propto S_{37}S_{38}'''$. La courbe à $I_{38} = 0$ est montrée de nouveau à des fins de

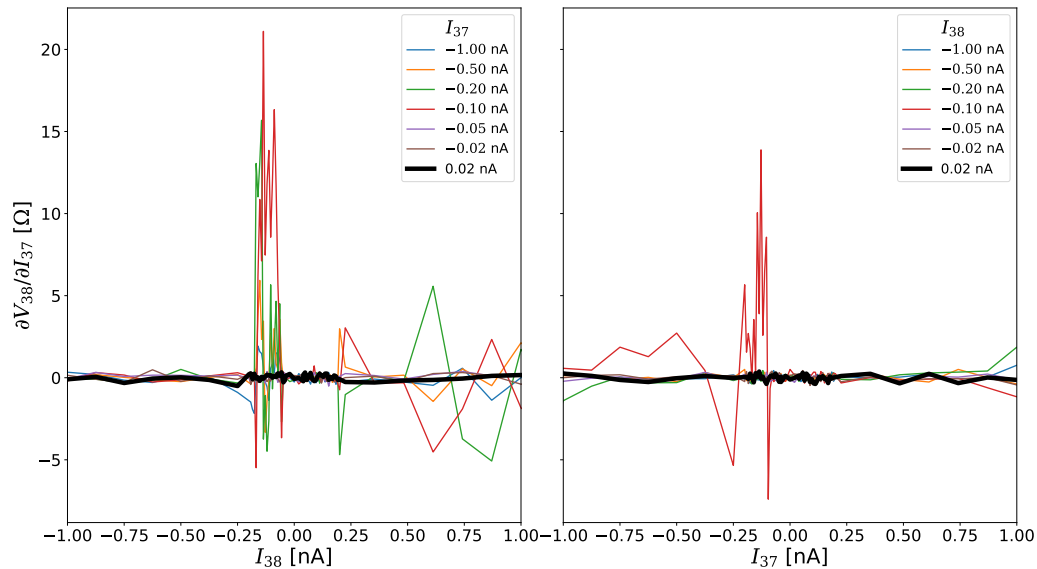


FIGURE 9.19 : Transrésistance de J_{38} , en (a) en fonction de I_{38} pour différents I_{37} , puis en (b) en fonction de I_{37} pour différents I_{38} .

comparaison. Pour un courant élevée $I_{38} = 100 \text{ nA}$ où J_{38} est redevenue dans son état normal et émet du bruit de grenaille, $S_{38}''' = 0$ et aucune correction n'est présente. Entre ces deux régimes, le comportement du bruit peut devenir beaucoup plus complexe, comme le montre la courbe à $I_{38} = 0.625 \text{ nA}$. Les sauts présents à faible courant sur la courbe orange se produisent encore une fois à I_r , indiquant que les modifications au bruit émis par la deuxième jonction dépendent fortement du régime d'opération de la première.

9.5.2 Transrésistance

La Fig. 9.19 présente la mesure de la transrésistance $\partial V_{38}/\partial I_{37}$ dans le régime SIS. Il est assez difficile d'interpréter les résultats, vu les signaux extrêmement faibles et erratiques de cette mesure. En effet, l'amplitude de l'excitation au lock-in utilisée ici était de 4 pA, ce qui est à la limite de nos appareils. Toutefois, cela était nécessaire afin de ne pas lisser le signal mesuré. L'amplitude la transrésistance est non-nulle seulement autour de $I_r \simeq 0.1 \text{ nA}$ où, comme le montrent les Figs. 9.17 et 9.18, le bruit des jonctions change subitement. Cela montre que la dépendance en courant du bruit régit encore une fois les interactions dans ce régime. Malheureusement, vu la faible qualité des données mesurées, il est difficile de pousser l'analyse de la transrésistance plus loin dans le régime SIS.

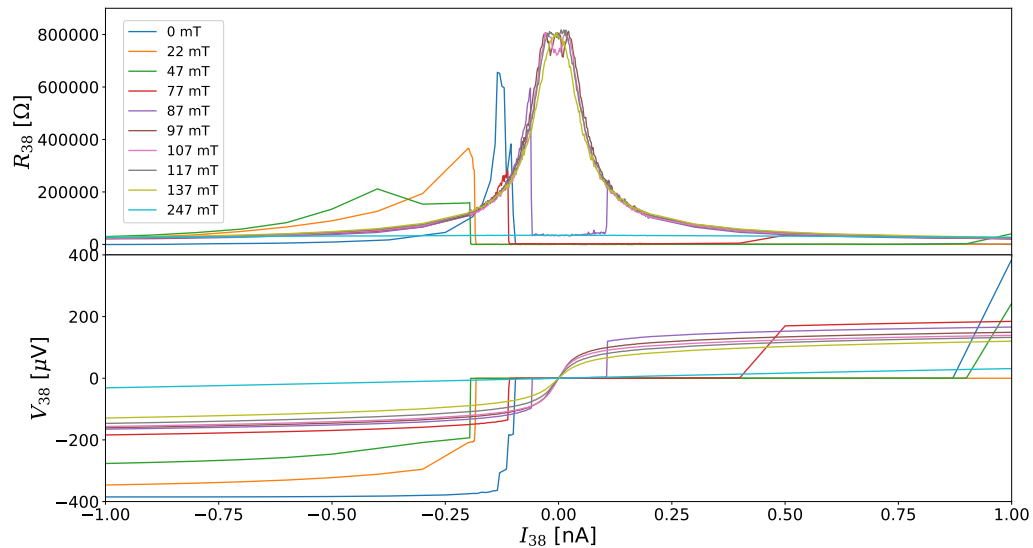


FIGURE 9.20 : Résistance et tension aux bornes de J_{38} en fonction de I_{38} pour différentes valeurs de champ magnétique.

9.6 Champ magnétique intermédiaire

Comme on peut le voir en comparant les deux sections précédentes, le champ magnétique permet de changer considérablement la physique de notre système. Notre système nous permettant de varier continuellement le champ magnétique, nous avons étudié la transition entre ces deux régimes extrêmes. La Fig. 9.3 montre la résistance de chacune des jonctions en fonction du champ magnétique lorsque $I_{37} = I_{38} = 0$. On voit les deux régimes extrêmes étudiés ci-haut à $H < 50$ mT $\Rightarrow R \simeq 0$ k Ω et $H > 350$ mT $\Rightarrow R \simeq 20$ k Ω . Le régime intermédiaire présente une résistance extrêmement élevée.

$R_x(I_x)$ pour $I_y = 0$.

La Fig. 9.20 montre la résistance et la tension aux bornes de J_{38} pour $I_{37} = 0$ pour différentes valeurs du champ magnétique de 0 à 250 mT.

Un faible champ magnétique, 22 mT ou 47 mT, augmente I_C et I_r , ce qui est assez surprenant. Ce comportement spécial à bas champ magnétique pourrait être dû à des effets géométriques du champ [111]. La courbe mauve, où $H = 87$ mT, présente une diminution

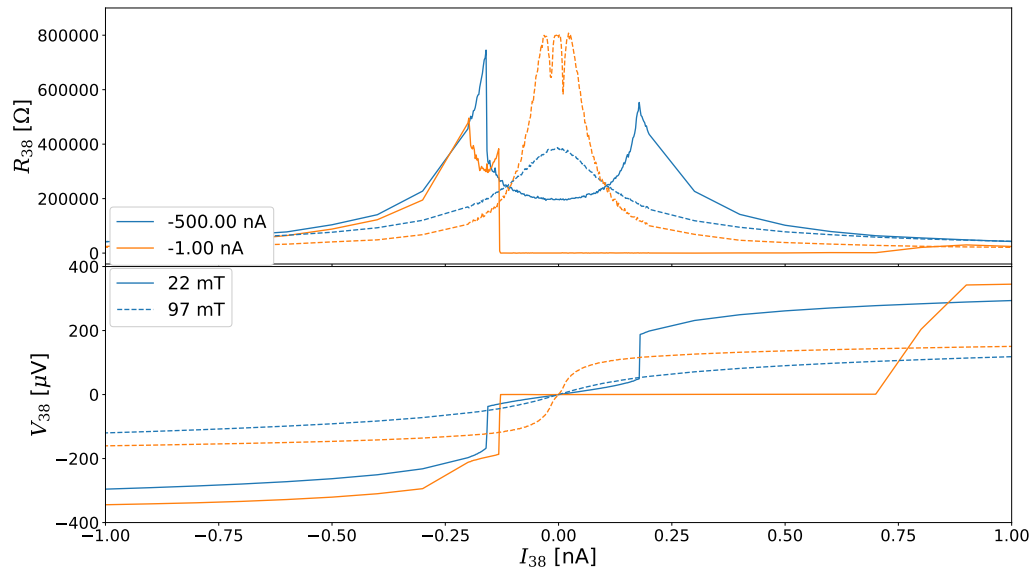


FIGURE 9.21 : Résistance et tension aux bornes de J_{38} en fonction de I_{38} pour $I_{37} \neq 0$ à deux valeurs de champ magnétique. Les types de ligne correspondent au champ magnétique – ligne pleine pour $H = 22$ mT et ligne pointillée pour $H = 97$ mT – alors que les courbes de même couleur correspondent au courant circulant dans J_{37} – orange pour $I_{37} = 1$ nA et bleue pour $I_{37} = 500$ nA.

considérable du gap supraconducteur. À ce stade, la résistance de la jonction ne devient jamais complètement nulle, comme lorsque J_{37} est dans son état normal.

À partir de 97 mT, le gap supraconducteur a complètement disparu et les pics de résistances fusionnent en une seule entité autour de $I_{37} = 0$. Augmenter encore plus le champ magnétique lisse le pic de résistance des quasiparticules jusqu'à faire transiter complètement la jonction vers son état NIN.

Le champ magnétique critique H_c de l'aluminium en couche mince est de ~ 100 mT pour des épaisseurs ~ 100 nm [123]. Cela correspond à peu près au $H_c \sim 90$ mT qu'il est possible d'extraire de nos mesures expérimentales.

$R_x(I_x)$ pour $I_y \neq 0$.

Lorsque le courant dans l'autre jonction est non-nul, ce courant et le champ magnétique contribuent ensemble à réprimer la supraconductivité dans la jonction étudiée. La Fig. 9.20 montre la résistance et la tension aux bornes de J_{38} pour $I_{37} \neq 0$ pour deux valeurs du champ magnétique, 22 mT et 97 mT. L'effet du champ magnétique est montré par la différence

entre les courbes pleines et pointillées : augmenter H supprime le gap supraconducteur et lisse globalement les structures présentes à bas champ. L'effet d'appliquer un courant I_{37} dans l'autre jonction est montré par la différence entre les courbes oranges et bleues : augmenter I_{37} ne supprime pas le gap supraconducteur, mais empêche tout de même J_{38} de devenir complètement supraconductrice.

Seulement deux champs et courants sont montrés ici afin de simplifier l'analyse. Toutes sortes de structures, telles que les trois pics présents à $H = 97$ mT et $I_{37} = 1$ nA, apparaissent pour différentes valeurs de H et I_{37} . Nous croyons que l'origine de ces structures prend racine dans la dynamique interne des jonctions tunnel, potentiellement entre autres par l'effet Josephson AC. Puisque les positions des pics et l'espacement entre eux changent énormément en fonction du champ magnétique appliqué et du courant dans l'autre jonction, aucun lien clair n'a pu être établi et une étude plus détaillée de ce régime est nécessaire avant de tirer des conclusions plus précises.

9.7 Discussion

Les mesures présentées ci-haut sont entièrement réalisées en utilisant seulement des signaux dc (ou extrêmement basses fréquences). Malgré cette limitation, les mesures présentées permettent d'extraire de l'information pertinente sur la structure du bruit haute fréquence émis par les composantes étudiées. Spécifiquement, la mesure de BCD permet l'obtention quasi-directe (à une constante près) du bruit lui-même – du moins à haute température ou dans le régime SIS. D'un autre côté, la mesure de transrésistance permet de mesurer indirectement la dérivée du bruit – du moins à haute température – et par le fait même la parité de celui-ci. Cette particularité de la technique de mesure présentée ici pourrait être très utile lorsque la mesure directe du bruit est impossible pour diverses raisons : la résistance élevée du composant (comme dans le cas étudié dans cette thèse), la grande variabilité de la résistance de l'échantillon (encore une fois présente ici) ou l'indisponibilité d'appareils de mesures aux fréquences pertinentes. Il est assez formidable que la structure de l'échantillon étudié et les montages présentés aient permis d'étudier des régimes passant de supraconducteurs à extrêmement résistifs (plusieurs $M\Omega$), ainsi que toutes les transitions entre ces régimes.

Quatrième partie

Fabrication et conception

La fabrication en salle blanche est souvent comparée, sarcastiquement, à de la magie noire. À mon avis, cette comparaison ne lui fait pas justice. La fabrication en salle blanche est plutôt un art. Ainsi, comme tous les arts, la réalisation d'oeuvres intéressantes nécessite une grande maîtrise des techniques sous-jacentes. De plus, de nombreux imprévus peuvent survenir à tout moment. Une planification claire et exhaustive est donc nécessaire pour minimiser ces risques et maximiser le rendement. Dans cette optique, cette section débutera par la présentation des techniques de fabrication utilisées durant ma thèse, puis discutera de la méthode de conception que j'ai développée grâce aux nombreux obstacles et échecs rencontrés. La majorité des détails techniques spécifiques à chaque appareil de fabrication ne seront pas détaillés dans cette thèse ; ils sont plutôt disponibles sur le [wiki du groupe Reulet](#). Je conseille à quiconque essaie de reproduire la recette présentée dans cette thèse de lire aussi les sections pertinentes dans le wiki et les sections pertinentes de mes anciens cahiers de salle blanche.

Chapitre 10

Techniques de fabrication

L'industrie de la microélectronique est basée sur le concept de circuit intégré inventé par Jack Kilby en 1958. Un circuit intégré est un amalgame de différents composants électroniques déposés sur une plaque semiconductrice. Industriellement, leur processus de fabrication a lieu dans une fonderie où des dizaines d'étapes de fabrication à haut taux de rendement sont réalisées pour créer les puces électroniques présentes dans nos ordinateurs, cellulaires, automobiles, appareils électroménagers et autres objets courants. Des techniciens spécialisés opèrent chacun une machine particulière dans ce processus, afin d'assurer sa stabilité. Dans un milieu de recherche, c'est souvent l'étudiant ou l'étudiante qui pilote la fabrication de l'échantillon précis dont il ou elle a besoin, apprenant alors à manipuler une foule d'appareils différents. Dans mon cas, j'ai appris à manier tous les appareils requis à chaque étape de la fabrication de mon échantillon, à partir de la tranche de semiconducteur pure jusqu'au dispositif final.

Le processus de fabrication le plus commun pour créer des circuits intégrés consiste en une série d'étapes de photolithographie et de procédés chimiques. La photolithographie est la technique imprimant les motifs désirés sur la surface de la tranche semiconductrice. Elle a été inventée en 1958, la même année que les circuits intégrés. Cette technique est inspirée de vieilles méthodes d'écriture utilisant la lumière d'une certaine façon afin de créer des motifs sur la pierre ; les termes *photo*, *litho* et *graphie* représentent respectivement lumière, pierre et écriture en grec. Par ailleurs, les procédés chimiques utilisés incluent le nettoyage à l'aide de solvants, la gravure de certains matériaux à l'aide d'acides ou de bases, et l'étalement, le développement ou le soulèvement de résines.

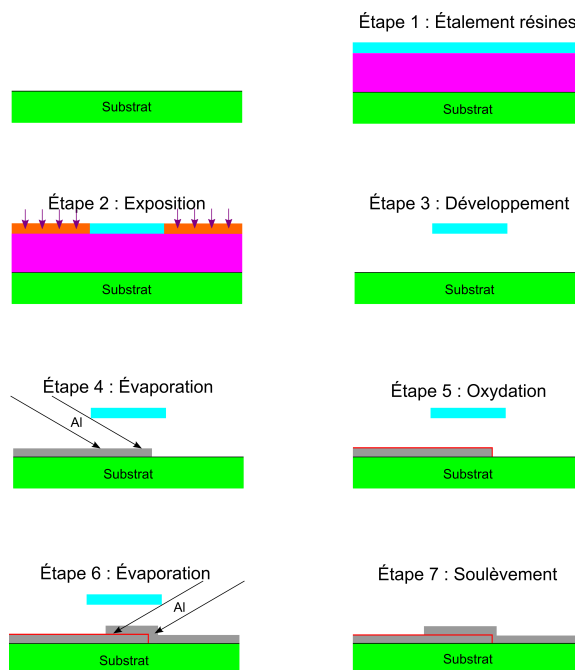


FIGURE 10.1 : Schéma représentant les différentes étapes d'un procédé de photolithographie, spécifiquement le procédé créant un pont suspendu de résine permettant la technique de Dolan [124].

Un procédé complet de photolithographie est séparé en une séquence de plusieurs étapes représentées à la Fig. 10.1. Avant tout, la surface de l'échantillon est nettoyée à l'aide de solvants et autres produits chimiques si nécessaire. Puis, une résine photosensible est étalée. Cette résine – un polymère dilué dans un certain solvant – est l'élément clé du procédé. Lorsqu'exposée à de la lumière ayant une énergie bien définie, la résine change de propriété. La prochaine étape est le développement, où l'échantillon est immergé dans un produit chimique qui attaque la résine exposée préalablement. Cette étape définit un masque de résine sur l'échantillon. À ce moment dans le processus, deux options sont possibles : soit un matériau est déposé dans les espaces définis par le masque, soit le matériau déjà présent est gravé. Les deux procédés sont respectivement nommés processus par soulèvement et processus par gravure. Le soulèvement est une technique additive alors que la gravure est soustractive. Ces deux techniques peuvent être utilisées en tandem à différentes itérations de photolithographie. Vu les matériaux utilisés dans notre processus, le processus par soulèvement était optimal à tous les coups. Le matériau voulu est alors déposé à l'intérieur des trous laissés dans la résine, créant une partie du dispositif final. Finalement, la résine non exposée est enlevée à son tour laissant seulement les dépôts effectués auparavant ; cette étape – nommée le soulèvement – donne son nom à la technique. La fabrication de dispositifs

complexes peut nécessiter des dizaines de telles itérations de photolithographie. Un appareil de photolithographie par écriture directe, le *SF-100 Xpress*, a été utilisé pour fabriquer nos échantillons. Ce système a l'avantage de réduire le temps de développement de nouveaux procédés puisqu'il ne nécessite pas de masque physique. Une image en noir et blanc du dessin à exposer sur la résine est le seul élément nécessaire. Pour des procédés évoluant très rapidement comme ceux dans un milieu de recherche académique, il n'est pas raisonnable de commander un nouveau masque physique à chaque itération du concept et cette technique convient bien mieux à nos besoins.

Une autre technique utilisée dans la fabrication des échantillons présentés dans cette thèse est la lithographie à faisceau d'électrons. Les résines utilisées dans ce cas sont plutôt activées par un faisceau d'électrons accéléré à l'aide de hautes tensions, typiquement entre 5 keV et 100 keV dépendamment de l'appareil utilisé. La longueur d'onde du faisceau électronique étant beaucoup plus faible que celle des photons utilisés en photolithographie usuelle, la résolution de cette technique est nettement plus grande. En effet, malgré les techniques utilisées en industrie pour augmenter la résolution en photolithographie, telles que la photolithographie par immersion et la lithographie informatisée, l'état de l'art de 14 nm en 2018 [125] commence tout juste à rivaliser avec la résolution de 5 à 10 nm en lithographie à faisceau d'électrons. L'inconvénient majeur de cette technique est qu'elle ne permet pas l'exposition de toute une gaufre au même moment. Contrairement à la photolithographie, qui habituellement expose une gaufre à la lumière d'un seul coup à travers un masque physique, le faisceau d'électrons expose la gaufre un "pixel" à la fois. Ainsi, des patrons de quelques μm^2 peuvent prendre plusieurs minutes à exposer. Cette technique est donc difficilement extensible à de grandes surfaces, mais reste le meilleur outil pour créer de petits dispositifs dans un environnement de recherche. L'appareil utilisé lors de cette thèse pour la lithographie à faisceau d'électrons est un microscope électronique à balayage transformé en appareil de lithographie. Un logiciel nommé NPGS permet de manier automatiquement le canon à électrons du microscope. Le microscope spécifique utilisé pour fabriquer les derniers échantillons est le *LEO FIB*. Ce genre de système est typique au milieu de la recherche, mais de plus en plus de systèmes dédiés à la lithographie à faisceau d'électrons font leur entrée dans les laboratoires universitaires.

Une fois les étapes de lithographie terminées, les matériaux voulus doivent être déposés dans le masque créé. Ceux qui nous intéressent ici sont des métaux, notamment l'aluminium (Al) et le nichrome (NiCr) pour des raisons expliquées aux sections 11.2 et 11.3. De nom-

breuses techniques peuvent être utilisées pour déposer différents composés : des techniques chimiques comme la déposition chimique en phase vapeur (CVD), la déposition par couches atomiques (ALD) et l'électroplaquage ou des techniques physiques comme la pulvérisation cathodique, l'épitaxie par jet moléculaire (MBE) et le dépôt physique par phase vapeur par faisceau d'électron (EBPVD). La technique d'EBPVD est appropriée pour le dépôt des matériaux qui nous intéressent et permet de faire des films de très grande qualité ; des appareils d'EBPVD étant disponibles, nous avons choisi cette technique. Elle utilise un faisceau d'électrons accélérés par une haute tension qui bombarde un creuset rempli du matériau à évaporer. L'énergie dissipée dans le matériau le liquéfie. Une fois la température assez élevée, une vapeur est émise du creuset et vient enrober la surface du dispositif suspendu à l'envers au dessus du métal en évaporation. Le métal se dépose alors à un certain taux allant de ~ 0.1 nm/s à quelques nm/s. La pression dans la chambre d'évaporation doit être assez basse pour que les électrons puissent se rendre au creuset sans trop de collisions et pour que le métal déposé ne soit pas contaminé. Deux systèmes différents ont été utilisés pour déposer l'Al et le NiCr : le *Plassys*, un système très propre presque dédié à la fabrication de jonctions tunnel, pour déposer l'Al et l'*Intevac* pour les dépôts de NiCr.

Chapitre 11

Conception de l'échantillon

Avant de commencer la fabrication d'un échantillon en utilisant les techniques introduites ci-haut, il est important de bien planifier le processus de fabrication. La pertinence de cette étape de conception est parfois sous-estimée dans le but d'accélérer la fabrication. Après plusieurs années d'expérience, j'ai toutefois appris qu'en règle générale il vaut mieux passer un peu plus de temps sur la conception. Cela diminue le plus possible les chances de s'engager dans un procédé de fabrication qui mène à un cul-de-sac. La première étape lors de la conception d'un échantillon devrait être de se poser les cinq questions suivantes :

1. Quelles salles blanches sont à ma disposition ?
2. Quels appareils et procédés de fabrication sont disponibles dans ces salles blanches et quelles sont leurs spécifications ?
3. Quelles sont les spécifications voulues de l'échantillon (en prenant en compte les limitations des procédés de fabrication) ?
 - (a) Quels sont les tests possibles à réaliser spécifiquement sur certaines sous-parties du concept final ? (Fabriquer ces sous-parties séparément et faire ces tests tout de suite permet de sauver énormément de temps.)
4. Quels appareils et procédés sont les plus adaptés à la fabrication de l'échantillon voulu ?
5. Quel est l'ordre optimal de ces procédés ?

Les questions 1,2 et 4 sont souvent rapidement esquivées lorsqu'une personne connaît déjà bien une salle blanche en particulier. Toutefois, ces étapes sont pertinentes pour la création de procédés novateurs. Elles permettent de s'assurer que le procédé sera optimal,

en regardant toutes les options possibles et en évitant de se limiter à celles auxquelles nous sommes habitués.

Ayant les réponses aux questions 1 à 3 en tête, qui se concentrent sur le recensement de spécifications, la planification de la fabrication elle-même peut alors commencer. Cela est encapsulé dans les questions 4 et 5 qui correspondent à l'élaboration de la recette détaillée. Le choix des appareils se fait à l'étape 4, alors que l'étape 5 ordonne les différents procédés selon leurs limitations et possibilités de contaminations.

Le lecteur intéressé par les équipements disponibles et leurs spécifications peut aller sur les sites web du [3IT](#) et de l'[IMDQ](#) pour consulter les listes de chaque plateforme.

Voici le résumé, sans refaire le processus complet de conception, des réponses à ces cinq questions dans le cadre de cette thèse.

Les salles propres au département de physique de l'UdeS et les salles blanches à l'Institut interdisciplinaire d'innovation technologique (3IT) sont à notre totale disposition. Outre les différents équipements, la différence entre les deux salles est la concentration maximale de particules dans l'air : la salle blanche en physique est de classe 7 ISO (l'air ambiant contient moins de 350 000 particules de $0.5 \mu\text{m}$ par m^3 d'air), tandis que celle au 3IT est une class 5 ISO (l'air ambiant contient moins de 3500 particules de $0.5 \mu\text{m}$ par m^3 d'air).

La très grande majorité des équipements au département de physique ont des spécifications qui conviennent à nos besoins. La résolution de $\sim 5 \mu\text{m}$ (maintenant autour de $3 \mu\text{m}$) de l'appareil de photolithographie par écriture directe *SF-100 Xpress* est suffisante pour réaliser les résistances et condensateurs en adaptant leurs spécifications aux limites techniques comme expliqué aux sections [11.2](#) et [11.3](#). L'évaporateur EBPVD Plassys est de loin le système le plus performant disponible pour la déposition d'Al, tandis que l'évaporateur EBPVD Intelvac permet la déposition du NiCr. L'appareil le plus récent permettant de réaliser des microsoudures (câblage par fil) est au département de physique, elles sont donc aussi réalisées à cet endroit. Quelques autres étapes sont aussi possibles au département de physique, dont le clivage des gaufres au début de la fabrication et les mesures de vérification à la station sous-pointes une fois la fabrication terminée.

La seule étape impossible à réaliser au département de physique est la lithographie à faisceau d'électrons, puisqu'aucun équipement de ce type n'y est présent, contrairement au 3IT. Le système que j'ai le plus utilisé est un microscope électronique à balayage,

nommé *LEO FIB*, transformé en machine à lithographie à faisceau d'électrons à l'aide d'un logiciel appelé NPGS. Ce type d'instruments est encore très présent dans les milieux de recherche puisqu'ils sont flexibles ; ils permettent à la fois l'observation et la lithographie. Ils commencent toutefois à être remplacés par des appareils plus performants et stables dédiés à la lithographie pour des raisons de performance et de rendement. Malgré tout, une résolution sous les 50 nm est atteignable sans trop de difficulté avec le *LEO FIB*, ce qui est assez respectable et qui convient à nos besoins de fabrication de jonctions tunnel (voir la section 11.4).

Tous les composants de notre dispositif (résistances, condensateurs et jonctions tunnel) peuvent être testés séparément. Ainsi, avant de discuter de l'ordre des procédés et des spécificités de la recette à la section 12, nous allons voir en détail les spécifications requises pour chacun d'eux dans le cadre de notre échantillon voulant mesurer l'interaction entre deux jonctions tunnel couplées capacitivement.

11.1 Substrat

Tout procédé de fabrication de circuits intégrés en micro/nanoélectronique commence avec une tranche mince d'un certain matériau ; cette tranche sur laquelle les dépôts et/ou gravures subséquents sont faits est appelée le substrat. Relativement peu de matériaux sont utilisés comme couche de base : arsénure de gallium (GaAs), germanium (Ge), silicium ou oxyde de silicium (Si ou SiO₂) et saphir (Al₂O₃) étant les plus communs. Dans notre cas, le substrat se doit d'être isolant à basse température (<1 K) afin de ne pas court-circuiter nos dispositifs. De plus, les métaux que nous allons déposer ensuite (Al et NiCr) doivent bien adhérer au substrat. Les deux choix classiques, silicium et saphir, satisfont ces deux conditions. Nous avons opté pour le silicium puisque la majorité de la fabrication en salle blanche au 3IT et dans le laboratoire Reulet se fait sur ce matériau. Un autre avantage est que le silicium, contrairement au saphir, n'est pas transparent. Cela facilite les étapes de lithographie, où un substrat transparent amène des erreurs simplement puisque l'utilisateur se trompe de côté de tranche. Le silicium est par contre typiquement dopé, ce qui le rend moins isolant à température pièce. Ainsi, nous avons spécifiquement choisi du silicium non-dopé, crû avec la technique *float-zone*, qui dans notre cas avait une résistivité >10 kΩ/cm. Afin de s'assurer de pouvoir tester nos composants à température pièce à l'aide de la station

sous-pointes, nous avons choisi de prendre une précaution supplémentaire et d'oxyder le silicium avec une couche d'environ 100 nm d'oxyde de silicium. Un traitement thermique à 1200 °C de la gaufre de silicium permet d'oxyder sa surface avec un taux pré-déterminé. Cet oxyde isole complètement les dépôts métalliques subséquents, même à température pièce.

Toutefois, il est connu que l'interface SiO₂-métal est une grande source de décohérence dans les circuits supraconducteurs utilisés pour fabriquer des qubits [126]. Cela est habituellement expliqué par la présence de systèmes à deux niveaux formés dans l'interface Si-SiO₂. Plusieurs études ont été faites afin de réduire ces pertes et trouver de meilleurs matériaux à utiliser comme substrat. Dans notre cas, les signaux utilisés afin de contrôler les deux jonctions tunnel sont très basse fréquence (<100 Hz) et ces pertes sont négligeables. Par contre, l'interaction entre les deux jonctions se fait à travers les capacités interdigitées à des fréquences jusqu'au GHz. Il est donc possible qu'une partie du signal soit perdu simplement à cause de l'interaction avec ces systèmes à deux niveaux présents à l'interface. L'utilisation de saphir pourrait potentiellement diminuer ces pertes, dont l'amplitude n'a pas été caractérisée.

Puisqu'elles sont utilisées dans un environnement de recherche, une fois les gaufres reçues et oxydées, elles sont typiquement coupées en petits morceaux. Dans un environnement industriel où les procédés sont redondants et stables puis où une production en chaîne est de mise, les gaufres sont souvent de taille supérieure et utilisées telles quelles. Le choix de la taille des morceaux dépend du nombre et de la taille des dispositifs à fabriquer. Travailler avec des morceaux plus petits que 10 mm × 10 mm étant plus difficile à cause des effets de bord lors de l'étalement de résine, je me limite toujours à cette taille. Les dispositifs discutés ci-bas ont donc tous (ou presque) été fabriqués sur des substrats de 10 mm × 10 mm.

Les gaufres utilisées lors de cette thèse ont été commandées de [University Wafer](#). Nos gaufres de 76.2 mm de diamètre étaient polies d'un seul côté, d'orientation <111>, non dopées et crûes par la technique *float-zone*. Le clivage de gaufres d'orientation <111> en petits carrés est très difficile puisque la coupe selon cet axe favorise une coupe triangulaire. Je recommande fortement la commande de gaufres d'orientation <100> afin d'économiser de la patience et du matériau, surtout puisque cela n'a aucun autre impact sur le procédé de fabrication.

11.2 Résistances

Le NiCr est un alliage de choix pour des fils résistifs, vu sa capacité à résister à de très grandes puissances de chauffage. La résistivité de dépôts de NiCr dans l'évaporateur Intevac a été caractérisée en réalisant des fils de différentes longueurs. La valeur obtenue de résistivité est de $\sim 1.6e-6 \Omega/m$ à température pièce et $\sim 1.8e-6 \Omega/m$ à 8 mK. Cette valeur est très près de celle reportée dans la littérature à température pièce de $1-1.5e-6 \Omega/m$ [127]. Aucun autre composant de notre dispositif étant en NiCr, une étape de fabrication est obligatoirement réservée pour les résistances.

Pour maximiser le signal engendré par le BCD, autant sur la résistance (éqs. 1.19 et 2.8) que la transrésistance (éq. 2.20), l'impédance de l'environnement doit être la plus grande possible. Pour maximiser la résistance du fil, l'aire transverse (résultant de la multiplication entre son épaisseur et sa largeur) doit être minimisée et sa longueur maximisée. L'épaisseur minimale du film de NiCr est limitée par la rugosité du film déposé lors du processus d'évaporation. Afin d'assurer la continuité du fil, une épaisseur de 10 nm a été choisie. La largeur du fil est limitée par la résolution de l'appareil de photolithographie par écriture directe. Encore une fois afin d'assurer la continuité du fil, une largeur de $10 \mu m$ (~ 3 pixels) a été choisie. Avec notre résistivité, cela donne un fil de $18 \text{ k}\Omega/\text{mm}$. Il y aura huit résistances par dispositif comprenant deux jonctions afin de permettre des mesures quatre pointes sur chaque jonction. Conséquemment, leur taille doit être raisonnable pour nous permettre de fabriquer plusieurs échantillons sur un substrat de $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$; cela est nécessaire vu le faible taux de rendement anticipé pour les dispositifs complets. Par exemple, sur K9700, la longueur totale des résistances est de $\sim 3 \text{ mm}$ et le méandre formé entre dans une zone de $150 \mu m \times 500 \mu m$ pour des résistances autour de $56 \text{ k}\Omega$. Cela laisse amplement de place pour les autres composants même si des dizaines de dispositifs doivent être fabriqués.

11.3 Condensateurs

La façon la plus simple de fabriquer les condensateurs à l'intérieur de notre procédé est de les faire en géométrie interdigitée. En effet, cela requiert un seul dépôt métallique, ce qui est un grand avantage comparé aux trois dépôts – et donc étapes de photolithographie – nécessaires pour fabriquer des condensateurs plans. La géométrie des condensateurs est limitée par la résolution de la technique utilisée pour les fabriquer : la photolithographie par écriture directe. La résolution d'environ $5\ \mu\text{m}$ limite l'espacement minimal entre les doigts de la capacité. Puisque nous anticipons un faible taux de rendement pour les dispositifs complets, il était nécessaire de fabriquer plusieurs échantillons sur le même substrat. La taille maximale des condensateurs a donc été limitée à environ $500\ \mu\text{m}$ pour permettre l'inclusion de dizaines de dispositifs sur un substrat de $10\ \text{mm} \times 10\ \text{mm}$.

Le métal choisi pour fabriquer les condensateurs est l'Al. Ce choix est motivé par deux raisons. Premièrement, les jonctions tunnel sont elles aussi en Al (pour des raisons expliquées à la section 11.4) et utiliser le même métal assure un bon contact entre les deux composants. Deuxièmement, les électrodes de connection utilisées pour microsouder doivent être dans un métal facilitant le contact avec les microsoudures. Hors, comme la microsoudeuse utilise des fils d'Al, utiliser le même métal pour ces électrodes est le choix le plus sensé. Pour alors limiter le nombre d'étapes de fabrication, utiliser l'Al comme métal pour les condensateurs permet de réaliser ceux-ci en même temps que les électrodes de connection.

Trois sources contribuent à la capacité de notre condensateur : C_{air} , C_{SiO_2} et C_{Si} . Les permittivités relatives ϵ_r (constantes diélectriques) des trois matériaux correspondants sont : 1 [128], 3.9 [129] et 11.7 [130]. Comme le silicium est vraiment plus épais que les couches d'aluminium et d'oxyde de silicium et que sa constante diélectrique est plus grande, la contribution majeure à la capacité provient de celui-ci. Sous certaines conditions, il est possible d'obtenir une équation très simple pour notre capacité interdigitée [131, 132]

$$C = (N - 1.5)lA, \quad (11.1)$$

où N est le nombre de doigts, l est leur longueur et A est un paramètre géométrique qui dépend entre autres de l'espacement entre les doigts. Ici le substrat et l'espacement entre les doigts seront toujours préservés, ce qui entraîne que A est une constante. La mesure de la fréquence de coupure d'un circuit RC composé de notre condensateur et d'une résistance

de 50Ω en série, qui permet d'extraire la capacité, a été réalisée en fonction de quelques paramètres [132] : l'épaisseur d'aluminium, la longueur des doigts et le nombre de doigts. Aucune dépendance en fonction de l'épaisseur d'aluminium n'a été trouvée. Les deux autres paramètres permettent d'extraire indépendamment une valeur de A . La valeur calculée à partir de nos résultats est de $A = 3.71e-10$. Pour $l = 300 \mu\text{m}$ et $N = 7$, les paramètres du dernier échantillon fabriqué, on obtient $C = 0.6 \text{ pF}$. La taille maximale des condensateurs étant limitée pour les raisons expliquées ci-haut, la gamme possible de capacités est autour du pF.

Il est maintenant possible de trouver les fréquences RC qui dictent le comportement de notre dispositif. En autant que la capacité des jonctions $C_J < C$, ce qui est toujours le cas, les fluctuations émises par les jonctions tunnel à une fréquence supérieure à $1/RC \simeq 10 \text{ MHz}$ et inférieure à la bande passante intrinsèque $1/R_T C_J$ contribueront à l'interaction entre les deux jonctions.

11.4 Jonctions

La jonction tunnel est le composant à la fois le plus crucial et le plus difficile à réaliser de notre échantillon. De plus, il en faut deux, les plus semblables possibles, une à côté de l'autre. Conséquemment, cette étape est celle qui a demandé le plus d'ajustements durant cette thèse avant d'être reproductible ; ceci est discuté à la section 12.1. Malgré tous les changements, la technique de base est restée la même : la technique du pont de Dolan ou dépôts ombragés à angles multiples [124]. Cette technique permet de créer des structures à plusieurs couches, comme la jonction tunnel, en ne faisant qu'une seule étape de lithographie. Quelques autres techniques sont disponibles, mais la plupart des techniques plus récentes [133] nécessitent l'utilisation de systèmes ultra-performants utilisant de hautes tensions d'accélération qui ne sont pas présents au 3IT.

Les jonctions tunnel sont typiquement fabriquées en Al ou en niobium (Nb). L'Al a historiquement été préféré vu la meilleure qualité de sa barrière d'oxyde [134-140], mais le Nb possède une température de transition supraconductrice plus élevée ce qui en fait un meilleur candidat pour certaines applications nécessitant des jonctions supraconductrices. Dans sa forme pure, l'Al une fois déposé en couche mince s'oxyde automatiquement jusqu'à une certaine épaisseur dépendant de la pression d'oxygène et du temps d'oxydation ; ce

procédé est appelé “passivation”. Le composé chimique formé est en majorité de l’ Al_2O_3 et la taille de la barrière d’oxyde est de quelques nm [141].

La moins grande complexité du processus de fabrication des jonctions en Al comparé au processus utilisant du Nb a été le facteur déterminant dans notre choix d’utiliser l’Al comme métal de base. En effet, les techniques basées sur le Nb ne peuvent généralement pas créer des jonctions en une seule étape de lithographie [137, 142, 143], vu la nécessité de déposer une couche intermédiaire d’oxyde d’aluminium. De plus, pour nos mesures spécifiques, il est nécessaire de pouvoir contrôler la transition supraconductrice du métal choisi à l’aide d’un champ magnétique appliqué in-situ. Il est préférable d’utiliser un champ le plus faible possible pour ne pas apporter trop d’énergie dans le système, donc l’Al est un meilleur candidat vu son champ critique plus faible (~ 10 mT vs ~ 820 mT pour un matériau volumique [144-146]). Les conditions spécifiques à nos dépôts sont les suivantes : l’Al est pur à 99.999 % et la pression maximale dans la chambre au début du dépôt est de $\sim 5 \times 10^{-9}$ Torr.

Puisque la résistance des jonctions doit être la plus élevée possible afin d’augmenter le signal voulu, pour les raisons expliquées à la section 8.3, leur aire de recouvrement doit être la plus petite possible. La technique ayant la plus faible résolution est la lithographie à faisceau d’électrons. C’est donc celle-ci qui est utilisée pour fabriquer les jonctions tunnel. Il est aussi important d’avoir un bon taux de rendement du processus de fabrication, car il faut deux jonctions les plus semblables possibles une à côté de l’autre. Plusieurs tests ont été effectués afin de déterminer la résolution minimale ayant un taux de rendement acceptable. Pour notre procédé par pont de Dolan, la résolution minimale permettant d’obtenir des jonctions fonctionnelles était d’environ 50 nm. Le taux de rendement avec les deux côtés de la jonction de 50 nm était très faible, c’est pourquoi une taille de jonction de $100 \text{ nm} \times 60 \text{ nm}$ a été choisie lors de la fabrication des échantillons finaux. Le dernier échantillon fabriqué (K9700) a eu un taux de rendement $\gtrsim 80\%$, sans tenir compte d’une erreur humaine cassant plus de 10% des dispositifs. De plus, les résistances des jonctions fonctionnelles étaient toutes dans une gamme de $\sim 20\%$ autour de la valeur moyenne, ce qui a donné de nombreuses paires utilisables.

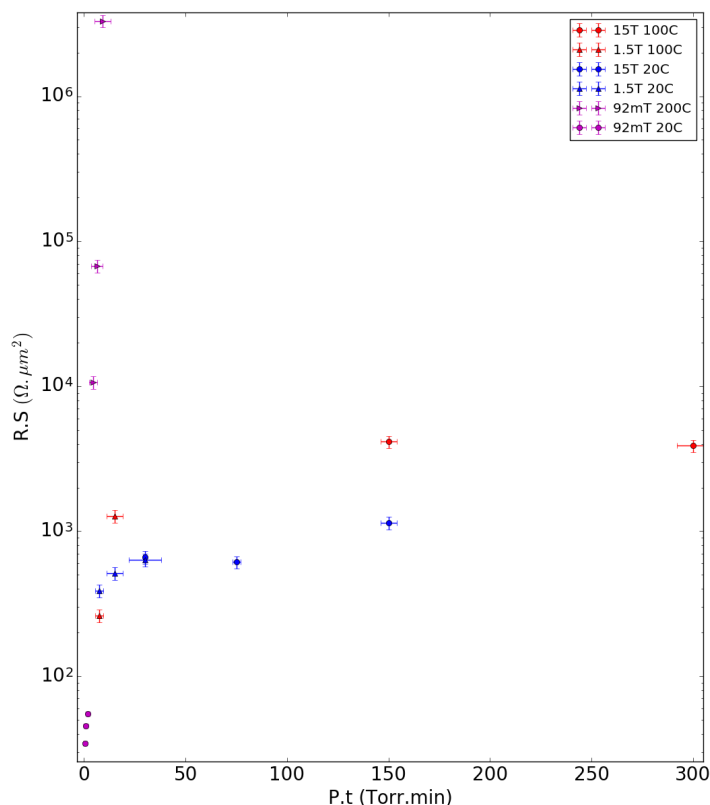


FIGURE 11.1 : Relation entre les deux quantités (résistance*aire) et (pression*temps) pour différentes valeurs de pression d'O₂ et de températures de substrat dans l'évaporateur Plassys. Pour chaque pression, des mesures ont été faites pour trois temps d'oxydation de 2.5, 5 et 10 min. La pression de 92 mTorr est une pression dynamique, alors que les plus grandes pressions sont statiques.

11.4.1 Oxydation

La résistance et la capacité de la jonction tunnel dépendent énormément de l'oxydation de celle-ci, comme expliqué à la section 8.3. Les paramètres réglables lors de cette étape sont la pression d'oxygène P et le temps d'oxydation t . La Fig. 11.1 montre la relation entre le produit de la résistance de la jonction R et de son aire de recouvrement A en fonction du produit Pt . En (a), (b) et (c) sont montrés respectivement la relation entre l'aire de recouvrement et la résistance obtenue pour $t = 5, 10$ et 20 min et $P = 100$ mTorr. Ces résultats concordent plus ou moins avec d'autres expériences dans la littérature [141, 147-149], ouvrant la porte à une exploration plus en détails de cet aspect de la fabrication.

Le temps d'oxydation et la pression choisis lors de la fabrication du dernier échantillon *K9700* sont de 3.5 min et 2.2 Torr. Ces paramètres correspondent à $\sim 300 \Omega/\mu\text{m}^2$ sur la Fig. 11.1. Ainsi, une aire $A = 0.1 \mu\text{m} \times 0.06 \mu\text{m}$ devrait donner des résistances de l'ordre de $R \simeq 50 \text{ k}\Omega$. Les jonctions obtenues étaient plutôt toutes autour de 15 k Ω , ce qui est probablement dû à une aire plus élevée que celle souhaitée.

Il est important de noter qu'une deuxième oxydation est faite après avoir déposé la deuxième couche d'Al. Cette étape d'"encapsulation" permet d'oxyder la surface complète métallique autour de la jonction tunnel, augmentant le temps de vie des jonctions tunnel en augmentant la stabilité de la barrière tunnel et en réduisant le risque occasioné par l'électricité statique.

Chapitre 12

Conception de la recette pour la puce complète

L'intégration de tous les composants en un seul dispositif complet nécessite plusieurs considérations techniques. Tout particulièrement, l'ordre optimal des procédés est loin d'être trivial. Dans la recette finale, présentée à l'annexe [A](#), l'étape de lithographie à faisceau d'électrons des jonctions tunnel est réalisée en dernier pour éviter d'abimer les jonctions tunnel. Toutefois, celle-ci était faite en premier lors des premières itérations de cette recette, mais des doutes ont été levés quant au fait que les recuits de résine de photolithographie pourraient être la cause de jonctions défectueuses. Ainsi, cette étape est maintenant faite en dernier. Par contre, ce déplacement oblige maintenant un alignement lors de l'étape de lithographie à faisceau d'électrons. Les marques d'alignement sont placées de façon stratégique pour permettre l'alignement sans toutefois exposer des structures cruciales. Pour plus de détails sur la stratégie d'alignement, voir le wiki du groupe Reulet. De plus, il faut s'assurer qu'un bon contact puisse être fait entre les différents dépôts métalliques des trois étapes de lithographie. À cet effet, il est important de bien calculer les épaisseurs de chacun des dépôts ; en général un dépôt subséquent doit être plus épais que le précédent afin de créer un contact de bonne qualité. Finalement, la position des électrodes de connection peut être importante. Dans notre cas cela n'est pas trop un problème, mais il reste plus difficile de venir micro-souder sur une électrode au milieu de l'échantillon que sur les côtés.

D'un autre côté, le taux de rendement du processus de fabrication est en général loin de 100% dans un milieu de recherche. Dans notre cas, comme expliqué ci-haut, l'étape la

plus difficile est la fabrication des jonctions tunnel. Pour contrer jusqu'à un certain point l'incertitude amenée par cette étape, la puce complète comporte 40 possibles dispositifs ($2 \times 40 = 80$ jonctions). Ainsi, le taux de rendement nécessaire à l'obtention d'un dispositif fonctionnel est grandement réduit. Toutes les jonctions peuvent être mesurées séparément à posteriori à l'aide de la station sous-pointes et la paire de jonctions la plus semblable peut alors être connectée au monde extérieur par des microsoudures.

La figure 12.1 montre le fichier comprenant toutes les étapes de fabrication. Les différentes couleurs représentent les différentes étapes. La couleur blanche représente la 1ère étape de photolithographie : les résistances de NiCr. Celles-ci doivent être déposées en premier à cause de la très faible épaisseur de NiCr requise. La couleur verte représente la 2e étape de photolithographie : les condensateurs et les électrodes de connection. Les contours magenta et les formes rouges représentent respectivement les différentes fenêtres d'exposition en lithographie à faisceau d'électrons et les patrons de lithographie à faisceau d'électrons permettant de fabriquer les jonctions tunnel. Cette figure représente le dernier échantillon fabriqué *K9700*. Les marques d'alignement en forme de "L" permettant d'aligner les trois étapes de lithographie sont aussi visibles.

La recette utilisée est en général assez standard. Un nettoyage aux solvants est réalisé entre chaque lithographie. Les deux étapes de photolithographie par écriture directe utilisent les résines LOR5A et AZ1512 (autrefois S1813) et un procédé de soulèvement pour déposer les couches d'aluminium des condensateurs et de NiCr des résistances. Un nettoyage par faisceau d'ions est fait avant chaque dépôt métallique par EBPVD. L'étape de lithographie à faisceau d'électrons est la seule à utiliser un procédé qui utilise une combinaison de résine rarement retrouvée dans la littérature.

12.1 Lithographie à faisceau d'électrons

Depuis l'an 2012, la lithographie à faisceau d'électrons réalisée par le groupe de Bertrand Reulet utilise les résines *ZEP520A* et *LOR5A*. Malgré la fabrication réussie de plusieurs échantillons de 2012 à 2017, cette recette comprend quelques problèmes. Le plus important constitue les résidus de *LOR5A* après le développement de la résine. Ces résidus peuvent être enlevés en majeure partie en utilisant un plasma d'oxygène, mais peuvent poser problème quand même lors de procédés utilisant des dépôts à angles multiples. La *LOR* a aussi

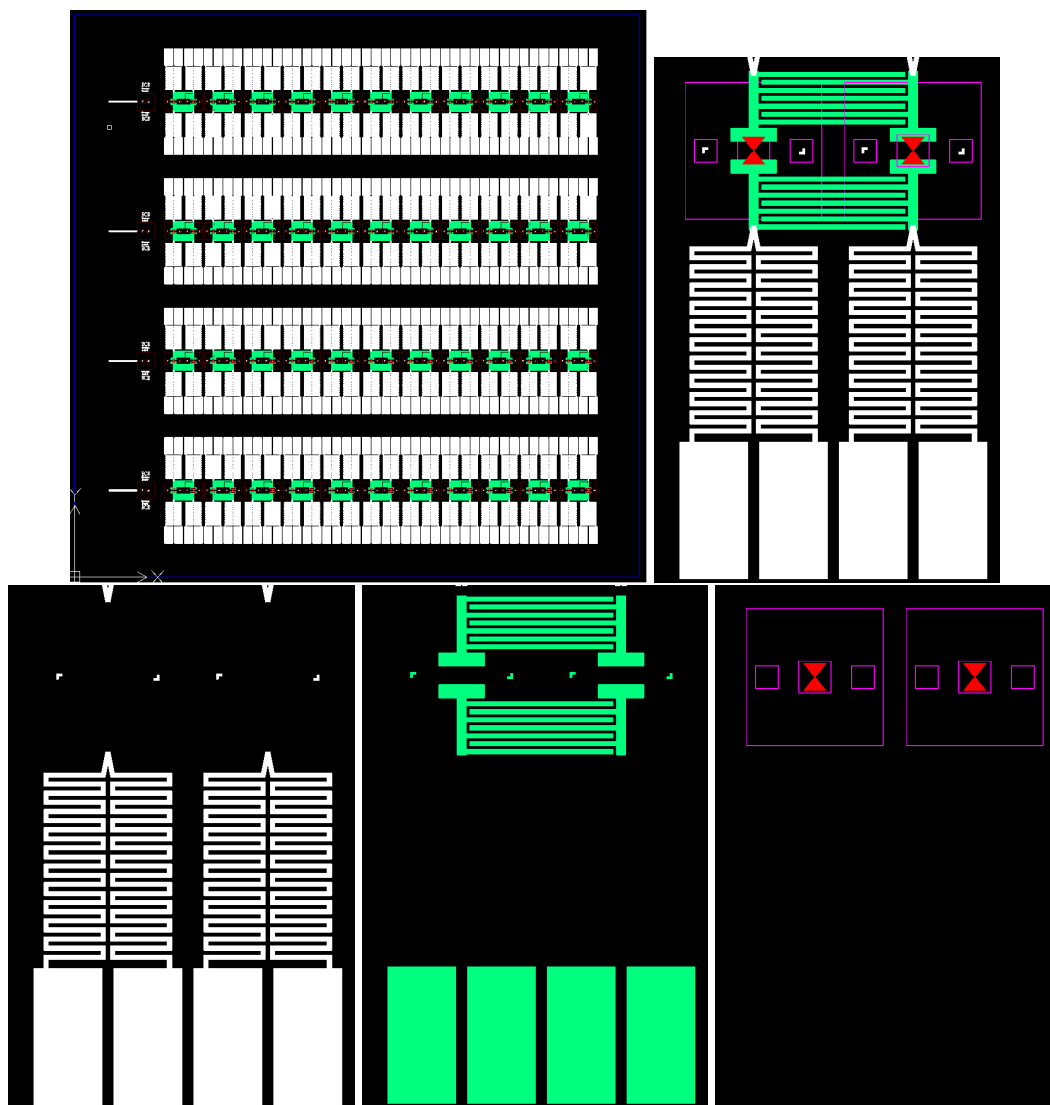


FIGURE 12.1 : Dessins en conception assistée par ordinateur (CAO) de l'échantillon *K9700*, la dernière itération de ce concept. La première figure montre l'échantillon complet, avec les 40 dispositifs identiques pour augmenter le taux de rendement. Le carré bleu représente le substrat de $10\text{ mm} \times 10\text{ mm}$, le blanc représente la couche de NiCr, le vert la couche d'Al des condensateurs interdigités et le rouge l'étape de lithographie à faisceau d'électrons des jonctions tunnel. La deuxième figure présente un zoom sur la moitié inférieure d'un seul dispositif. Les trois figures suivantes montrent respectivement les étapes de lithographies subséquentes : les résistances, les condensateurs et les jonctions tunnel. Les carrés magenta représentent les fenêtres de lithographie électronique aux différentes étapes (alignement et exposition).

tendance à “couler”, ce qui peut aussi poser certains problèmes lors du dépôt. Par exemple, les résidus de *LOR5A* sous le pont de *ZEP520A* montré à la Fig. 12.2 peuvent réduire de

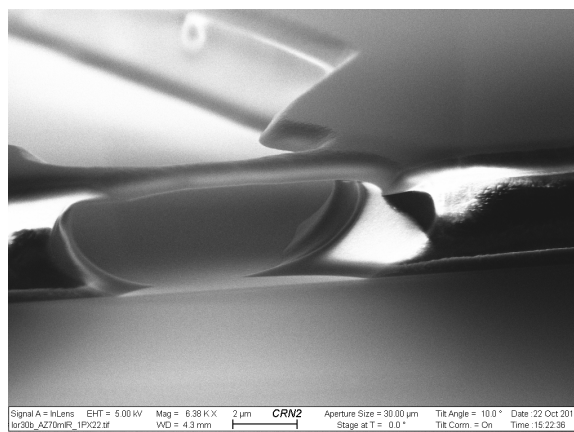


FIGURE 12.2 : Photographie d'un pont de résine *ZEP520A* pris à l'aide d'un microscope électronique à balayage. La résine du dessous, de la *LOR5A*, a coulé et vient presque bloquer le recouvrement possible entre les dépôts métalliques potentiels.

façon non reproductible l'aire totale de la jonction, ajoutant une incertitude supplémentaire dans le procédé.

De plus, ces deux résines sont assez peu courantes dans les procédés de lithographie à faisceau d'électrons dans la littérature des groupes spécialisés en fabrication de qubits supraconducteurs et autres dispositifs mésoscopiques [147, 150, 151]. Les résines les plus souvent utilisées sont la *MMA* et la *PMMA*. Ces deux résines se prêtent très bien aux procédés utilisant un voltage d'accélération très élevé (~ 100 keV), vu la grande différence entre leurs doses d'exposition optimales [152]. Les microscopes électroniques disponibles au 3IT utilisent un voltage d'accélération de 20 keV ou moins, mieux adapté pour la *ZEP520A*. Une autre recette a donc été créée afin d'obtenir un rendement le plus élevé possible.

Vu l'expérience acquise avec la *ZEP520A* et sa rigidité suffisante pour créer des ponts, il semblait raisonnable de continuer à l'utiliser comme résine à cet effet. De plus, la *MMA* nécessite une dose d'exposition très semblable à la *ZEP520A* [152, 153]. Ainsi, une nouvelle recette à base de *ZEP520A DR=1.7* superposée à de la *MMA EL11* a été développée. Le choix des dilutions est motivé par les épaisseurs voulues de résine. La *MMA* se doit d'être assez épaisse pour permettre l'évaporation sous le pont de *ZEP510A*. Il est plus simple d'avoir une épaisseur de résine sous le pont d'au moins la largeur du pont ; cela permet d'utiliser des angles raisonnables ($< 60^\circ$) lors de l'évaporation de métal. La largeur de pont typique est de l'ordre de ~ 300 nm pour s'assurer de sa rigidité afin qu'il ne s'écroule pas lors du développement. La *MMA EL11* permet d'obtenir des épaisseurs de cet ordre. La Fig.

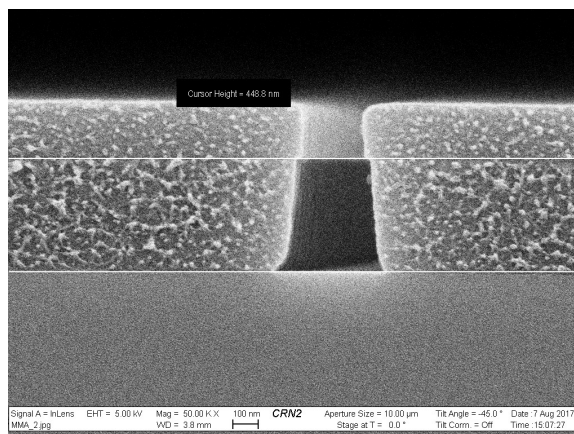


FIGURE 12.3 : Photographie au microscope électronique à balayage de la superposition des deux résines *MMA EL11* et *ZEP520A* étalées sur le substrat de Si brut (ce substrat n'est pas oxydé). Seule l'épaisseur de la *MMA* est mesurée. Une tranchée de 200 nm est présente afin d'augmenter le contraste entre les deux résines.

12.3 montre une coupe d'un échantillon après avoir étalé les deux résines. L'épaisseur de *MMA* de 450 nm mesurée est celle qui a été utilisée pour tous les échantillons faits à l'aide de ce procédé.

Le changement de recette a aussi provoqué un changement de géométrie ; il a été choisi d'opter pour celle développée par J. Kelly durant sa thèse [150]. La géométrie précédente utilisant deux angles de déposition contraires était basée sur le dessin de lithographie montré à la Fig. 12.4 (a). La nouvelle géométrie montrée à la Fig. 12.4 (b) utilise un seul dépôt à angle, le deuxième étant réalisé perpendiculairement au plan du substrat. Le point crucial est que le premier dépôt doit être fait à un angle assez grand pour permettre le recouvrement total lors du deuxième dépôt à angle nul. L'ancienne géométrie définit un pont simple entre deux contacts identiques, tandis que la nouvelle géométrie définit le pont entre deux "doigts" qui mènent aux contacts externes. Cette nouvelle géométrie a deux avantages lorsque comparée à celle utilisée auparavant : limiter l'effet de l'angle d'évaporation et d'un mauvais positionnement angulaire de l'échantillon lors de l'évaporation sur la valeur finale de la résistance de la jonction. Le premier point est celui qui apporte le plus grand changement ; l'ancienne géométrie nécessite une connaissance précise de la largeur du pont afin de déterminer les angles de dépôts, tandis que la nouvelle géométrie assure une aire de recouvrement stable sur une large plage d'angles de dépôts. Cette différence est cruciale afin d'augmenter le taux de rendement du procédé. De plus, les grands angles de déposition de l'ancienne géométrie ont certains inconvénients : l'épaisseur déposée est pondérée par

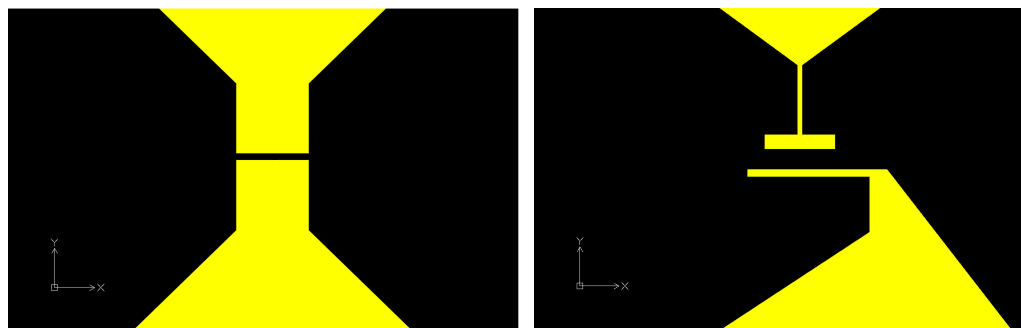


FIGURE 12.4 : Dessin en conception assistée par ordinateur (CAO) du centre des jonctions tunnel, avec l'ancienne (gauche) et la nouvelle (droite) géométrie.

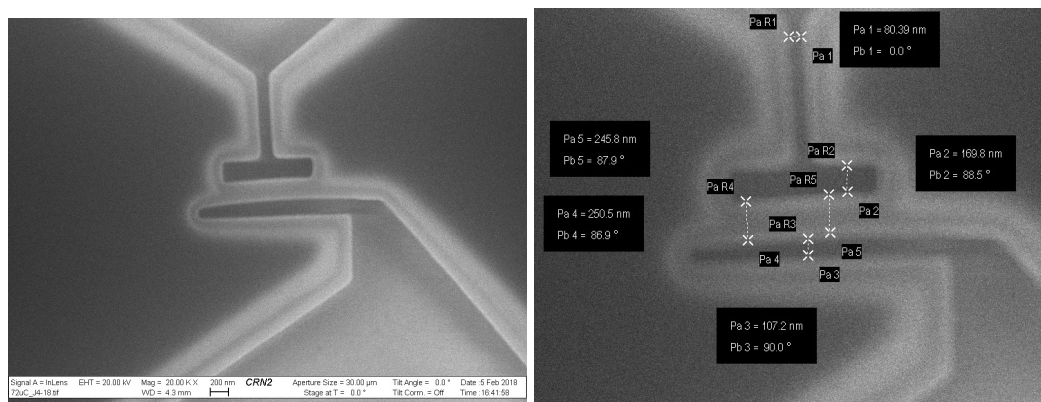


FIGURE 12.5 : Photographie au microscope électronique à balayage après le développement de la résine pour la jonction 4-16 sur *K9700*. Les mesures de 1 à 5 permettent de déterminer la taille finale de la jonction et l'angle nécessaire à la déposition du métal.

un facteur proportionnel au cosinus de l'angle, la couche finale peut être moins uniforme et du métal peut être déposé sur les murs de résine. Le deuxième point – la difficulté de positionnement de l'échantillon sur le porte échantillon – est moins important, mais apportait tout de même une incertitude supplémentaire sur la taille finale des jonctions avec l'ancienne géométrie. La nouvelle géométrie se soustrait de ces limitations puisque le recouvrement peut se faire tout le long du doigt vertical.

La Fig. 12.5 montre une vue du dessus de l'échantillon prise au microscope électronique une fois la lithographie à faisceau d'électrons et son développement terminé. Les trous dans la résine sont visibles et la luminosité sous le pont laisse soupçonner que la *MMA* sous celui-ci est complètement dissoute. L'aire de recouvrement pour cette lithographie étant aux alentours de $100 \text{ nm} \times 100 \text{ nm}$ et le pont d'une largeur d'environ $D = 300 \text{ nm}$, une épaisseur de *MMA* EL11 d'au moins 400 nm permet d'utiliser un angle raisonnable. La Fig.

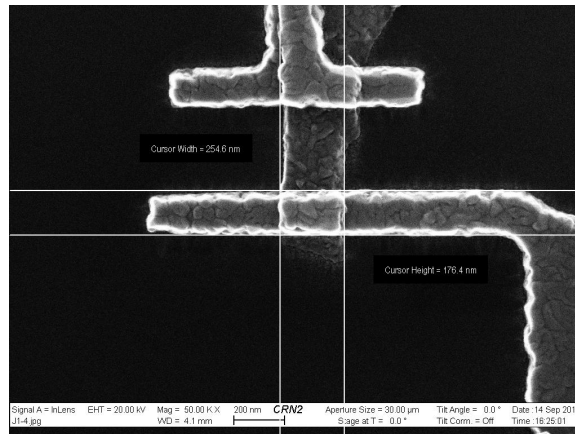


FIGURE 12.6 : Photographie au microscope électronique à balayage d’une jonction après les dépôts métalliques.

12.6 montre ce à quoi ressemble une jonction après les deux dépôts. Aucune mesure n’a été faite sur cette jonction puisque son observation au microscope électronique à balayage peut dégrader son intégrité. On remarque que le “T” inversé du premier dépôt est disparu. Ceci est attribué au fait qu’il a probablement été déposé sur le mur de résine et que le “T” a été enlevé avec la résine lors du soulèvement.

Ces deux changements, la nouvelle recette et la nouvelle géométrie, ont permis de fabriquer le dernier échantillon beaucoup plus rapidement et avec un rendement beaucoup plus élevé. En effet, la grande majorité (>90%) des paires de jonctions sur le dernier échantillon étaient fonctionnelles. Comparativement aux taux de rendement de la recette précédente qui étaient en général sous la barre des 50%, cela est une amélioration assez drastique. On remarque donc que fabriquer 40 fois l’échantillon n’est plus vraiment nécessaire lorsque la technique de fabrication est assez raffinée, ce qui permettrait de réduire le temps de fabrication si des itérations supplémentaires étaient nécessaires.

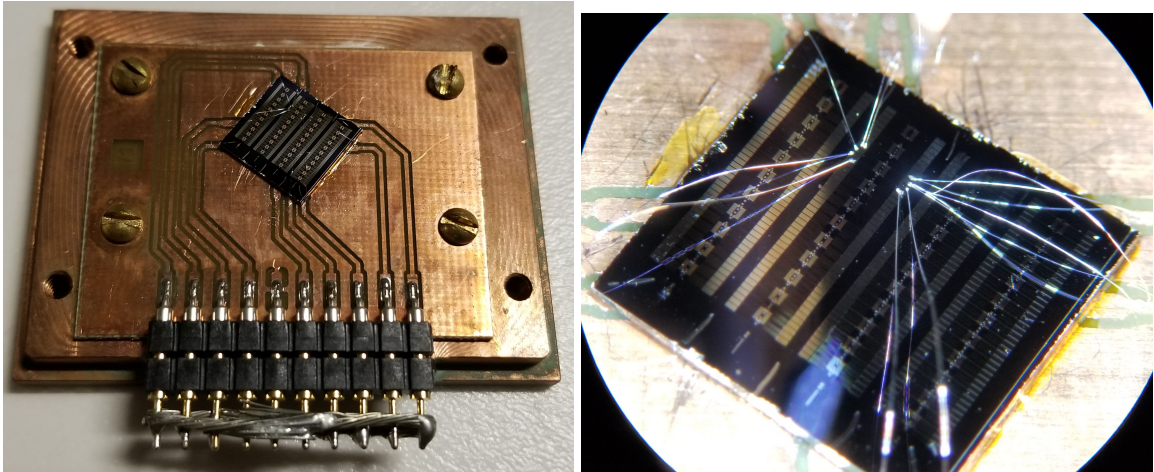


FIGURE 13.1 : Photographie du dispositif collé sur le circuit imprimé, lui-même vissé dans le porte-échantillon. Un zoom permet de mieux voir toutes les composantes du dispositif et les micro-soudures reliant une paire de jonctions au monde extérieur.

Chapitre 13

Connection de la puce au monde extérieur

13.1 Porte-échantillon

Une fois la puce fabriquée, celle-ci doit être mise dans un porte-échantillon pour nous permettre d'envoyer et de mesurer des signaux sur les dispositifs. Chaque dispositif comprend huit électrodes de contact externes permettant d'accueillir des microsoudures

vers l'extérieur. Un circuit imprimé avec dix pistes de cuivre est à l'autre extrémité de ces microsoudures. La Fig. 13.1 montre le dispositif collé sur le circuit imprimé, lui-même vissé dans le porte-échantillon. Quatre pistes du circuit imprimé vont de chaque côté de l'échantillon, prêtes à être micro-soudées jusqu'aux électrodes de contact (un œil averti peut réussir à voir quelques micro-soudures). Les deux autres pistes servent de mise à la terre. Un connecteur Samtec est installé à l'autre bout des dix pistes du circuit imprimé. Le porte-échantillon en cuivre a une ouverture de la taille de ce connecteur Samtec à 10 ports, permettant de faire le contact avec les câbles du cryostat. Un couvercle peut être vissé sur le tout, protégeant le dispositif et les micro-soudures.

Les microsoudures sont faites à l'aide d'un fil de 25 μm en Al avec la microsoudeuse K&S 4124. La première soudure est toujours faite sur le PCB en cuivre afin de décharger l'électricité statique de la pointe sur la masse et non à travers l'échantillon. Les jonctions spécifiques à ce projet sont plutôt robustes aux décharges statiques grâce aux résistances en NiCr qui les entourent, mais il vaut toujours mieux de limiter au maximum les risques de décharge statique – un fléau ayant causé la perte d'innombrables jonctions tunnel.

13.2 Installation dans le cryostat à dilution

Un cryostat sec à dilution est utilisé pour refroidir l'échantillon à des températures de l'ordre du mK. Il est composé de quatre étages : 50 K, 3 K, 800 mK et 8 mK. L'étage le plus bas héberge la chambre à mélange d' He_3 et He_4 , l'endroit le plus froid du cryostat.

Si nécessaire, un étage supplémentaire peut être attaché sous le bas du cryostat, autour duquel est placé un aimant sous forme de bobine. Ainsi, le porte-échantillon peut être placé au centre de la bobine constituant l'aimant tout en étant à la température la plus basse possible. Toutefois, cela ajoute une grande masse thermique au cryostat et peut limiter la température minimale atteignable. La Fig. 13.2 montre l'intérieur du cryostat avec la pièce supplémentaire permettant de tenir le porte-échantillon dans le champ magnétique. Un thermomètre supplémentaire a été calibré à l'aide de celui sur l'étage à 8 mK, afin d'avoir accès à la température des phonons près de l'échantillon. Pour plus de détails sur la procédure de calibration, se référer au [wiki du groupe Reulet](#).



FIGURE 13.2 : Étage supplémentaire ajouté au bas du cryostat permettant d’être au milieu de l’aimant sur lequel l’échantillon est mis en place.

Puisque les mesures effectuées sont toutes réalisées à des fréquences pratiquement nulles – la fréquence la plus élevée est celle de l’excitation lock-in autour de 70 Hz – aucun câblage micro-ondes n’est nécessaire. Ainsi, de simples paires torsadées sont utilisées pour acheminer les signaux entre l’échantillon et les boîtes coaxiales externes. Celles-ci acheminent le signal jusqu’aux câbles intégrés au cryostat, qui à leur tour se dirigent vers l’extérieur du cryostat. Des boîtes de câbles coaxiaux permettent de connecter les appareils de mesure et d’excitation à notre dispositif.

Conclusion

Les résultats obtenus sur la diode à avalanche au chapitre 7 montrent clairement que les propriétés de celle-ci changent en fonction de l'environnement électromagnétique qui l'entoure ; ceci entre en contradiction directe avec l'hypothèse de base de la théorie des circuits électriques usuelle. Afin d'expliquer ce phénomène, deux méthodes basées sur l'effet de la rétroaction du bruit d'un composant sur lui-même par son environnement électromagnétique sont développées à la partie I. Leur comparaison aux résultats expérimentaux obtenus sur une diode à avalanche mise en série avec une résistance à température pièce, à la partie II, montre que les équations différentielles obtenues avec la méthode par renormalisation reproduisent fidèlement les données expérimentales sur plusieurs ordres de grandeur, et ce sans paramètre ajustable.

L'étude expérimentale de deux jonctions couplées capacitivement présentée à la partie III démontre l'existence d'effets d'interaction via le bruit. Le contrôle du courant circulant dans une jonction permet en effet de manipuler les propriétés de l'autre. Par exemple, certaines mesures effectuées sur une seule jonction permettent d'avoir accès indirectement au bruit émis par l'autre. Les résultats expérimentaux sont remarquablement bien reproduits par le modèle théorique fondé sur les effets de rétroaction du bruit développé à la partie I, alors qu'à priori l'outil adéquat pour traiter ces données est la théorie orthodoxe du blocage de Coulomb dynamique.

Cette thèse expose comment la conception de tout circuit électronique (et non seulement les circuits quantiques) doit en principe prendre en compte les interactions entre composants. Afin d'explorer cette avenue, il serait intéressant d'étudier par exemple l'interaction entre deux diodes à avalanche, ou celles impliquant un transistor. Sur le plan théorique, l'extension des méthodes développées afin de prendre en compte les dépendances en fréquence des quantités importantes (impédance, fluctuations, tension et courant) serait pertinente pour

approfondir leur analyse (densité spectrale, etc.).

Annexe A

Recette de fabrication de deux jonctions couplées capacitivement

Voici la recette complète du dernier échantillon fabriqué : K9700. Le processus complet comprend 3 lithographie et dépôts. Il peut facilement être réalisé en une semaine avec un minimum de pratique et de préparation.

1. Nettoyage aux solvants dans un bain à ultrasons.
 - Acétone : 5 minutes
 - Isopropanol : 5 minutes
 - Essorage à l'eau déionisée puis séchage par azote
2. Photolithographie des résistances, marques d'alignement et électrodes de contact.
 - Déshydratation à 180 °C durant 10 min sur une plaque chauffante.
 - Étalement LOR5A à 4000 rpm durant 30 s.
 - Recuit à 180 °C durant 10 min sur une plaque chauffante.
 - Étalement AZ1512 à 4000 rpm durant 30 s.
 - Recuit à 100 °C durant 50 s sur une plaque chauffante (qui est réglée à 115 °C).
 - Exposition de la résine avec le système de photolithographie sans masque SF-100-XPress.
Fichier de paramètres : "20180123_4X_LOR5A_AZ1512_Positive.txt".
Pour la procédure à utiliser sur l'appareil, voir le [wiki du groupe Reulet](#).
 - 1.18 s d'exposition par fenêtre.
 - Disposition de la fenêtre :
 - Output : 500x540 et 1095x450 pixels

— Grayscale : 133x95

— Développement dans le MF-319 par immersion en agitant manuellement durant environ 2 min30 s.

Note : Ne fonctionne pas dans le bain à ultrasons.

— Essorage à l'eau déionisée puis séchage par azote.

3. Dépôt de NiCr dans l'évaporateur Intelvac.

— Demande de service à l'IMDQ pour dépôt 10 nm de NiCr.

— Soulèvement dans le Remover 1165 à 65 °C pendant au moins 3 h.

— Utiliser une pipette pour forcer un courant de Remover 1165 sur l'échantillon et enlever les gros morceaux de NiCr.

— Changer l'échantillon de béccher de Remover 1165.

— Placer le nouveau béccher dans le bain à ultrasons pendant ~3 min.

— Rinçage dans l'eau déionisée pendant 15 s.

4. Photolithographie des condensateurs, marques d'alignement et électrodes de contact.

— Déshydratation à 180 °C durant 10 min sur une plaque chauffante.

— Étalement LOR5A à 4000 rpm durant 30 s.

— Recuit à 180 °C durant 10 min sur une plaque chauffante.

— Étalement AZ1512 à 4000 rpm durant 30 s.

— Recuit à 100 °C durant 50 s sur une plaque chauffante (qui est réglée à 115 °C).

— Exposition de la résine avec le système de photolithographie sans masque SF-100-XPress.

Fichier de paramètres : "20180123_4X_LOR5A_AZ1512_Positive.txt".

Pour la procédure à utiliser sur l'appareil, voir le [wiki du groupe Reulet](#).

— Alignement de l'échantillon sur les marques d'alignement.

— 1.22 s d'exposition par fenêtre.

— Disposition de la fenêtre :

— Output : 500x540 et 1095x450 pixels

— Grayscale : 133x95

— Développement dans le MF-319 par immersion en agitant manuellement durant environ 2 min30 s.

Note : Ne fonctionne pas dans le bain à ultrasons.

— Essorage à l'eau déionisée puis séchage par azote.

5. Dépôt d'Al dans l'évaporateur Plassys.

Fichier de procédé : "Process_IonGun-Al_100nm.prg".

- Lamination par faisceau d'ions à un courant de 8 mA pendant 45 s.
- Évaporation de Ti durant 2 min pour capturer l'humidité présente dans la chambre de dépôt.
- Attente jusqu'à ce que la pression soit $<5e-9$ Torr.
- Évaporation de 100 nm d'Al à 60 deg à un taux de 0.2 nm/s (courant maximum de 180 mA).
- Soulèvement de la résine dans le Remover 1165 à 60 °C pendant au moins 3 h.

6. Nettoyage aux solvants.

7. Électrolithographie des jonctions tunnel.

- Déshydratation à 180 °C durant 10 min sur une plaque chauffante.
- Étalement MMA EL11 à 4000 rpm durant 30 s.
- Recuit à 180 °C pendant 90 s.
- Étalement ZEP520 DR=1.7 à 2000 rpm durant 30 s.
- Recuit à 120 °C pendant 3 min.
- Exposition de la résine avec le système FIB.
Fichier de procédé : "Jctalignement_fin_date.RF6".
Paramètres typiques :
 - Tension d'accélération de 20 keV.
 - Aperture de 7.5 μ m.
 - Courant de 17 pA.
 - Distance de travail de 4.5 mm.
 - Dose d'exposition de $\sim 100 \mu$ C/cm².
 - Capacité de faire des taches d'environ 25 nm de diamètre sur la résine dans chaque coin de l'échantillon avant de commencer la lithographie.
- Développement de la résine par immersion.
 - Agiter manuellement l'échantillon dans de l'O-xylène durant 2 min20 s.
 - Insérer rapidement le bécher dans un bain à ultrasons 5 s avant que le temps soit écoulé.
 - Agitation ultrasonique dans une solution de MIBK :IPA 1 :3 durant 3 min 30 s.
 - Retirer rapidement le bécher du bain à ultrasons 10 s avant que le temps soit écoulé.
 - Agiter manuellement l'échantillon dans l'IPA durant 20 s.
 - Agiter manuellement l'échantillon dans l'eau déionisée durant 20 s.

- Essorage à l'eau déionisée puis séchage par azote.
- 8. Dépôt d'Al dans l'évaporateur Plassys. Fichier de procédé :
"Process_IonGun_Long-Al_tilt_60-Oxy_1p5Torr_55mins-Al_tilt_0(100-100)-Capping.prg".
 - Lamination par faisceau d'ions à un courant de 8 mA pendant 4 min30 s pour une gravure de ~ 10 nm.
 - Évaporation de Ti durant 2 min pour capturer l'humidité présente dans la chambre de dépôt.
 - Attente jusqu'à ce que la pression soit $< 5e-9$ Torr.
 - Évaporation de 100 nm d'Al à 60 deg à un taux de 0.3 nm/s.
 - Oxidation à une pression statique d'O₂ de 2.2 Torr pendant 3.5 min.
 - Évaporation de 100 nm d'Al à 0 deg à un taux de 0.3 nm/s.
 - Encapsulation par oxidation à une pression statique d'O₂ de 15 Torr pendant 5 min.
 - Soulèvement de la résine dans le Remover 1165 à 60 °C pendant au moins 3 h.

Annexe B

Calculs complémentaires pour la méthode par renormalisation.

B.1 Calcul des caractéristiques $I(V_s, R)$ et $S(V_s, R)$ intrinsèques.

On voudrait connaître les caractéristiques $I(V, R)$ et $S(V, R)$ intrinsèques de la boîte noire avec la présence de la résistance R externe. Ici, V représente la tension aux bornes de la boîte noire, donnée par $V = V_s - RI(V_s, R)$.

$$dI(V_s, R) = \left. \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial R} \right|_{V_s} dR + \left. \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} \right|_R dV_s, \quad (\text{B.1})$$

avec $dV_s = dV + RdI(V_s, R) + I(V_s, R)dR$. Ainsi,

$$\Rightarrow dI \left(1 - R \left. \frac{\partial I}{\partial V_s} \right|_R \right) = dR \left(\left. \frac{\partial I}{\partial R} \right|_{V_s} + I \left. \frac{\partial I}{\partial V_s} \right|_R \right) + dV \left. \frac{\partial I}{\partial V_s} \right|_R. \quad (\text{B.2})$$

On trouve alors qu'à R constant,

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial I}{\partial V} \right|_R &= G_T(V, R) \\ &= \left. \frac{\partial I}{\partial V_s} \right|_R \left(1 - R \left. \frac{\partial I}{\partial V_s} \right|_R \right)^{-1}, \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

où $G_T(V, R)$ représente la conductance tunnel. En inversant cette équation,

$$\left. \frac{\partial I}{\partial V_s} \right|_R = \frac{G_T}{1 + RG_T}. \quad (\text{B.4})$$

À V constant, on a aussi

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial I}{\partial R} \right|_V &= \left(\left. \frac{\partial I}{\partial R} \right|_{V_s} + I \left. \frac{\partial I}{\partial V_s} \right|_R \right) \left(1 - R \left. \frac{\partial I}{\partial V_s} \right|_R \right)^{-1} \\ &= \left(\left. \frac{\partial I}{\partial R} \right|_{V_s} + I \left. \frac{\partial I}{\partial V_s} \right|_R \right) (1 + RG_T). \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

En utilisant l'équation 1.6, on obtient

$$\left. \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial R} \right|_V = -\frac{1}{2}(1 + RG_T) \left. \frac{\partial S(V_s, R)}{\partial V_s} \right|_R. \quad (\text{B.6})$$

Il faut maintenant faire la même démarche pour $S(V_s, R)$.

$$\begin{aligned} dS(V_s, R) &= \left. \frac{\partial S(V_s, R)}{\partial R} \right|_{V_s} dR + \left. \frac{\partial S(V_s, R)}{\partial V_s} \right|_R dV_s \\ &= \left. \frac{\partial S}{\partial R} \right|_{V_s} dR + \left. \frac{\partial S}{\partial V_s} \right|_R \left(dV + IdR + R \left. \frac{\partial I}{\partial R} \right|_{V_s} dR + R \left. \frac{\partial I}{\partial V_s} \right|_R dV_s \right) \\ &= \left. \frac{\partial S}{\partial R} \right|_{V_s} dR + \left. \frac{\partial S}{\partial V_s} \right|_R \left(dV + IdR + R \left. \frac{\partial I}{\partial R} \right|_V dR + R \left. \frac{\partial I}{\partial V} \right|_R dV \right) \\ &= dR \left[\left. \frac{\partial S}{\partial R} \right|_{V_s} + \left. \frac{\partial S}{\partial V_s} \right|_R \left(I + R \left. \frac{\partial I}{\partial R} \right|_V \right) \right] + dV \left[\left. \frac{\partial S}{\partial V_s} \right|_R (1 + RG_T) \right]. \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

On trouve alors qu'à R constant,

$$\left. \frac{\partial S}{\partial V} \right|_R = \left. \frac{\partial S}{\partial V_s} \right|_R (1 + RG_T) \quad (\text{B.8})$$

puis à V constant que

$$\left. \frac{\partial S}{\partial R} \right|_V = \left. \frac{\partial S}{\partial R} \right|_{V_s} + \left. \frac{\partial S}{\partial V_s} \right|_R \left(I + R \left. \frac{\partial I}{\partial R} \right|_V \right). \quad (\text{B.9})$$

Les équations **B.6** et **B.8** donnent alors

$$\frac{\partial I}{\partial R} \Big|_V = -\frac{1}{2} \frac{\partial S}{\partial V} \Big|_R. \quad (\text{B.10})$$

De plus, les équations **1.8** et **B.9**, puis **B.4**, **B.8** et **B.10**, permettent d'arriver à

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial R} \Big|_V &= -2S \frac{\partial I}{\partial V_s} \Big|_R + R \frac{\partial I}{\partial R} \Big|_V \frac{\partial S}{\partial V_s} \Big|_R \\ &= -2S \frac{G_T}{1 + RG_T} - \frac{1}{2} \frac{R}{1 + RG_T} \left(\frac{\partial S}{\partial V} \Big|_R \right)^2 \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

Finalement, les équations **B.10** et **B.11** représentent alors les caractéristiques du courant et du bruit de la boîte noire, mais en fonction du voltage interne.

B.2 Résolution des équations différentielles pour $I(V, R)$ et $S(V, R)$

Nous voulons maintenant résoudre les équations **B.10** et **B.11**. Pour ce faire, nous posons la solution suivante pour la densité spectrale :

$$S(V, R) = \sum_{n=0}^{\infty} S_n(V) (RG_0)^n, \quad (\text{B.12})$$

On remarque que si $R = 0 \Rightarrow V = V$, on obtient que le premier terme de la somme $S_0 = S_0(V)$ le bruit intrinsèque de la boîte noire.

En insérant l'équation **1.11** dans l'équation **B.10**, on obtient

$$\frac{\partial I}{\partial R} \Big|_V = -\frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} S'_n (RG_0)^n, \quad \text{avec } S'_n = \frac{\partial S_n(V)}{\partial V} \Big|_R, \quad (\text{B.13})$$

où il a été supposé que G_0 est indépendant de V . Ce calcul est donc valable que pour un composant ayant une $I_0(V)$ linéaire, tel une jonction tunnel. En intégrant cette équation, on

trouve que le courant total est donné par

$$\begin{aligned} I(V, R) &= cste(R) - \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} S'_n \frac{R^{n+1} G_0^n}{n+1} \\ &= I_0(V) - \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} S'_n \frac{R^{n+1} G_0^n}{n+1}. \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

On définit $G_0 = \frac{\partial I_0}{\partial V}$, ce qui donne

$$\begin{aligned} G_T(V, R) &= \frac{\partial I}{\partial V} \Big|_R \\ &= G_0 - \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} S''_n \frac{R^{n+1} G_0^n}{n+1}. \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

En partant maintenant de l'équation B.11, on a

$$\begin{aligned} &\sum_{n=1}^{\infty} n S_n R^{n-1} G_0^n \\ &= -\frac{2G_T}{1+RG_T} \sum_{n=0}^{\infty} S_n (RG_0)^n - \frac{1}{2} \frac{R}{1+RG_T} \left(\sum_{n=0}^{\infty} S'_n (RG_0)^n \right)^2 \\ 0 &= \sum_{n=1}^{\infty} n S_n R^{n-1} G_0^n + G_0 \sum_{n=1}^{\infty} n S_n (RG_0)^n - \frac{1}{2} \sum_{\substack{n=1 \\ p=0}}^{\infty} \frac{n}{p+1} S_n S'_p R^{n+p+1} G_0^{n+p} \\ &\quad + 2G_0 \sum_{n=0}^{\infty} S_n (RG_0)^n - \sum_{\substack{n=0 \\ p=0}}^{\infty} S_n S'_p \frac{R^{n+p+1}}{p+1} G_0^{n+p} + \frac{1}{2} \sum_{\substack{n=0 \\ p=0}}^{\infty} S'_n S'_p R^{n+p+1} G_0^{n+p} \\ \Rightarrow 0 &= G_0^2 \sum_{n=0}^{\infty} [(n+1)S_{n+1} + (n+2)S_n] (RG_0)^n - \sum_{\substack{n=0 \\ p=0}}^{\infty} \left[\frac{(n/2+1)}{(p+1)} S_n S'_p - \frac{1}{2} S'_n S'_p \right] (RG_0)^{n+p+1} \end{aligned} \quad (\text{B.16})$$

En réarrangeant les sommes afin d'isoler R^{n+1} , on obtient

$$\begin{aligned} &G_0^2 (S_1 + 2S_0) + \sum_{n=0}^{\infty} \left[G_0^2 ((n+2)S_{n+2} + (n+3)S_{n+1}) \right. \\ &\quad \left. + \sum_{m=0}^n \left(-\frac{(m/2+1)}{(n+1-m)} S_m S''_{n-m} + \frac{1}{2} S'_m S'_{n-m} \right) \right] (RG_0)^{n+1} = 0, \end{aligned} \quad (\text{B.17})$$

qui montre comment les termes de S sont couplés. Cette équation nous permet de trouver tous les S_n en fonction des précédents. Par exemple, en choisissant tous les termes avec R^0 , $S_1 = -2G_0S_0$. Ces manipulations deviennent vite très lourdes, car elles comportent de nombreux termes. En donnant à Mathematica les deux équations B.14 et B.17, il est possible de trouver $I(V, R)$ jusqu'à l'ordre 3 en $R_{\parallel} = (1/R + G_0)^{-1}$ assez facilement. En arrêtant la somme sur n à l'ordre 5, on trouve

$$\begin{aligned} I(V, R) &= I_0(V) - \frac{R}{2}S'_0[1 - RG_0 + R^2G_0^2 - R^3G_0^3 + R^4G_0^4 - R^5G_0^5 + O(6(n))] \\ &\quad - \frac{R^3}{12}S_0S_0^{(3)}[1 - 3RG_0 + 6R^2G_0^2 - 10R^3G_0^3 + O(6(n))] + O(R_{\parallel}^5) \\ &= I_0(V) - \frac{R_{\parallel}}{2}S'_0 - \frac{R_{\parallel}^3}{12}S_0S_0^{(3)} + O(R_{\parallel}^5) \end{aligned} \tag{B.18}$$

Il faut vérifier l'exactitude des coefficients, mais à l'ordre R_{\parallel}^5 , on obtient

$$I(V, R) = I_0(V) - \frac{R_{\parallel}}{2}S'_0 - \frac{R_{\parallel}^3}{12}S_0S_0^{(3)} - \frac{R_{\parallel}^5}{24} \left(S_0S_0''S_0^{(3)} - \frac{S_0'^2S_0^{(3)}}{2} + \frac{S_0^2S_0^{(5)}}{10} \right) + O(R_{\parallel}^7) \tag{B.19}$$

De plus, à partir de l'éq. 1.11, on trouve

$$\begin{aligned} S(V, R) &= S_0[1 - 2RG_0 + 3R^2G_0^2 - 4R^3G_0^3 + 5R^4G_0^4 - 6R^5G_0^5 + O(6(n))] \\ &= S_0 + R^2 \left(\frac{S_0S_0''}{2} - \frac{S_0'^2}{4} \right) [1 - 4RG_0 + 10R^2G_0^2 - 20R^3G_0^3 + 35R^4G_0^4 - 56R^5G_0^5 + O(6(n))] \\ &\quad + R^4 \left(\frac{S_0S_0''^2}{4} - \frac{S_0'^2S_0''}{8} - \frac{S_0S_0'S_0^{(3)}}{12} + \frac{S_0^2S_0^{(4)}}{24} \right) [1 - 6RG_0 + 21R^2G_0^2 - 56R^3G_0^3 + O(4(n))] \\ &\quad + O(R^6) \\ &= \frac{R_{\parallel}^2}{R^2}S_0 + \frac{R_{\parallel}^4}{R^2} \left(\frac{S_0S_0''}{2} - \frac{S_0'^2}{4} \right) + \frac{R_{\parallel}^6}{R^2} \left(\frac{S_0S_0''^2}{4} - \frac{S_0'^2S_0''}{8} - \frac{S_0S_0'S_0^{(3)}}{12} + \frac{S_0^2S_0^{(4)}}{24} \right) + O(6) \end{aligned} \tag{B.20}$$

B.3 Changement de variables : $I(V, R) \rightarrow V(I, R)$

B.3.1 Propriétés mathématiques utiles

En autant que $\frac{\partial I}{\partial V_s}$ et $\frac{\partial V_s}{\partial I}$ n'aient pas de zéro, une propriété très utile dans ce changement de variable est que

$$\frac{\partial I}{\partial V_s} = \frac{1}{\frac{\partial V_s}{\partial I}}. \quad (\text{B.21})$$

De plus, il est possible de dériver d'autres propriétés utiles lors du changement de variable. Nous avons

$$\begin{aligned} dI &= \frac{\partial I}{\partial V_s} \Big|_R dV_s + \frac{\partial I}{\partial R} \Big|_{V_s} dR \\ \Rightarrow dV_s &= \frac{dI - \frac{\partial I}{\partial R} \Big|_{V_s} dR}{\frac{\partial I}{\partial V_s} \Big|_R}. \end{aligned}$$

Donc,

$$\begin{aligned} dV_s &= \frac{\partial V_s}{\partial I} \Big|_R dI + \frac{\partial V_s}{\partial R} \Big|_I dR = \frac{\partial V_s}{\partial I} \Big|_R dI - \frac{\partial V_s}{\partial I} \Big|_R \frac{\partial I}{\partial R} \Big|_{V_s} dR \\ \Rightarrow \frac{\partial V_s}{\partial R} \Big|_I &= - \frac{\partial V_s}{\partial I} \Big|_R \frac{\partial I}{\partial R} \Big|_{V_s}. \end{aligned} \quad (\text{B.22})$$

Aussi,

$$\begin{aligned} dS &= \frac{\partial S}{\partial V_s} \Big|_R dV_s + \frac{\partial S}{\partial R} \Big|_{V_s} dR = \frac{\partial S}{\partial I} \Big|_R dI + \frac{\partial S}{\partial R} \Big|_I dR \\ \text{Éq. B.1} \Rightarrow &\left[\frac{\partial S}{\partial V_s} \Big|_R - \frac{\partial S}{\partial I} \Big|_R \frac{\partial I}{\partial V_s} \Big|_R \right] dV_s + \left[\frac{\partial S}{\partial R} \Big|_{V_s} - \frac{\partial S}{\partial I} \Big|_R \frac{\partial I}{\partial R} \Big|_{V_s} - \frac{\partial S}{\partial R} \Big|_I \right] dR = 0. \end{aligned} \quad (\text{B.23})$$

Cela nous donne

$$\frac{\partial S}{\partial V_s} \Big|_R = \frac{\partial S}{\partial I} \Big|_R \frac{\partial I}{\partial V_s} \Big|_R \quad (\text{B.24})$$

et

$$\begin{aligned}\frac{\partial S}{\partial R}\Big|_{V_s} &= \frac{\partial S}{\partial R}\Big|_I + \frac{\partial S}{\partial I}\Big|_R \frac{\partial I}{\partial R}\Big|_{V_s} \\ &= \frac{\partial S}{\partial R}\Big|_I - \frac{\partial S}{\partial I}\Big|_R \frac{\partial V_s}{\partial R}\Big|_I \frac{\partial I}{\partial V_s}\Big|_R\end{aligned}\quad (\text{B.25})$$

B.3.2 Équations différentielles

L'équation B.22 peut être utilisée dans l'équation 1.3 pour obtenir

$$\frac{\partial V_s}{\partial R}\Big|_I = I \quad (\text{B.26})$$

En tenant en compte les fluctuations (équation 1.6), on a

$$\frac{\partial V_s}{\partial R}\Big|_I = I + \frac{1}{2} \frac{\partial S}{\partial I}\Big|_R. \quad (\text{B.27})$$

Avec $V_s(I, R) = V(I, R) + RI$, on a

$$\frac{\partial V}{\partial R}\Big|_I = \frac{1}{2} \frac{\partial S}{\partial I}\Big|_R. \quad (\text{B.28})$$

De plus, à partir des équations 1.8, B.22 et B.25, on a

$$\begin{aligned}\frac{\partial S}{\partial R}\Big|_I - \frac{\partial S}{\partial I}\Big|_R \frac{\partial V_s}{\partial R}\Big|_I \frac{\partial I}{\partial V_s}\Big|_R &= -2S \frac{\partial I}{\partial V_s}\Big|_R - I \frac{\partial S}{\partial V_s}\Big|_R \\ \Rightarrow \frac{\partial V_s}{\partial I}\Big|_R \frac{\partial S}{\partial R}\Big|_I &= -2S + \frac{\partial S}{\partial I}\Big|_R \left(\frac{\partial V_s}{\partial R}\Big|_I - I \right) \\ \Rightarrow (R_T + R) \frac{\partial S}{\partial R}\Big|_I &= -2S + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial S}{\partial I}\Big|_R \right)^2, \text{ avec } R_T + R = \frac{\partial V_s}{\partial I}\Big|_R.\end{aligned}\quad (\text{B.29})$$

B.4 Résolution des équations différentielles pour $V(I, R)$ et $S(I, R)$

Nous posons la solution suivante pour la densité spectrale :

$$S(I, R) = \sum_{n=0}^{\infty} S_n(I) \left(\frac{R}{R_0} \right)^n. \quad (\text{B.30})$$

Intégrer l'équation B.28 nous donne

$$V(I, R) = V_0(I) + \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} S'_n \frac{R^{n+1}}{(n+1)R_0^n}. \quad (\text{B.31})$$

À ce moment-ci, nous faisons l'approximation que R_0 (et donc G_0) est indépendant de I ; ce calcul ne fonctionne donc que dans le cas d'une jonction tunnel ou d'autres composants linéaires. Ainsi,

$$R_T = \frac{\partial V}{\partial I} = R_0 + \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} S''_n \frac{R^{n+1}}{(n+1)R_0^n}, \text{ avec } R_0 = \frac{\partial V_0}{\partial I}. \quad (\text{B.32})$$

Partant de l'équation B.29, on a alors

$$\begin{aligned}
0 &= \\
&= \left(R + R_0 + \frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} S_n'' \frac{R^{n+1}}{(n+1)R_0^n} \right) \left(\sum_{n=1}^{\infty} S_n \frac{nR^{n-1}}{R_0^n} \right) + 2 \sum_{n=0}^{\infty} S_n(I) \left(\frac{R}{R_0} \right)^n \\
&\quad - \frac{1}{2} \left(\sum_{n=0}^{\infty} S_n' \left(\frac{R}{R_0} \right)^n \right)^2 \\
&= \sum_{n=0}^{\infty} ((n+1)S_{n+1} + 2S_n) \left(\frac{R}{R_0} \right)^n + \sum_{n=1}^{\infty} nS_n \left(\frac{R}{R_0} \right)^n + \frac{1}{2} \sum_{\substack{n=0 \\ p=0}}^{\infty} S_n'' S_{p+1} \frac{p+1}{n+1} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{n+p+1} \\
&\quad - \frac{1}{2} \left(\sum_{n=0}^{\infty} S_n' \left(\frac{R}{R_0} \right)^n \right)^2 \\
&= \sum_{n=0}^{\infty} ((n+1)S_{n+1} + 2S_n) \left(\frac{R}{R_0} \right)^n + \sum_{n=1}^{\infty} \left(nS_n + \frac{1}{2} \sum_{m=0}^{n-1} \frac{m+1}{n-m} S_{m+1} S_{n-m}'' \right) \left(\frac{R}{R_0} \right)^n \\
&\quad - \frac{1}{2} \left(\sum_{n=0}^{\infty} S_n' \left(\frac{R}{R_0} \right)^n \right)^2 \\
&= S_1 + 2S_0 - \frac{1}{2} S_0'^2 + \\
&\quad \sum_{n=1}^{\infty} \left((n+1)S_{n+1} + (n+2)S_n + \frac{1}{2} \sum_{m=0}^{n-1} \frac{m+1}{n-m} S_{m+1} S_{n-m}'' - \frac{1}{2} \sum_{m=0}^n S_m' S_{n-m}' \right) \left(\frac{R}{R_0} \right)^n
\end{aligned} \tag{B.33}$$

Cette équation nous permet de trouver tous les S_n en fonction des précédents, donc par récurrence en fonction de S_0 et ses dérivées. Puis, par les équations B.30, B.31 et B.32, on a

(avec $R_* = R/R_0$ et $R_{\parallel} = (R^{-1} + R_0^{-1})^{-1}$)

$$\begin{aligned}
S(I, R) &= S_0 \left(1 - 2R_* + 3R_*^2 - 4R_*^3 + \dots \right) \\
&\quad + S_0'^2 \frac{R_*}{2} \left(1 - \frac{7}{2}R_* + 8R_*^2 - 15R_*^3 + 25R_*^4 - \frac{77}{2}R_*^5 + \dots \right) \\
&\quad + S_0 S_0'' \frac{R_*^2}{2} \left(1 - 4R_* + 10R_*^2 - 20R_*^3 + 35R_*^4 + \dots \right) \\
&\quad + S_0'^2 S_0'' \frac{3R_*^2}{8} \left(1 - 4R_* + \frac{29}{3}R_*^2 - 18R_*^3 + 28R_*^4 + \dots \right) + \dots \\
&= S_0 \frac{1}{(1 + R_*)^2} + S_0'^2 \frac{R_*^2}{2(1 + R_*)^4} \left[1 + \frac{R_*}{2} \right] + \\
&\quad S_0 S_0'' \frac{R_*^2}{2(1 + R_*)^4} + S_0'^2 S_0'' \frac{R_*^3}{4(1 + R_*)^5} \left[1 - \frac{R_*^2}{4(1 + R_*)} \right] + \dots \\
&= \frac{R_{\parallel}^2}{R^2} S_0 + \frac{R_{\parallel}^4}{2R^2 R_0^2} (S_0 S_0'' + S_0'^2) + O(3), \tag{B.34}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
V(I, R) &= V_0 + S_0' \frac{R}{2} \left(1 - R_* + R_*^2 - R_*^3 + R_*^4 + \dots \right) \\
&\quad + S_0' S_0'' \frac{R R_*}{4} \left(1 - 2R_* + 3R_*^2 - 4R_*^3 + 5R_*^4 + \dots \right) \\
&\quad + S_0' S_0''^2 \frac{R R_*^2}{8} \left(1 - 3R_* + 6R_*^2 - 10R_*^3 + 15R_*^4 + \dots \right) \\
&\quad + S_0 S_0''' \frac{R R_*^2}{12} \left(1 - 3R_* + 6R_*^2 - 10R_*^3 + 15R_*^4 + \dots \right) \\
&\quad + S_0'^2 S_0''' \frac{R R_*^2}{16} \left(1 - \frac{7}{3}R_* + 3R_*^2 - \frac{5}{3}R_*^3 - \frac{10}{3}R_*^4 + 14R_*^5 + \dots \right) + \dots \\
&= V_0 + S_0' \frac{R_{\parallel}}{2} + S_0' S_0'' \frac{R_{\parallel}^2}{4R_0} + S_0' S_0''^2 \frac{R_{\parallel}^3}{8R_0^2} + S_0 S_0''' \frac{R_{\parallel}^3}{12R_0^2} + S_0'^2 S_0''' \frac{R_{\parallel}^3}{16R_0^2} \left[1 + \frac{2R_{\parallel}}{3R_0} + \frac{R_{\parallel}^2}{3R_0^2} \right] + \dots \\
&\tag{B.35}
\end{aligned}$$

et

$$R_T(I) = R_0 + S_0'' \frac{R_{\parallel}}{2} + \left(S_0'^2 + S_0' S_0''' \right) \frac{R_{\parallel}^2}{4R_0} + O(3), \tag{B.36}$$

où on rappelle que R_0 est une constante.

B.5 Bruit en température

B.5.1 Bruit dépendant seulement de la température.

Commençons en faisant le calcul sans bruit dépendant de la tension afin de simplifier les calculs. On a alors que $\langle \delta I(t, V_s, R)^2 \rangle = S_{th}(R) = 2k_B T/R$ et $I(t, V_s, R) = I(V_s, R) + f(t, R)$, où $f(t, R) = f(R)\epsilon(t)$ et $\langle f(t, R)^2 \rangle = S_{th}(R)$. De plus,

$$\begin{aligned} I(t, V_s, R + dR) &= I(V_s, R + dR) + f(t, R) \\ &= I(v(t), R) + f(t, R) \quad \text{avec} \quad v(t) = V_s - I(t, V_s, R)dR - g(t, dR), \end{aligned} \quad (\text{B.37})$$

où $g(t, dR) = g(dR)\eta(t)$ et $\langle g(t, dR)^2 \rangle = 2k_B T dR$. Le bruit est ainsi composé à la fois du bruit du composant renormalisé (seulement thermique ici) et du bruit thermique de l'incrément de résistance dR . Toutefois, il est important de mentionner que $\langle f(t, R)g(t, R) \rangle = 0$, car ils ne sont pas corrélés. Il s'en suit que

$$\begin{aligned} I(t, V_s, R + dR) &= I(v(t), R) + f(t, R) \\ &= I(V_s, R) + f(t, R) + dR [I(V_s, R) + f(t, R)] \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} \\ &\quad - g(t, dR) \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} + \frac{g(t, dR)^2}{2} \frac{\partial^2 I(V_s, R)}{\partial V_s^2} + O(2) \\ \Rightarrow \langle I(t, V_s, R + dR) \rangle &= I(V_s, R) - \left[I(V_s, R) \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} + k_B T \frac{\partial^2 I(V_s, R)}{\partial V_s^2} \right] dR \end{aligned} \quad (\text{B.38})$$

Ainsi,

$$\boxed{\frac{\partial I(V_s, R)}{\partial R} = -I(V_s, R) \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} + k_B T \frac{\partial^2 I(V_s, R)}{\partial V_s^2}.} \quad (\text{B.39})$$

Ce résultat diffère de ce qu'on avait obtenu à l'équation 1.6 par un terme provenant du redressement des fluctuations thermiques de la résistance par le dispositif étudié, si celui-ci

est non-linéaire à la base. Pour les fluctuations, on trouve alors que

$$\begin{aligned}
\delta I(t, V_s, R + dR) &= I(t, V_s, R + dR) - \langle I(t, V_s, R + dR) \rangle \\
&= f(t, R) - f(t, R) \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} dR - g(t, dR) \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} \\
&\quad + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 I(V_s, R)}{\partial V_s^2} [g(t, dR)^2 - \langle g(t, dR)^2 \rangle] + O(2) \\
\Rightarrow \langle \delta I(t, V_s, R + dR)^2 \rangle &= \langle f(t, R)^2 \rangle - \langle f(t, R)^2 \rangle \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} dR + \langle g(t, dR)^2 \rangle \left(\frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} \right)^2 + O(2) \\
&= \langle \delta I(t, V_s, R)^2 \rangle - \left[\langle \delta I(t, V_s, R)^2 \rangle \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} - 2k_B T \left(\frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} \right)^2 \right] dR
\end{aligned} \tag{B.40}$$

Ainsi,

$$\boxed{\frac{\partial S(V_s, R)}{\partial R} = -S_{th}(R) \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} + 2k_B T \left(\frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} \right)^2.} \tag{B.41}$$

B.5.2 Bruit dépendant de la tension et de la température.

La grande différence maintenant est que $f(t, V_s, R)$ dépendra de V_s comme explicitement écrit ici. On a $\langle f(t, V_s, R)^2 \rangle = S(V_s, R)$, ce qui correspond à la densité spectrale totale comprenant bruit thermique et de grenaille (tout comme dans la première section). Cela implique alors que

$$\begin{aligned}
I(t, V_s, R + dR) &= I(v(t), R) + f(v(t), R) \\
&= I(t, V_s, R) - I(t, V_s, R) \frac{\partial I(t, V_s, R)}{\partial V_s} dR - g(t, dR) \frac{\partial I(t, V_s, R)}{\partial V_s} \\
&\quad + \frac{1}{2} g(t, dR)^2 \frac{\partial^2 I(t, V_s, R)}{\partial V_s^2} + O(2) \\
\Rightarrow \langle I(t, V_s, R + dR) \rangle &= I(V_s, R) - \left[I(V_s, R) \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} + \langle f(t, V_s, R) \frac{\partial f(t, V_s, R)}{\partial V_s} \rangle \right. \\
&\quad \left. - \langle g(t, dR)^2 \rangle \frac{\partial^2 I(V_s, R)}{\partial V_s^2} \right] dR.
\end{aligned} \tag{B.42}$$

Ainsi,

$$\frac{\partial I(V_s, R)}{\partial R} = -I(V_s, R) \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} - \frac{1}{2} \frac{\partial S(V_s, R)}{\partial V_s} + k_B T \frac{\partial^2 I(V_s, R)}{\partial V_s^2}. \quad (\text{B.43})$$

Sans étonnement, on retrouve pour le courant moyen à la fois les termes des équations 1.6 et B.39. Pour les fluctuations, on a

$$\begin{aligned} \delta I(t, V_s, R + dR) &= I(t, V_s, R + dR) - \langle I(t, V_s, R + dR) \rangle \\ &= f(t, V_s, R) - dR \left[f(t, V_s, R) \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} + I(V_s, R) \frac{\partial f(t, V_s, R)}{\partial V_s} \right] \\ &\quad - g(t, dR) \frac{\partial [I(V_s, R) + f(t, V_s, R)]}{\partial V_s} + \frac{1}{2} [g(t, dR)^2 - \langle g(t, dR)^2 \rangle] \frac{\partial^2 I(V_s, R)}{\partial V_s^2} \\ &\quad + \frac{1}{2} g(t, dR)^2 \frac{\partial^2 f(t, V_s, R)}{\partial V_s^2} \\ \Rightarrow \langle \delta I(t, V_s, R + dR)^2 \rangle &= \langle f(t, V_s, R)^2 \rangle \\ &\quad - 2dR \left[\langle f(t, V_s, R)^2 \rangle \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} + I(V_s, R) \langle f(t, V_s, R) \frac{\partial f(t, V_s, R)}{\partial V_s} \rangle \right] \\ &\quad + \langle g(t, dR)^2 \rangle \left[\left(\frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} \right)^2 + \left\langle \left(\frac{\partial f(t, V_s, R)}{\partial V_s} \right)^2 \right\rangle \right] \\ &\quad + \langle f(t, V_s, R) \frac{\partial^2 f(t, V_s, R)}{\partial V_s^2} \rangle \end{aligned} \quad (\text{B.44})$$

Ce qui nous donne donc

$$\frac{\partial S(V_s, R)}{\partial R} = -2S(V_s, R) \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} - I(V_s, R) \frac{\partial S(V_s, R)}{\partial V_s} + 2k_B T \left[\left(\frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} \right)^2 + \frac{\partial^2 S(V_s, R)}{\partial V_s^2} \right]. \quad (\text{B.45})$$

Ici aussi, les deux parties des équations 1.8 et B.41 sont présentes.

B.5.3 Caractéristiques intrinsèques.

Il faut maintenant faire comme auparavant et obtenir les équations en fonction du voltage intrinsèque aux bornes du dispositif étudié sans la résistance ajoutée en série. Les manipulations sont les mêmes qu'auparavant, mais incluent maintenant les termes supplémentaires dus au bruit thermique de la résistance. On obtient

$$\left. \frac{\partial I}{\partial R} \right|_V = -\frac{1}{2} \left. \frac{\partial S}{\partial V} \right|_R + \frac{k_B T}{(1 + R G_{int})^2} \left. \frac{\partial G_{int}}{\partial V} \right|_{R'} \quad (\text{B.46})$$

où le deuxième terme provient directement des fluctuations thermiques de la résistance redressées par la non-linéarité du dispositif interne. En ce qui a trait aux fluctuations, on a

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial S}{\partial R} \right|_V = & -2S \frac{G_{int}}{1 + R G_{int}} \\ & - \frac{1}{2} \frac{R}{(1 + R G_{int})} \left(\left. \frac{\partial S}{\partial V} \right|_R \right)^2 \\ & + \frac{2k_B T}{(1 + R G_{int})^2} \left[G_{int}^2 + \left. \frac{\partial^2 S}{\partial V^2} \right|_R \right] \\ & - \frac{k_B T R}{(1 + R G_{int})^3} \left. \frac{\partial S}{\partial V} \right|_R \left. \frac{\partial G_{int}}{\partial V} \right|_{R'} \end{aligned} \quad (\text{B.47})$$

où les deux derniers termes contiennent le bruit thermique de la résistance et les interactions entre les bruits de la résistance et du dispositif étudié.

Dans les deux cas les termes supplémentaires sont d'ordre supérieur en $1/(1 + R G_{int})$ (sauf pour le terme provenant des fluctuations thermiques sans interactions).

B.5.4 Résolution des deux équations différentielles.

Comme auparavant, nous posons la solution suivante pour la densité spectrale :

$$S(V, R) = \sum_{n=0}^{\infty} S_n(V) R^n. \quad (\text{B.48})$$

Résoudre ceci est extrêmement fastidieux et sort du cadre de cette thèse.

De la même façon que dans la section B.3, on peut faire le changement de variable de $I(V, R)$ vers $V(I, R)$. Ainsi, avec les mêmes manipulations, on trouve

$$\frac{\partial V}{\partial R} \Big|_I = \frac{1}{2} \frac{\partial S}{\partial I} \Big|_R + \frac{2k_B T}{(R + R_{int})^2} \frac{\partial^2 V}{\partial I^2} \Big|_R. \quad (\text{B.49})$$

et

$$\frac{\partial S}{\partial R} \Big|_I = \frac{1}{R + R_{int}} \left(-2S + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial S}{\partial I} \Big|_R \right)^2 \right) + \frac{2k_B T}{(R + R_{int})^2} \left(1 + \frac{\partial^2 S}{\partial I^2} \Big|_R \right). \quad (\text{B.50})$$

Résoudre ces équations est encore une fois extrêmement fastidieux et sort du cadre de cette thèse.

Annexe C

Calculs complémentaires pour la méthode itérative

C.1 Jonction en série avec une résistance

C.1.1 Calcul de la correction au courant à l'ordre 3 en R_{\parallel}

On doit partir des éqs. 2.4 et 2.5

$$i(t) = f(V(t))\epsilon(t) = \left[f_0 + f_1 \delta v(t) + \frac{f_2 \delta v^2(t)}{2} + \frac{f_3 \delta v^3(t)}{6} + O(\epsilon^5) \right] \epsilon(t), \quad (\text{C.1})$$

$$\bar{i} = \left[f_1 \overline{\delta v(t)\epsilon(t)} + \frac{f_2}{2} \overline{\delta v^2(t)\epsilon(t)} + \frac{f_3}{6} \overline{\delta v^3(t)\epsilon(t)} \right], \quad (\text{C.2})$$

puis remplacer $\delta v(t) = R_{\parallel}(i(t) - \bar{i}(t))$ dans \bar{i} . Ceci peut se faire itérativement, en gardant au maximum les termes d'ordre 3 en R_{\parallel} . Calculer les trois termes de l'éq. 2.4 nécessite de connaître les termes suivants (nous allons omettre d'écrire explicitement les dépendances en t à partir de maintenant par souci de concision)

$$\begin{aligned} \overline{\delta v^3 \epsilon} &= R_{\parallel}^3 \overline{(i - \bar{i})^3 \epsilon} \\ &= R_{\parallel}^3 \left[\overline{i^3 \epsilon} + O(R_{\parallel}) \right] \\ &= 3R_{\parallel}^3 f_0 \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

$$\begin{aligned}
\overline{\delta v^3 \epsilon^2} &= R_{\parallel}^3 \overline{(i - \bar{i})^3 \epsilon^2} \\
&= 0 + O(R_{\parallel}^3)
\end{aligned} \tag{C.4}$$

$$\begin{aligned}
\overline{\delta v^2 \epsilon} &= R_{\parallel}^2 \overline{(i - \bar{i})^2 \epsilon} \\
&= R_{\parallel}^2 \left[\overline{i^2 \epsilon} - 2i\overline{i\epsilon} + O(R_{\parallel}^2) \right] \\
&= R_{\parallel}^2 \left[2f_0 f_1 \overline{\delta v \epsilon^3} - 2f_0 \bar{i} + O(R_{\parallel}^2) \right] \\
&= 6R_{\parallel}^3 f_0^2 f_1 - 2R_{\parallel}^2 f_0 \bar{i}
\end{aligned} \tag{C.5}$$

$$\begin{aligned}
\overline{\delta v^2 \epsilon^2} &= R_{\parallel}^2 \overline{(i - \bar{i})^2 \epsilon^2} \\
&= R_{\parallel}^2 \left[f_0^2 \overline{\epsilon^4} + O(R_{\parallel}^2) \right] \\
&= 3R_{\parallel}^2 f_0^2
\end{aligned} \tag{C.6}$$

$$\begin{aligned}
\overline{\delta v \epsilon^3} &= R_{\parallel} \overline{(i - \bar{i}) \epsilon^3} \\
&= R_{\parallel} \left[f_0 \overline{\epsilon^4} + O(R_{\parallel}) \right] \\
&= 3R_{\parallel} f_0
\end{aligned} \tag{C.7}$$

$$\begin{aligned}
\overline{\delta v \epsilon^2} &= R_{\parallel} \overline{(i - \bar{i}) \epsilon^2} \\
&= R_{\parallel} \left[f_1 \overline{\delta v \epsilon^3} - \bar{i} \overline{\epsilon^2} + O(R_{\parallel}) \right] \\
&= 3R_{\parallel}^2 f_0 f_1 - R_{\parallel} \bar{i}
\end{aligned} \tag{C.8}$$

$$\begin{aligned}
\overline{\delta v \epsilon} &= R_{\parallel} \overline{(i - \bar{i}) \epsilon} \\
&= R_{\parallel} \left[f_0 \overline{\epsilon^2} + f_1 \overline{\delta v \epsilon^2} + \frac{f_2}{2} \overline{\delta v^2 \epsilon^2} + \frac{f_3}{6} \overline{\delta v^3 \epsilon^2} - \bar{i} \overline{\epsilon} \right] \\
&= R_{\parallel} \left[f_0 + 3R_{\parallel}^2 f_0 f_1^2 - R_{\parallel} f_1 \bar{i} + \frac{3}{2} R_{\parallel}^2 f_0^2 f_2 \right]
\end{aligned} \tag{C.9}$$

L'intégration de ces termes dans l'éq. 2.5 donne

$$\bar{i} = R_{\parallel} f_0 f_1 - R_{\parallel}^2 (f_1^2 + f_0 f_2) \bar{i} + R_{\parallel}^3 \left[3f_0 f_1^3 + 3f_0^2 f_1 f_2 + \frac{3}{2} f_0^2 f_1 f_2 + \frac{1}{2} f_0^3 f_3 \right]. \quad (\text{C.10})$$

Le premier terme de l'éq. C.10 peut être utilisé pour remplacer le \bar{i} dans le deuxième terme, sans que cela dépasse notre limite d'ordre en R_{\parallel}^3 . On obtient alors

$$\bar{i} = R_{\parallel} f_0 f_1 + R_{\parallel}^3 \left[-f_0 f_1^3 - f_0^2 f_1 f_2 + 3f_0 f_1^3 + 3f_0^2 f_1 f_2 + \frac{3}{2} f_0^2 f_1 f_2 + \frac{1}{2} f_0^3 f_3 \right]. \quad (\text{C.11})$$

Il est alors possible de regrouper les termes d'ordre supérieur en paires – (1,2); (3,4); (5,6) – et d'utiliser les propriétés suivantes

$$S_0(\bar{V}) = f_0^2, \quad (\text{C.12})$$

$$\left. \frac{\partial S_0}{\partial V} \right|_{\bar{V}} = S'_0 = 2f_0 f_1, \quad (\text{C.13})$$

$$\left. \frac{\partial^2 S_0}{\partial V^2} \right|_{\bar{V}} = S''_0 = 2f_0 f_2 + 2f_1^2, \quad (\text{C.14})$$

$$\left. \frac{\partial^3 S_0}{\partial V^3} \right|_{\bar{V}} = S'''_0 = 6f_1 f_2 + 2f_0 f_3, \quad (\text{C.15})$$

afin d'obtenir le courant moyen

$$\bar{i} = \frac{R_{\parallel}}{2} S'_0 + R_{\parallel}^3 \left[\frac{1}{2} S'_0 S''_0 + \frac{1}{4} S_0 S'''_0 \right]. \quad (\text{C.16})$$

Les mêmes manipulations peuvent être faites pour obtenir les équations régissant l'interaction entre deux jonctions tunnel.

C.1.2 Changement de variable : $I(V, R) \rightarrow V(I, R)$

On a

$$dI(\bar{V}, R) = \left. \frac{\partial I(\bar{V}, R)}{\partial R} \right|_{\bar{V}} dR + \left. \frac{\partial I(\bar{V}, R)}{\partial \bar{V}} \right|_R d\bar{V}, \quad (\text{C.17})$$

avec $dV_s = d\bar{V} + RdI + IdR$ qui est donné par le montage présenté à la Fig. 2.1.

De plus, on a

$$\begin{aligned}
 dS &= \left. \frac{\partial S}{\partial \bar{V}} \right|_R d\bar{V} + \left. \frac{\partial S}{\partial R} \right|_{\bar{V}} dR = \left. \frac{\partial S}{\partial I} \right|_R dI + \left. \frac{\partial S}{\partial R} \right|_I dR \\
 \text{Éq. C.17} \Rightarrow & \left[\left. \frac{\partial S}{\partial \bar{V}} \right|_R - \left. \frac{\partial S}{\partial I} \right|_R \left. \frac{\partial I}{\partial \bar{V}} \right|_R \right] d\bar{V} + \left[\left. \frac{\partial S}{\partial R} \right|_{\bar{V}} - \left. \frac{\partial S}{\partial I} \right|_R \left. \frac{\partial I}{\partial R} \right|_{\bar{V}} - \left. \frac{\partial S}{\partial R} \right|_I \right] dR = 0.
 \end{aligned} \tag{C.18}$$

Cela nous donne

$$\left. \frac{\partial S}{\partial \bar{V}} \right|_R = \left. \frac{\partial S}{\partial I} \right|_R \left. \frac{\partial I}{\partial \bar{V}} \right|_R = \frac{1}{R_T} \left. \frac{\partial S}{\partial I} \right|_R \tag{C.19}$$

Ces manipulations peuvent aussi être faites pour les équations régissant l'interaction entre deux jonctions tunnel.

Annexe D

Méthode stochastique

Une autre façon élégante de montrer les conséquences d'utiliser une résistance comme environnement électromagnétique sur un composant quelconque est de calculer son effet sur le processus stochastique du courant électrique traversant ce composant. La théorie suivante, nommée méthode stochastique, décrit le courant électronique par la probabilité $P(i|V, R)$ d'avoir un courant i lorsqu'une tension V est appliquée aux bornes du dispositif ayant une résistance R en série. Elle permet de calculer la même quantité que la méthode par renormalisation : l'effet d'une augmentation infinitésimale de la résistance externe, et ce par des équations différentielles sur la résistance externe. Elle ne nécessite elle aussi aucune hypothèse sur le composant initial.

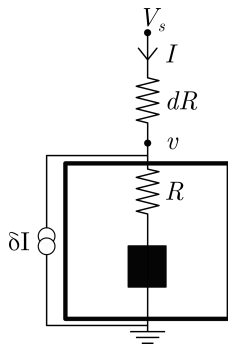


FIGURE D.1

Commençons par définir quelques propriétés :

$$i = I + \delta i \quad (\text{D.1})$$

$$I(V, R) = \int di P(i|V, R) i \quad (\text{D.2})$$

$$S(V, R) = \int di P(i|V, R) \delta i^2 \quad (\text{D.3})$$

$$\int di P(i|V, R) i^2 = I(V, R)^2 + S(V, R) \quad (\text{D.4})$$

où δi représente les fluctuations de courant instantanées, I le courant moyen et S le bruit total du circuit (le deuxième moment des fluctuations de courant).

Considérons le même montage que la méthode par renorma-

lisation présenté à la Fig. D.1. Une boîte noire en série avec une résistance R émettent un bruit en courant δi et sont polarisés en tension par une source idéale de valeur V_s . Lorsque la résistance de l'environnement est augmentée d'un incrément infinitésimal dR , il est possible de traiter l'effet sur la tension V_s de cet ajout de deux façons : en utilisant le formalisme de Stratonovich ou celui d'Itô ([154] p.232-237). Le formalisme de Stratonovich utilise la moyenne des valeurs de probabilités avant et après l'ajout du dR au lieu de simplement utiliser la moyenne avant l'ajout du dR comme dans le formalisme d'Itô. Afin d'obtenir le même résultat qu'à partir des méthodes par renormalisation (éq. 1.12) et itérative (éq. 2.6), il est nécessaire d'utiliser le formalisme de Stratonovich. Calculons alors la distribution de probabilité du courant lorsqu'on ajoute un élément dR dans l'environnement du système : $P(i|V_s, R + dR) = P(i|v, R)$, avec $v = V_s - dRi/2$ où le facteur $1/2$ à l'équation précédente a été ajouté à la main afin de respecter le formalisme de Stratonovich. Dans le formalisme d'Itô, un facteur 1 aurait été utilisé à sa place. Un développement en série de Taylor autour de $v = V_s$ de la distribution de probabilité du courant donne

$$P(i|V_s - dRi/2, R) = P(i|V_s, R) - \frac{dR}{2} i \frac{\partial P(i|v, R)}{\partial v} \Big|_{v=V_s} + O(dR^2) \quad (D.5)$$

Il est ensuite possible de calculer la moyenne du courant.

$$\begin{aligned} \int di P(i|V_s, R + dR) i &= \int di P(i|V_s - dRi/2, R) i \\ I(V_s, R + dR) &= I(V_s, R) - \frac{dR}{2} \left(\frac{\partial V_s}{\partial v} \frac{\partial}{\partial V_s} \int di P(i|v, R) i^2 \right) \Big|_{v=V_s} + O(dR^2) \end{aligned} \quad (D.6)$$

avec $\partial V_s / \partial v = 1$. En prenant ensuite la limite $dR \rightarrow 0$, on obtient

$$\begin{aligned} \lim_{dR \rightarrow 0} \frac{I(V_s, R + dR) - I(V_s, R)}{dR} &= \lim_{dR \rightarrow 0} -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial V_s} [I(v, R)^2 + S(v, R)] \Big|_{v=V_s} \\ \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial R} &= -I(V_s, R) \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s} - \frac{1}{2} \frac{\partial S(V_s, R)}{\partial V_s}, \end{aligned} \quad (D.7)$$

où la limite et la dérivée partielle par rapport à V_s ont encore une fois été échangées. L'éq. D.7 régit le comportement de la caractéristique courant-tension de la boîte noire en fonction de la résistance environnementale de la même façon que l'éq. 1.6.

Les difficultés de cette méthode arrivent lors du calcul de la moyenne du courant au carré. En effet, le calcul de $\partial S/\partial R$ n'arrive pas au même résultat que l'éq. 1.8 de la méthode par renormalisation, peu importe le formalisme utilisé. L'utilisation du formalisme de Stratonovich donne

$$\begin{aligned}
\int diP(i|V, R + dR)i^2 &= \int diP(i|V_s, R)i^2 - \frac{dR}{2} \int di \frac{\partial}{\partial V_s} P(i|V_s, R)i^3 \\
&I(V_s, R + dR)^2 + S(V_s, R + dR) + I(V_s, R) \int diP(i|V_s, R + dR)\delta i \\
&= I(V_s, R)^2 + S(V_s, R) - \frac{dR}{2} \frac{\partial}{\partial V_s} [I^3 + 3IS + S_3] + O(dR^2) \\
\Rightarrow \frac{S(V_s, R + dR) - S(V_s, R)}{dR} &= \frac{\partial S(V_s, R)}{\partial R} = \frac{1}{2} \frac{\partial I(V_s, R)^3}{\partial V_s} + \frac{1}{2} I(V_s, R) \frac{\partial S(V_s, R)}{\partial V_s} \\
&\quad - \frac{3}{2} S(V_s, R) \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s}, \tag{D.8}
\end{aligned}$$

où on a supposé S_3 nul. Un terme en I^3 supplémentaire est présent. Celui-ci n'est pas présent dans les autres méthodes théoriques développées dans cette thèse et la raison de son apparition ici est incomprise. De plus, les coefficients devant les autres termes ne sont pas les mêmes que ceux obtenus par la méthode de renormalisation.

Supposons que le formalisme d'Itô soit plus approprié dans ce cas-ci ; on ne doit alors plus diviser par 2 le dR lors du développement de Taylor à cette étape-ci, mais seulement pour calculer le courant moyen. On obtient alors

$$\frac{\partial S(V_s, R)}{\partial R} = -I(V_s, R) \frac{\partial S(V_s, R)}{\partial V_s} - 3S(V_s, R) \frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s}. \tag{D.9}$$

Malgré la disparition du terme en I^3 , les coefficients devant les deux autres termes ne sont toujours pas les mêmes que ceux obtenus par la méthode de renormalisation.

Un dernier moyen de calculer $\partial S/\partial R$ est de d'utiliser directement δi^2 . L'utilisation du

formalisme de Stratonovich donne

$$\begin{aligned}
\int diP(i|V_s, R + dR)\delta i^2 &= \int diP(i|V_s - dRi/2, R)\delta i^2 \\
S(V_s, R + dR) &= S(V_s, R) - \frac{dR}{2} \frac{\partial}{\partial V_s} \int diP(i|V_s, R)i\delta i^2 + O(dR^2) \\
&= S(V_s, R) - \frac{dR}{2} \frac{\partial}{\partial V_s} \int diP(i|V_s, R)i\delta i^2 + O(dR^2) \\
&= S(V_s, R) - \frac{dR}{2} \frac{\partial}{\partial V_s} [I(V_s, R)S(V_s, R) + S_3(V_s, R)] + O(dR^2) \\
\Rightarrow \frac{S(V_s, R + dR) - S(V_s, R)}{dR} &= \frac{\partial S(V_s, R)}{\partial R} = -\frac{1}{2}I(V_s, R)\frac{\partial S(V_s, R)}{\partial V_s} - \frac{1}{2}S(V_s, R)\frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s},
\end{aligned} \tag{D.10}$$

où on a supposé S_3 nul. Utiliser le formalisme d'Itô donnerait plutôt

$$\frac{\partial S(V_s, R)}{\partial R} = -I(V_s, R)\frac{\partial S(V_s, R)}{\partial V_s} - S(V_s, R)\frac{\partial I(V_s, R)}{\partial V_s}. \tag{D.11}$$

Dans les deux cas, cette équation ne donne toujours pas le même résultat que la méthode par renormalisation. Vu les ambiguïtés présentes lors de l'utilisation de cette méthode, elle est seulement présentée à titre indicatif. Les équations obtenues dans cette section ne seront pas utilisées à des fins de comparaison avec les mesures expérimentales. Malgré cela, il est clair que la dépendance en tension du bruit est encore une fois l'élément clé du processus de rétroaction du bruit ayant un impact sur les propriétés de transport du dispositif étudié.

Bibliographie

1. AVERIN, D. V. & LIKHAREV, K. K. Coulomb blockade of single-electron tunneling, and coherent oscillations in small tunnel junctions. en. *Journal of Low Temperature Physics* **62**, 345-373. ISSN : 0022-2291, 1573-7357. <http://link.springer.com/article/10.1007/BF00683469> (2015) (fév. 1986).
2. DELSING, P., LIKHAREV, K. K., KUZMIN, L. S. & CLAESON, T. Effect of high-frequency electrodynamic environment on the single-electron tunneling in ultrasmall junctions. *Physical Review Letters* **63**, 1180-1183. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.63.1180> (2014) (sept. 1989).
3. GEERLIGS, L. J., ANDEREGG, V. F., JEUGD, C. A. v. d., ROMIJN, J. & MOOIJ, J. E. Influence of Dissipation on the Coulomb Blockade in Small Tunnel Junctions. en. *EPL (Europhysics Letters)* **10**, 79. ISSN : 0295-5075. <http://iopscience.iop.org/0295-5075/10/1/014> (2014) (sept. 1989).
4. NAZAROV, Y. V. Anomalous current-voltage characteristics of tunnel junctions. *Zh. Eksp. Teor. Fiz* **95**, 975-984. http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_068_03_0561.pdf (2014) (1989).
5. CLELAND, A. N., SCHMIDT, J. M. & CLARKE, J. Charge fluctuations in small-capacitance junctions. *Physical Review Letters* **64**, 1565-1568. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.64.1565> (2014) (mar. 1990).
6. DEVORET, M. H. *et al.* Effect of the electromagnetic environment on the Coulomb blockade in ultrasmall tunnel junctions. *Physical Review Letters* **64**, 1824-1827. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.64.1824> (2014) (avr. 1990).
7. GIRVIN, S. M., GLAZMAN, L. I., JONSON, M., PENN, D. R. & STILES, M. D. Quantum fluctuations and the single-junction Coulomb blockade. *Physical Review Letters* **64**, 3183-3186. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.64.3183> (2014) (juin 1990).

8. FALCI, G., BUBANJA, V. & SCHÖN, G. Quantum Tunnelling in Small-Capacitance Josephson Junctions in a General Electromagnetic Environment. en. *EPL (Europhysics Letters)* **16**, 109. ISSN : 0295-5075. <http://stacks.iop.org/0295-5075/16/i=1/a=019> (2016) (1991).
9. INGOLD, G.-L. & GRABERT, H. Finite-Temperature Current-Voltage Characteristics of Ultrasmall Tunnel Junctions. en. *EPL (Europhysics Letters)* **14**, 371. ISSN : 0295-5075. <http://stacks.iop.org/0295-5075/14/i=4/a=015> (2016) (1991).
10. NAZAROV, Y. V. Influence of the electrodynamic environment on electron tunneling at finite traversal time. *Physical Review B* **43**, 6220-6223. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.43.6220> (2018) (mar. 1991).
11. CLELAND, A. N., SCHMIDT, J. M. & CLARKE, J. Influence of the environment on the Coulomb blockade in submicrometer normal-metal tunnel junctions. *Physical Review B* **45**, 2950-2961. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.45.2950> (2014) (fév. 1992).
12. FLENSBERG, K., GIRVIN, S. M., JONSON, M., PENN, D. R. & STILES, M. D. Quantum mechanics of the electromagnetic environment in the single-junction Coulomb blockade. en. *Physica Scripta* **1992**, 189. ISSN : 1402-4896. <http://stacks.iop.org/1402-4896/1992/i=T42/a=032> (2016) (1992).
13. HU, G. Y. & O'CONNELL, R. F. Charge fluctuations and zero-bias resistance in small-capacitance tunnel junctions. *Physical Review B* **46**, 14219-14222. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.46.14219> (2016) (déc. 1992).
14. NAZAROV, Y. GERT-LUDWIG INGOLD. *Single charge tunneling : Coulomb blockade phenomena in nanostructures* **294**, 21 (1992).
15. KOROTKOV, A. N., AVERIN, D. V. & LIKHAREV, K. K. Single-electron charging of the quantum wells and dots. *Physica B : Condensed Matter. LT-19* **165**, 927-928. ISSN : 0921-4526. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921452609800495> (2017) (août 1990).
16. AVERIN, D. V., KOROTKOV, A. N. & LIKHAREV, K. K. Theory of single-electron charging of quantum wells and dots. *Physical Review B* **44**, 6199-6211. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.44.6199> (2017) (sept. 1991).
17. KRECH, W., HÄDICKE, A. & SEUME, F. Master-equation approach to macroscopic quantum tunneling of charge in ultrasmall single-electron-tunneling double junctions. *Physical Review B* **48**, 5230-5240. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.48.5230> (2016) (août 1993).

18. SHIMAZU, Y., YAMAGATA, T., IKEHATA, S. & KOBAYASHI, S.-i. Environmental Effect on Coulomb Blockade in Ultrasmall Single Tunnel Junctions. *Journal of the Physical Society of Japan* **65**, 3123-3126. ISSN : 0031-9015. <http://journals.jps.jp/doi/10.1143/JPSJ.65.3123> (2016) (oct. 1996).
19. PENTTILÄ, J. S., PARTS, HAKONEN, P. J., PAALANEN, M. A. & SONIN, E. B. Effect of quantum noise on Coulomb blockade in normal tunnel junctions at high voltages. *Physical Review B* **61**, 10890-10897. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.61.10890> (2017) (avr. 2000).
20. KRUPENIN, V. A., ZORIN, A. B., SAVVATEEV, M. N., PRESNOV, D. E. & NIEMEYER, J. Single-electron transistor with metallic microstrips instead of tunnel junctions. *Journal of Applied Physics* **90**, 2411-2415. ISSN : 0021-8979, 1089-7550. <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/90/5/10.1063/1.1389758> (2016) (sept. 2001).
21. BABIKER, S. F. Shot noise in resistively coupled single tunnel junctions. *Solid-State Electronics* **85**, 43-47. ISSN : 0038-1101. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0038110113001330> (2017) (juil. 2013).
22. LOTKHOV, S. V. Ultra-high-ohmic microstripline resistors for Coulomb blockade devices. en. *Nanotechnology* **24**, 235201. ISSN : 0957-4484. <http://iopscience.iop.org/0957-4484/24/23/235201> (2014) (juin 2013).
23. HOLST, T., ESTEVE, D., URBINA, C. & DEVORET, M. H. Effect of a Transmission Line Resonator on a Small Capacitance Tunnel Junction. *Physical Review Letters* **73**, 3455-3458. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.73.3455> (2014) (déc. 1994).
24. HOFHEINZ, M. *et al.* Bright Side of the Coulomb Blockade. *Physical Review Letters* **106**, 217005. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.217005> (2014) (mai 2011).
25. ALTIMIRAS, C. *et al.* Dynamical Coulomb Blockade of Shot Noise. *Physical Review Letters* **112**, 236803. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.236803> (2014) (juin 2014).
26. LEPPÄKANGAS, J., JOHANSSON, G., MARTHALER, M. & FOGELSTRÖM, M. Input-output description of microwave radiation in the dynamical Coulomb blockade. en. *New Journal of Physics* **16**, 015015. ISSN : 1367-2630. <http://iopscience.iop.org/1367-2630/16/1/015015> (2014) (jan. 2014).
27. LEPPÄKANGAS, J., FOGELSTRÖM, M., MARTHALER, M. & JOHANSSON, G. Correlated Cooper pair transport and microwave photon emission in the dynamical Coulomb blockade. *Physical Review B* **93**, 014506. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.93.014506> (2016) (jan. 2016).

28. LEPPÄKANGAS, J. & MARTHALER, M. Inelastic scattering of microwave radiation in the dynamical Coulomb blockade. *Physical Review B* **98**, 224511. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.98.224511> (2019) (déc. 2018).
29. GEIGENMÜLLER, U. & NAZAROV, Y. V. Coupling of tunnel junctions by quantum circuit modes. *Physical Review B* **44**, 10953-10956. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.44.10953> (2016) (nov. 1991).
30. LIKHAREV, K. K. Correlated discrete transfer of single electrons in ultrasmall tunnel junctions. *IBM Journal of Research and Development* **32**, 144-158. ISSN : 0018-8646 (jan. 1988).
31. SCHÖN, G. & ZAIKIN, A. D. Quantum coherent effects, phase transitions, and the dissipative dynamics of ultra small tunnel junctions. *Physics Reports* **198**, 237-412. ISSN : 0370-1573. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037015739090156V> (2019) (déc. 1990).
32. GOLUBEV, D. & ZAIKIN, A. Effect of external circuit on the charge dynamics of ultrasmall Josephson junctions. *Physics Letters A* **148**, 479-484. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/037596019090503G> (2018) (sept. 1990).
33. GOLUBEV, D. S. & ZAIKIN, A. D. Quantum fluctuations of the charge near the Coulomb-blockade threshold. *Physical Review B* **50**, 8736-8745. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.50.8736> (2018) (sept. 1994).
34. LEE, H. & LEVITOV, L. S. Current fluctuations in a single tunnel junction. *Physical Review B* **53**, 7383-7391. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.53.7383> (2014) (mar. 1996).
35. HU, G. Y. & O'CONNELL, R. F. Environmental effects on Coulomb blockade in a small tunnel junction : A nonperturbative calculation. *Physical Review B* **56**, 4737-4742. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.56.4737> (2016) (août 1997).
36. JOYEZ, P., ESTEVE, D. & DEVORET, M. H. How Is the Coulomb Blockade Suppressed in High-Conductance Tunnel Junctions? *Physical Review Letters* **80**, 1956-1959. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.80.1956> (2014) (mar. 1998).
37. GOLUBEV, D. S. & ZAIKIN, A. D. Coulomb Interaction and Quantum Transport through a Coherent Scatterer. *Physical Review Letters* **86**, 4887-4890. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.4887> (2014) (mai 2001).

38. YEYATI, A. L., MARTIN-RODERO, A., ESTEVE, D. & URBINA, C. Direct Link between Coulomb Blockade and Shot Noise in a Quantum-Coherent Structure. *Physical Review Letters* **87**, 046802. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.046802> (2014) (juil. 2001).
39. DELAHAYE, J. *et al.* Coulomb-Blockaded Josephson Junction as a Noise Detector. *Journal of the Physical Society of Japan* **72**, 187-188. ISSN : 0031-9015. <https://journals.jps.jp/doi/10.1143/JPSJS.72SA.187> (2018) (jan. 2003).
40. LINDELL, R. K. *et al.* Observation of Shot-Noise-Induced Asymmetry in the Coulomb Blockaded Josephson Junction. *Physical Review Letters* **93**, 197002. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.197002> (2017) (nov. 2004).
41. SONIN, E. B. Effect of shot noise on a Coulomb blockaded single Josephson junction. *Physical Review B* **70**, 140506. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.70.140506> (2017) (oct. 2004).
42. GOLUBEV, D. S., GALAKTIONOV, A. V. & ZAIKIN, A. D. Electron transport and current fluctuations in short coherent conductors. *Physical Review B* **72**, 205417. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.72.205417> (2015) (nov. 2005).
43. TAKAHIDE, Y., UJI, S., MIYAZAKI, H., OOTUKA, Y. & HAKONEN, P. J. Current-voltage characteristics of a mesoscopic Josephson junction in a low-impedance environment. *Physica B : Condensed Matter. Proceedings of the International Conference on Strongly Correlated Electron Systems* **359-361**, 1442-1444. ISSN : 0921-4526. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921452605004783> (2018) (avr. 2005).
44. LEVY YEYATI, A., CUEVAS, J. C. & MARTÍN-RODERO, A. Dynamical Coulomb Blockade of Multiple Andreev Reflections. *Physical Review Letters* **95**, 056804. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.95.056804> (2014) (juil. 2005).
45. HAKONEN, P. J., PAILA, A. & SONIN, E. B. Statistics of electron tunneling in normal tunnel junctions : An analytical and numerical study including circuit effects. *Physical Review B* **74**, 195322. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.74.195322> (2014) (nov. 2006).
46. ALTIMIRAS, C., GENNSER, U., CAVANNA, A., MAILLY, D. & PIERRE, F. Experimental Test of the Dynamical Coulomb Blockade Theory for Short Coherent Conductors. *Physical Review Letters* **99**, 256805. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.99.256805> (2014) (déc. 2007).

47. BASSET, J., BOUCHIAT, H. & DEBLOCK, R. Emission and Absorption Quantum Noise Measurement with an On-Chip Resonant Circuit. *Physical Review Letters* **105**, 166801. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.166801> (2014) (oct. 2010).
48. PARMENTIER, F. D. *et al.* Strong back-action of a linear circuit on a single electronic quantum channel. en. *Nature Physics* **7**, 935-938. ISSN : 1745-2473. <http://www.nature.com/nphys/journal/v7/n12/full/nphys2092.html> (2014) (déc. 2011).
49. BRUN, C. *et al.* Dynamical Coulomb Blockade Observed in Nanosized Electrical Contacts. *Physical Review Letters* **108**, 126802. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.126802> (2014) (mar. 2012).
50. GOLUBEV, D. S. & ZAIKIN, A. D. Coulomb blockade of nonlocal electron transport in metallic conductors. *Physical Review B* **85**, 125406. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.85.125406> (2014) (mar. 2012).
51. SOUQUET, J.-R., SAFI, I. & SIMON, P. Dynamical Coulomb blockade in an interacting one-dimensional system coupled to an arbitrary environment. *Physical Review B* **88**, 205419. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.88.205419> (2019) (nov. 2013).
52. SOUQUET, J.-R., WOOLLEY, M. J., GABELLI, J., SIMON, P. & CLERK, A. A. Photon-assisted tunneling with non-classical light. *arXiv :1408.1128 [cond-mat, physics :quant-ph]*. arXiv : 1408.1128. <http://arxiv.org/abs/1408.1128> (2014) (août 2014).
53. GRABERT, H. Dynamical Coulomb blockade of tunnel junctions driven by alternating voltages. *Physical Review B* **92**, 245433. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.92.245433> (2016) (déc. 2015).
54. LEPPÄKANGAS, J. *et al.* Antibunched Photons from Inelastic Cooper-Pair Tunneling. *Physical Review Letters* **115**, 027004. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.027004> (2018) (juil. 2015).
55. PARLAVECCHIO, O. *et al.* Fluctuation-Dissipation Relations of a Tunnel Junction Driven by a Quantum Circuit. *Physical Review Letters* **114**, 126801. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.126801> (2018) (mar. 2015).
56. ALTIMIRAS, C., PORTIER, F. & JOYEZ, P. Interacting Electrodynamics of Short Coherent Conductors in Quantum Circuits. *Physical Review X* **6**, 031002. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.6.031002> (2017) (juil. 2016).
57. FREY, M. & GRABERT, H. Current Noise in Tunnel Junctions. *arXiv :1607.03803 [cond-mat]*. arXiv : 1607.03803. <http://arxiv.org/abs/1607.03803> (2016) (juil. 2016).

58. FREY, M. & GRABERT, H. Effect of the electromagnetic environment on current fluctuations in driven tunnel junctions. *arXiv :1602.08921 [cond-mat]*. arXiv : 1602.08921. <http://arxiv.org/abs/1602.08921> (2016) (fév. 2016).
59. MORA, C., ALTIMIRAS, C., JOYEZ, P. & PORTIER, F. Quantum properties of the radiation emitted by a conductor in the Coulomb blockade regime. *Physical Review B* **95**, 125311. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.95.125311> (2017) (mar. 2017).
60. ESTÈVE, J., APRILI, M. & GABELLI, J. Quantum dynamics of a microwave resonator strongly coupled to a tunnel junction. *arXiv :1807.02364 [cond-mat, physics :quant-ph]*. arXiv : 1807.02364. <http://arxiv.org/abs/1807.02364> (2018) (juil. 2018).
61. HOULE, S., THIBAUT, K., PINSOLLE, E., LUPIEN, C. & REULET, B. Photon-assisted dynamical Coulomb blockade in a tunnel junction. *Physical Review B* **100**, 045304. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.100.045304> (2019) (juil. 2019).
62. NAZAROV, Y. V. Coulomb Blockade without Tunnel Junctions. *Physical Review Letters* **82**, 1245-1248. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.82.1245> (2019) (fév. 1999).
63. RICHARDSON, W. H. Matsubara-Green's function approach to tunnelling in mesoscopic junctions. *Physics Letters A* **235**, 186-190. ISSN : 0375-9601. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375960197006154> (2016) (oct. 1997).
64. NAZAROV, Y. V. Universalities of weak localization. *arXiv :cond-mat/9908143*. arXiv : cond-mat/9908143. <http://arxiv.org/abs/cond-mat/9908143> (2019) (août 1999).
65. CRESTI, A., FARCHIONI, R., GROSSO, G. & PARRAVICINI, G. P. Keldysh-Green function formalism for current profiles in mesoscopic systems. *Physical Review B* **68**, 075306. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.68.075306> (2018) (août 2003).
66. KINDERMANN, M. & NAZAROV, Y. V. Interaction Effects on Counting Statistics and the Transmission Distribution. *Physical Review Letters* **91**, 136802. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.136802> (2018) (sept. 2003).
67. SAFI, I. & SALEUR, H. One-Channel Conductor in an Ohmic Environment : Mapping to a Tomonaga-Luttinger Liquid and Full Counting Statistics. *Physical Review Letters* **93**, 126602. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.126602> (2019) (sept. 2004).

68. KINDERMANN, M., NAZAROV, Y. V. & BEENAKKER, C. W. J. Feedback of the electromagnetic environment on current and voltage fluctuations out of equilibrium. *Physical Review B* **69**, 035336. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.69.035336> (2016) (jan. 2004).
69. NAZAROV, Y. Full counting statistics and field theory. en. *Annalen der Physik* **16**, 720-735. ISSN : 1521-3889. <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/andp.200710259/abstract> (2017) (oct. 2007).
70. SNYMAN, I. & NAZAROV, Y. V. Keldysh action of a multiterminal time-dependent scatterer. *Physical Review B* **77**, 165118. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.77.165118> (2019) (avr. 2008).
71. VANEVIĆ, M., NAZAROV, Y. V. & BELZIG, W. Elementary charge-transfer processes in mesoscopic conductors. *Physical Review B* **78**, 245308. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.78.245308> (2014) (déc. 2008).
72. BORIN, A., SAFI, I. & SUKHORUKOV, E. Coulomb drag effect induced by the third cumulant of current. *Physical Review B* **99**, 165404. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.99.165404> (2019) (avr. 2019).
73. JEZOUIN, S. *et al.* Tomonaga–Luttinger physics in electronic quantum circuits. en. *Nature Communications* **4**, 1802. ISSN : 2041-1723. <https://www.nature.com/articles/ncomms2810> (2018) (avr. 2013).
74. GIES, H. Introduction to the functional RG and applications to gauge theories. *arXiv :hep-ph/0611146* **852**. arXiv : hep-ph/0611146, 287-348. <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0611146> (2019) (2012).
75. BOURBONNAIS, C., GUAY, B. & WORTIS, R. Renormalization Group Technique for Quasi-one-dimensional Interacting Fermion Systems at Finite Temperature. *arXiv :cond-mat/0204163*. arXiv : cond-mat/0204163. <http://arxiv.org/abs/cond-mat/0204163> (2019) (avr. 2002).
76. DELAMOTTE, B. A hint of renormalization. *American Journal of Physics* **72**. arXiv : hep-th/0212049, 170-184. ISSN : 0002-9505, 1943-2909. <http://arxiv.org/abs/hep-th/0212049> (2019) (fév. 2004).
77. NAROZHNY, B. N. & LEVCHENKO, A. Coulomb drag. *arXiv :1505.07468 [cond-mat]*. arXiv : 1505.07468. <http://arxiv.org/abs/1505.07468> (2016) (mai 2015).
78. LEVCHENKO, A. & KAMENEV, A. Coulomb Drag in Quantum Circuits. *Physical Review Letters* **101**, 216806. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.101.216806> (2015) (nov. 2008).
79. MORTENSEN, N. A., FLENSBERG, K. & JAUHO, A.-P. Coulomb Drag in Coherent Mesoscopic Systems. *Physical Review Letters* **86**, 1841-1844. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.86.1841> (2015) (fév. 2001).

80. SÁNCHEZ, R., LÓPEZ, R., SÁNCHEZ, D. & BÜTTIKER, M. Mesoscopic Coulomb Drag, Broken Detailed Balance, and Fluctuation Relations. *Physical Review Letters* **104**, 076801. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.076801> (2015) (fév. 2010).
81. SCHOTTKY, W. Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern. en. *Annalen der Physik* **362**, 541-567. ISSN : 1521-3889. <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/andp.19183622304/abstract> (2014) (jan. 1918).
82. MCINTYRE, R. J. Multiplication noise in uniform avalanche diodes. *IEEE Transactions on Electron Devices* **ED-13**, 164-168. ISSN : 0018-9383 (jan. 1966).
83. GABELLI, J. & REULET, B. Full counting statistics of avalanche transport : An experiment. *Physical Review B* **80**, 161203. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.80.161203> (2017) (oct. 2009).
84. BEN-JACOB, E. & GEFEN, Y. New quantum oscillations in current driven small junctions. *Physics Letters A* **108**, 289-292. ISSN : 0375-9601. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375960185907509> (2019) (avr. 1985).
85. AVERIN, D. & LIKHAREV, K. New results of the theory of set and bloch oscillations in small tunnel junctions. *IEEE Transactions on Magnetics* **23**, 1138-1141. ISSN : 0018-9464 (mar. 1987).
86. NEGRI, C. & PISTOLESI, F. Charge fluctuations in single-electron tunneling oscillations. *Physical Review B* **85**, 115416. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.85.115416> (2017) (mar. 2012).
87. HAVILAND, D., KUZMIN, L. S., DELSING, P., LIKHAREV, K. K. & CLAESON, T. Experimental evidence for the Coulomb blockade of Cooper pair tunneling and Bloch oscillations in single Josephson junctions. *Z. Phys. B - Condensed Matter* **85**, 339-347 (1991).
88. KUZMIN, L. S., NAZAROV, Y. V., HAVILAND, D. B., DELSING, P. & CLAESON, T. Coulomb blockade and incoherent tunneling of Cooper pairs in ultrasmall junctions affected by strong quantum fluctuations. *Physical Review Letters* **67**, 1161-1164. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.1161> (2018) (août 1991).
89. KUZMIN, L. S. & HAVILAND, D. B. Bloch oscillations and Coulomb blockade of Cooper pair tunneling in ultrasmall Josephson junctions. en. *Physica Scripta* **1992**, 171. ISSN : 1402-4896. <http://stacks.iop.org/1402-4896/1992/i=T42/a=029> (2018) (1992).
90. INGOLD, G.-L., GRABERT, H. & EBERHARDT, U. Cooper-pair current through ultrasmall Josephson junctions. *Physical Review B* **50**, 395-402. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.50.395> (2019) (juil. 1994).

91. JOYEZ, P., VION, D., GÖTZ, M., DEVORET, M. H. & ESTEVE, D. The Josephson Effect in Nanoscale Tunnel Junctions. en. *Journal of Superconductivity* **12**, 757-766. ISSN : 0896-1107, 1572-9605. <https://link.springer.com/article/10.1023/A:1007733009637> (2018) (déc. 1999).
92. STEINBACH, A. *et al.* Direct Measurement of the Josephson Supercurrent in an Ultrasmall Josephson Junction. *Physical Review Letters* **87**, 137003. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.137003> (2018) (sept. 2001).
93. CORLEVI, S., GUICHARD, W., HEKKING, F. W. J. & HAVILAND, D. B. Phase-Charge Duality of a Josephson Junction in a Fluctuating Electromagnetic Environment. *Physical Review Letters* **97**, 096802. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.096802> (2018) (août 2006).
94. ZAZUNOV, A., DIDIER, N. & HEKKING, F. W. J. Quantum charge diffusion in underdamped Josephson junctions and superconducting nanowires. en. *EPL (Europhysics Letters)* **83**, 47012. ISSN : 0295-5075. <http://stacks.iop.org/0295-5075/83/i=4/a=47012> (2018) (2008).
95. JÄCK, B. *et al.* Critical Josephson current in the dynamical Coulomb blockade regime. *Physical Review B* **93**, 020504. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.93.020504> (2018) (jan. 2016).
96. Van BENTUM, P. J. M., van KEMPEN, H., van de LEEMPUT, L. E. C. & TEUNISSEN, P. A. A. Single-Electron Tunneling Observed with Point-Contact Tunnel Junctions. *Physical Review Letters* **60**, 369-372. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.60.369> (2019) (jan. 1988).
97. GABELLI, J. & REULET, B. Dynamics of Quantum Noise in a Tunnel Junction under ac Excitation. *Physical Review Letters* **100**, 026601. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.026601> (2014) (jan. 2008).
98. BARDEEN, J., COOPER, L. N. & SCHRIEFFER, J. R. Theory of Superconductivity. *Physical Review* **108**, 1175-1204. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.108.1175> (2015) (déc. 1957).
99. TINKHAM, M. *Introduction to superconductivity* English. ISBN : 978-1-62198-598-3 1-62198-598-9 978-0-486-13472-7 0-486-13472-5 (Dover Publications, Mineola, N.Y., 2004).
100. LANDAUER, R. Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction. *IBM Journal of Research and Development* **32**, 306-316. ISSN : 0018-8646 (mai 1988).
101. BÜTTIKER, M. Four-Terminal Phase-Coherent Conductance. *Physical Review Letters* **57**, 1761-1764. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.57.1761> (2019) (oct. 1986).

102. DAHM, A. J. *et al.* Linewidth of the Radiation Emitted by a Josephson Junction. *Physical Review Letters* **22**, 1416-1420. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.22.1416> (2014) (juin 1969).
103. JOHNSON, J. B. Thermal Agitation of Electricity in Conductors. *Physical Review* **32**, 97-109. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.32.97> (2019) (juil. 1928).
104. NYQUIST, H. Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors. *Physical Review* **32**, 110-113. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.32.110> (2019) (juil. 1928).
105. CALLEN, H. B. & WELTON, T. A. Irreversibility and Generalized Noise. *Physical Review* **83**, 34-40. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.83.34> (2019) (juil. 1951).
106. JOSEPHSON, B. D. Possible new effects in superconductive tunnelling. *Physics Letters* **1**, 251-253. ISSN : 0031-9163. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031916362913690> (2019) (juil. 1962).
107. ECKERN, U., SCHÖN, G. & AMBEGAOKAR, V. Quantum dynamics of a superconducting tunnel junction. *Physical Review B* **30**, 6419-6431. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.30.6419> (2019) (déc. 1984).
108. AMBEGAOKAR, V. & BARATOFF, A. Tunneling Between Superconductors. *Physical Review Letters* **10**, 486-489. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.10.486> (2015) (juin 1963).
109. MCCUMBER, D. E. Effect of ac Impedance on dc Voltage-Current Characteristics of Superconductor Weak-Link Junctions. *Journal of Applied Physics* **39**, 3113-3118. ISSN : 0021-8979. <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1656743> (2019) (juin 1968).
110. CLARKE, J., CLELAND, A. N., DEVORET, M. H., ESTEVE, D. & MARTINIS, J. M. Quantum Mechanics of a Macroscopic Variable : The Phase Difference of a Josephson Junction. en. *Science* **239**, 992-997. ISSN : 0036-8075, 1095-9203. <http://science.sciencemag.org/content/239/4843/992> (2019) (fév. 1988).
111. MONACO, R., AAROE, M., MYGIND, J. & KOSHELETS, V. P. Static properties of small Josephson tunnel junctions in a transverse magnetic field. *Journal of Applied Physics* **104**, 023906. ISSN : 0021-8979. <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.2956711> (2019) (juil. 2008).
112. JABDARAGHI, R. N., GOLUBEV, D. S., PEKOLA, J. P. & PELTONEN, J. T. Noise of a superconducting magnetic flux sensor based on a proximity Josephson junction. En. *Scientific Reports* **7**, 8011. ISSN : 2045-2322. <https://www.nature.com/articles/s41598-017-08710-7> (2018) (août 2017).

113. DEBLOCK, R., ONAC, E., GUREVICH, L. & KOUWENHOVEN, L. P. Detection of Quantum Noise from an Electrically Driven Two-Level System. en. *Science* **301**, 203-206. ISSN : 0036-8075, 1095-9203. <http://science.sciencemag.org/content/301/5630/203> (2019) (juil. 2003).
114. BILLANGEON, P.-M., PIERRE, F., BOUCHIAT, H. & DEBLOCK, R. Emission and Absorption Asymmetry in the Quantum Noise of a Josephson Junction. *Physical Review Letters* **96**, 136804. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.96.136804> (2019) (avr. 2006).
115. KOCH, R. H., VAN HARLINGEN, D. J. & CLARKE, J. Observation of Zero-Point Fluctuations in a Resistively Shunted Josephson Tunnel Junction. *Physical Review Letters* **47**, 1216-1219. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.47.1216> (2019) (oct. 1981).
116. ŽONDA, M. & NOVOTNÝ, T. Asymmetric voltage noise in superconducting tunnel junctions with the electromagnetic environment. en. *Physica Scripta* **T151**, 014023. ISSN : 1402-4896. <https://doi.org/10.1088%2F0031-8949%2F2012%2Ft151%2F014023> (2019) (nov. 2012).
117. ZAIKIN, A. & GOLUBEV, D. Effect of environment on interband tunneling in ultrasmall Josephson junctions. en. *Physics Letters A* **164**, 337-344. ISSN : 03759601. <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/037596019291117A> (2018) (avr. 1992).
118. HESSE, J. J. & DIENER, G. D.C. Current through Ultrasmall Josephson Junctions with Electromagnetic Environment. en. *EPL (Europhysics Letters)* **29**, 407. ISSN : 0295-5075. <http://stacks.iop.org/0295-5075/29/i=5/a=010> (2018) (1995).
119. JOYEZ, P. Self-Consistent Dynamics of a Josephson Junction in the Presence of an Arbitrary Environment. *Physical Review Letters* **110**, 217003. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.217003> (2017) (mai 2013).
120. MEISTER, S. *et al.* Resonators coupled to voltage-biased Josephson junctions : From linear response to strongly driven nonlinear oscillations. *Physical Review B* **92**, 174532. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.92.174532> (2016) (nov. 2015).
121. COURT, N. A., FERGUSON, A. J. & CLARK, R. G. Energy gap measurement of nanostructured aluminium thin films for single Cooper-pair devices. en. *Superconductor Science and Technology* **21**, 015013. ISSN : 0953-2048. <https://doi.org/10.1088%2F0953-2048%2F21%2F01%2F015013> (2019) (nov. 2007).
122. DOUGLASS, D. H. & MESERVEY, R. Energy Gap Measurements by Tunneling Between Superconducting Films. I. Temperature Dependence. *Physical Review* **135**, A19-A23. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.135.A19> (2018) (juil. 1964).

123. MESERVEY, R. & TEDROW, P. M. Properties of Very Thin Aluminum Films. *Journal of Applied Physics* **42**, 51-53. ISSN : 0021-8979. <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1659648> (2019) (jan. 1971).
124. DOLAN, G. J. Offset masks for lift-off photoprocessing. *Applied Physics Letters* **31**, 337-339. ISSN : 0003-6951. <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.89690> (2019) (sept. 1977).
125. HASAN, R. M. M. & LUO, X. Promising Lithography Techniques for Next-Generation Logic Devices. en. *Nanomanufacturing and Metrology* **1**, 67-81. ISSN : 2520-8128. <https://doi.org/10.1007/s41871-018-0016-9> (2019) (juin 2018).
126. MARTINIS, J. M. & MEGRANT, A. UCSB final report for the CSQ program : Review of decoherence and materials physics for superconducting qubits. *arXiv :1410.5793 [cond-mat, physics :quant-ph]*. arXiv : 1410.5793. <http://arxiv.org/abs/1410.5793> (2017) (oct. 2014).
127. RÖLKE, J. *Nichrome Thin Film Technology and its Application* en. Research article. 1981. <https://www.hindawi.com/journals/apec/1981/928373/abs/> (2019).
128. HECTOR, L. G. & SCHULTZ, H. L. The Dielectric Constant of Air at Radiofrequencies. *Physics* **7**, 133-136. ISSN : 0148-6349. <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1745374> (2019) (avr. 1936).
129. ROBERTSON, J. High dielectric constant oxides. en. *The European Physical Journal Applied Physics* **28**, 265-291. ISSN : 1286-0042, 1286-0050. <https://www.epjap.org/articles/epjap/abs/2004/10/ap04128/ap04128.html> (2019) (déc. 2004).
130. DUNLAP, W. C. & WATTERS, R. L. Direct Measurement of the Dielectric Constants of Silicon and Germanium. *Physical Review* **92**, 1396-1397. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.92.1396> (2019) (déc. 1953).
131. ALLEY, G. D. Interdigital Capacitors and Their Application to Lumped-Element Microwave Integrated Circuits. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **18**, 1028-1033. ISSN : 0018-9480 (déc. 1970).
132. PARENTEAU-CLOUTIER, K. *Fabrication de condensateurs par photolithographie* 2014.
133. LECOCQ, F. *et al.* Junction fabrication by shadow evaporation without a suspended bridge. en. *Nanotechnology* **22**, 315302. ISSN : 0957-4484. <http://stacks.iop.org/0957-4484/22/i=31/a=315302> (2017) (2011).
134. KLEINSASSER, A., CHUI, T., BUMBLE, B. & LADIZINSKY, E. Critical Current Density and Temperature Dependence of Nb-Al Oxide-Nb Junction Resistance and Implications for Room Temperature Characterization. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **23**, 1100405-1100405. ISSN : 1051-8223 (juin 2013).

135. PATEL, V. & LUKENS, J. E. Self-shunted Nb/AlO/sub x//Nb Josephson junctions. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **9**, 3247-3250. ISSN : 1051-8223 (juin 1999).
136. MILLER, R. E., MALLISON, W. H., KLEINSASSER, A. W., DELIN, K. A. & MACEDO, E. M. Niobium trilayer Josephson tunnel junctions with ultrahigh critical current densities. *Applied Physics Letters* **63**, 1423-1425. ISSN : 0003-6951. <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.109697> (2019) (sept. 1993).
137. Universal Distribution of Transparencies in Highly Conductive Nb/AlOx/Nb Junctions, volume = 85, url = <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.85.5404>, doi = 10.1103/PhysRevLett.85.5404, abstract = We report the observation of the universal distribution of transparencies, predicted by Schep and Bauer [Phys. Rev. Lett. 78, 3015 (1997)] for dirty sharp interfaces, in uniform Nb/AlOx/Nb junctions with high specific conductance (108ohm1cm2). Experiments used the BCS density of states in superconducting niobium for transparency distribution probing. Experimental results for both the dc IV curves at magnetic-field-suppressed supercurrent and the Josephson critical current in zero magnetic field coincide remarkably well with calculations based on the multimode theory of multiple Andreev reflections and the Schep-Bauer distribution., number = 25, urldate = 2019-02-07, journal = Physical Review Letters, author = Naveh, Y. and Patel, Vijay and Averin, D. V. and Likharev, K. K. and Lukens, J. E., month = dec, year = 2000, pages = 5404–5407, file = APS Snapshot :D
ZoteroEtudes
storage
SWDYW662
PhysRevLett.85.html :text/html;Full Text PDF :D
ZoteroEtudes
storage
3GYHQLVI
Naveh et al. - 2000 - Universal Distribution of Transparencies in Highly.pdf :application/pdf.
138. LOTKHOV, S. V. *et al.* Low hysteretic behavior of Al/AlOx/Al Josephson junctions. *Applied Physics Letters* **89**, 132115. ISSN : 0003-6951. <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.2357915> (2019) (sept. 2006).
139. LANG, K. M., NAM, S., AUMENTADO, J., URBINA, C. & MARTINIS, J. M. Banishing quasiparticles from Josephson-junction qubits : why and how to do it. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **13**, 989-993. ISSN : 1051-8223 (juin 2003).
140. OLIVER, W. D. & WELANDER, P. B. Materials in superconducting quantum bits. en. *MRS Bulletin* **38**, 816-825. ISSN : 0883-7694, 1938-1425. <https://www.cambridge.org/core/journals/mrs-bulletin/article/materials-in-superconducting-quantum-bits/B7A4DC8B7F54A0715CEFAFE> (2019) (oct. 2013).

141. SHEN, D. *et al.* Character and fabrication of Al/Al₂O₃/Al tunnel junctions for qubit application. en. *Chinese Science Bulletin* **57**, 409-412. ISSN : 1001-6538, 1861-9541. <https://link.springer.com/article/10.1007/s11434-011-4821-4> (2017) (fév. 2012).
142. OH, S. *et al.* Elimination of two level fluctuators in superconducting quantum bits by an epitaxial tunnel barrier. *Physical Review B* **74**, 100502. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.74.100502> (2019) (sept. 2006).
143. TOLPYGO, S. K. *et al.* Fabrication Process and Properties of Fully-Planarized Deep-Submicron Nb/Al-AlO_x/Nb Josephson Junctions for VLSI Circuits. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **25**. arXiv : 1408.5829, 1-12. ISSN : 1051-8223, 1558-2515. <http://arxiv.org/abs/1408.5829> (2017) (juin 2015).
144. GOODMAN, B. B. & MENDOZA, E. LXII. The critical magnetic fields of aluminium, cadmium, gallium and zinc. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **42**, 594-602. ISSN : 1941-5982. <https://doi.org/10.1080/14786445108561274> (2019) (juin 1951).
145. MALONEY, M. D., de la CRUZ, F. & CARDONA, M. Superconducting Parameters and Size Effects of Aluminum Films and Foils. *Physical Review B* **5**, 3558-3572. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.5.3558> (2019) (mai 1972).
146. *List of superconductors* en. Page Version ID : 910923748. Août 2019. https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=List_of_superconductors&oldid=910923748 (2019).
147. GÖPPL, M. V. *Engineering quantum electronic chips : realization and characterization of circuit quantum electrodynamics systems* en. Doctoral Thesis (ETH Zurich, 2009). <https://www.research-collection.ethz.ch/handle/20.500.11850/151209> (2019).
148. ZENG, L. J. *et al.* Direct observation of the thickness distribution of ultra thin AlO_x barriers in Al/AlO_x/Al Josephson junctions. en. *Journal of Physics D : Applied Physics* **48**, 395308. ISSN : 0022-3727. <http://stacks.iop.org/0022-3727/48/i=39/a=395308> (2017) (2015).
149. YU-LIN, W. *et al.* Fabrication of Al/AlO_x/Al Josephson junctions and superconducting quantum circuits by shadow evaporation and a dynamic oxidation process. en. *Chinese Physics B* **22**, 060309. ISSN : 1674-1056. <http://iopscience.iop.org/1674-1056/22/6/060309> (2015) (juin 2013).
150. KELLY, J. S. *Fault-tolerant superconducting qubits* en. Thèse de doct. (2015).
151. GEERLINGS, K. L. *Improving Coherence of Superconducting Qubits and Resonators* en. Thèse de doct. ().

152. *PMMA_Data_Sheet.pdf* http://microchem.com/pdf/PMMA_Data_Sheet.pdf (2019).
153. *ZEP520A_Datasheet.pdf* http://apps.mnc.umn.edu/archive/ebpgwiki/rsrc/EBPG/Datasheets/ZEP520A_Datasheet.PDF (2019).
154. N. G, V. K. *Stochastic Processes in Physics and Chemistry* 3 edition. English. ISBN : 978-0-444-52965-7 (North Holland, Amsterdam ; Boston, mai 2007).