



HAL
open science

Dynamique quantique d'un SQUID-DC

Franck Balestro

► **To cite this version:**

Franck Balestro. Dynamique quantique d'un SQUID-DC. Supraconductivité [cond-mat.supr-con]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2003. Français. NNT: . tel-00004224

HAL Id: tel-00004224

<https://theses.hal.science/tel-00004224>

Submitted on 20 Jan 2004

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

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

THESE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Joseph Fourier
Grenoble I

Discipline : Physique

présentée et soutenue publiquement
par :

Franck Balestro

le 21 Mars 2003

Dynamique quantique d'un SQUID-DC.

Composition du jury :

L. Lévy (Président)
B. Plaçais (Rapporteur)
D. Vion (Rapporteur)
J. Pekola
O. Buisson (Directeur)

Thèse préparée au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures
CNRS - GRENOBLE

REMERCIEMENTS

C'est avec un grand plaisir que j'ai réalisé ce travail de thèse au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures de Grenoble. Je tiens à remercier B. Hébral et son successeur H. Godfrin pour leur accueil et leur soutien au sein du laboratoire.

Un grand merci à B. Plaçais et D. Vion d'avoir accepté d'être les deux rapporteurs de mon rapport de thèse. Ils ont effectué ce dur labeur alors que leurs expériences respectives sont déjà une lourde tâche. Merci pour leurs disponibilités et pour les discussions que nous avons eues au cours de conférences ou en préparation de ma soutenance.

Merci également à J. Pekola d'avoir effectué le voyage d'Helsinki pour faire partie de mon jury, et à L. Lévy pour avoir accepté d'être le président du jury et pour avoir lu ma thèse avec attention.

Un immense et sincère merci à O. Buisson, mon "chef" de thèse. On a débuté avec peu sur une physique nouvelle pour moi et pour lui, et nous avons avancé pas à pas ensemble, partageant au fur et à mesure nos diverses connaissances. Merci d'avoir été "chef" sans trop l'être et d'avoir compris ma manière de travailler et mon besoin d'équilibre entre le travail et tout le reste. Merci également de t'être autant investi dans ce travail et dans les corrections de mon rapport, et surtout de m'avoir fait confiance !

Merci à C. Vey, stagiaire de maîtrise que j'ai encadré, et qui m'a considérablement aidé dans la programmation du système de mesure. Merci à B. Camarota de m'avoir encadré durant mon stage de DEA, et pour sa bonne humeur. Elle m'a encadré au tout début de ma thèse et formé aux techniques de micro-lithographies et d'évaporation sous angles. Thanks to J. Pekola. We worked together one year long. Happy of that and happy of meeting someone really nice and always open for fruitful discussions. Merci également à F. Hekking et F. Faure pour les diverses discussions que nous avons eues. Merci à toi Julien pour tes aides précieuses en fin de thèse afin de mesurer quelques derniers échantillons et pour tes traitements de données rapides !

Merci à tous les membres de l'équipe méso : Hervé, Klaus, Bernard, Laurent, Monique, Vincent. Vous m'avez souvent conseillé, aidé et soutenu tout au long de ma thèse, et cette aide m'a été très précieuse jusqu'à la fin.

Merci à toute l'équipe de micro-fabrication du CRTBT : Thierry et Thierry, Olivier, Bruno. Si mes échantillons ont marché, c'est un peu grâce à vous. Vous êtes toujours

disponibles et prenez un grand soin pour que le "service" de micro-fabrication soit efficace et hautement convivial.

Merci au "service" cryogénie. Merci à toi Henri, la dilution que tu nous as montée selon les plans de Caussignac(merci aussi) n'a jamais faibli, et tes conseils techniques m'ont été forts utiles. Un grand merci à Anne : les pièces que tu m'as réalisées ont toujours été parfaites dès le début ! Merci Greg et Marcel pour les dépannages instantanés !

Merci au "service" électronique. J'ai largement eu besoin de vos grandes compétences afin de réaliser cette expérience, et votre disponibilité m'a toujours largement aidé. Merci Jean-Louis, Christophe, Maurice, Gilbert, Julien.

Merci Pierre. Quand la salle était vide, tu as remonté le tableau de vannes(merci à toi aussi Jean-Paul) et rendu l'électricité à cette salle.

Merci aux membres du liquéfacteur, l'hélium est une denrée périssable qu'ils gèrent avec pertinence !

Merci à vous Nathalie, Patricia, Martine, Danièle, Nathalie. Ma lenteur administrative a souvent été rattrapée par vous toutes. Un grand merci pour cela.

Merci à tous mes compagnons de pausessss café : Emma, Flo, Greg, Yannick, Thomas, Romain, Elsa, Thierry, Olivier, Laurent, Jean-Jacques, Thierry, Alain, Anne, Olivier, Klaus, Carley, Anthony, ... Si mes pauses ont été nombreuses, c'est que je savais que je pouvais prendre un moment de détente avec vous. Travail et convivialité!!!

Merci à mes amis, ma soeurette et mes parents de m'avoir supporté sans questions. Merci de m'avoir loger durant ces derniers trois mois sans appartement pour moi. Merci Nico et Ana (vivement fin juin!), Nono (pas le petit robot), Dom (J'espère que la suite te sera profitable), Ugo (métal!), Jean-Phi (après Madrid, peut-être Genève), Elo (Amiens plus bien loin), Greg (cohérent). Mon nouveau chez moi, aux Pays-Bas, espère vous accueillir de nombreuses fois. . .

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	2
1 INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
2 DYNAMIQUE DES ÉTATS COHÉRENTS D'UN SQUID-DC : THÉORIE	5
2.1 Oscillations cohérentes d'états dans un SQUID-DC	5
2.1.1 Hamiltonien d'un SQUID-DC	5
2.1.2 Effet d'une variation temporelle de flux $\delta\Phi(t)$ dans le SQUID-DC	7
2.1.2.1 Effet d'une variation de flux $\delta\Phi(t)$ sur l'hamiltonien du SQUID-DC	8
2.1.2.2 Oscillations cohérentes d'états dans un SQUID induites par une impulsion en flux	9
2.2 Mesure quantique en un coup d'un qubit de charge	13
2.2.1 Une boîte à paires de Cooper couplé à un SQUID-DC	14
2.2.1.1 La boîte à paires de Cooper	14
2.2.1.2 Le couplage entre la boîte à paires de Cooper et le SQUID-DC	16
2.2.2 Mesure quantique en un coup d'une boîte à paires de Cooper	16
2.2.3 Influence de la relaxation entre les états du SQUID-DC sur la mesure quantique	19
2.3 Conclusion	20
3 SYSTÈME EXPÉRIMENTAL	23
3.1 La diluette	23
3.2 Le circuit de mesure DC	24
3.2.1 La génération de courant	24

3.2.2	La mesure de tension	26
3.3	Le filtrage des lignes DC	26
3.3.1	Le filtrage entre $300K$ et $20mK$	26
3.3.2	Porte-échantillon filtré	27
3.3.2.1	Les thermocoaxs	27
3.3.2.2	Les filtres II	28
3.3.2.3	Réalisation du porte-échantillon filtré	30
3.3.3	Le blindage des lignes de mesures	32
3.4	La technique de mesure d'un système métastable	33
3.4.1	Caractéristique courant/tension	33
3.4.2	La procédure d'obtention des probabilités d'échappement	33
3.5	Impulsions radio-fréquences et impulsions continues	36
3.5.1	La ligne coaxiale large bande à très basses températures	36
3.5.2	Réalisation d'impulsions pico-secondes de durée variable	38
3.5.3	Les implusions radio-fréquences et nano-secondes	39
3.6	Réalisation des échantillons	40
3.6.1	Etalement des résines et recuit	40
3.6.2	L'insolation électronique et le développement	41
3.6.3	Le dépôt métallique, l'oxydation et le "lift-off"	43
3.7	Conclusion	44
4	JONCTIONS JOSEPHSON DANS UN ENVIRONNEMENT INDUCTIF	45
4.1	Dynamique de la phase quantique macroscopique	45
4.1.1	Modèle RCSJ	45
4.1.2	Paramètres du puits de potentiel	47

4.2	Echappement d'un puits de potentiel métastable	48
4.2.1	Taux d'échappement d'une jonction Josephson sous-amortie	49
4.2.2	Effet d'un environnement sur l'échappement d'une jonction Josephson	50
4.2.2.1	Effet de l'environnement sur le régime d'effet tunnel macroscopique	50
4.2.2.2	Effet de l'environnement sur le régime d'activation thermique	51
4.2.3	Environnement inductif	51
4.2.4	Détermination de la probabilité d'échappement en fonction du taux d'échappement	54
4.2.5	Probabilités d'échappement	55
4.2.5.1	Régime d'activation thermique	55
4.2.5.2	Régime d'effet tunnel macroscopique	56
4.3	Résultats expérimentaux	57
4.3.1	Caractéristique courant/tension	57
4.3.2	Mesures d'échappement vers le régime de tension non nulle	59
4.3.2.1	Probabilités d'échappement à différentes températures	59
4.3.2.2	Temps de vie avant l'échappement à différentes températures	60
4.3.2.3	Evolution du courant d'échappement en fonction de la température	61
4.3.2.4	Largeur des probabilités d'échappement en fonction de la température	62
4.3.2.5	Niveau maximal de bruit	63
4.4	Conclusion	65
5	DYNAMIQUE D'ÉCHAPPEMENT D'UN SQUID-DC	67
5.1	SQUID-DC : théorie	67
5.1.1	SQUID-DC parfait	67
5.1.2	SQUID-DC inductif	69

5.1.2.1	Potentiel d'un SQUID-DC	69
5.1.2.2	Courant critique I_C d'un SQUID-DC inductif	72
5.1.2.3	Modulation du courant critique I_C d'un SQUID-DC inductif en fonction de Φ_{DC}	73
5.1.2.4	Dissymétrie d'inductance d'un SQUID-DC	74
5.1.2.5	Dissymétrie des jonctions Josephson d'un SQUID-DC	75
5.1.3	Etude de l'échappement dans un SQUID-DC inductif	76
5.1.3.1	Etude du potentiel d'un SQUID inductif	77
5.1.3.2	Echappement dans le régime d'activation thermique	79
5.1.3.3	Echappement dans le régime d'effet tunnel macroscopique.	82
5.1.3.4	Effet de l'environnement inductif sur l'échappement d'un SQUID-DC	83
5.2	Résultats expérimentaux	85
5.2.1	Caractéristiques expérimentales des SQUIDs mesurés	86
5.2.1.1	Echantillon A_1	86
5.2.1.2	Echantillon A_2	88
5.2.2	Caractéristiques courant/tension	88
5.2.3	Modulation du courant critique d'un SQUID en fonction de Φ_{DC}	91
5.2.4	Mesures d'échappement des SQUIDs	92
5.2.4.1	Probabilité d'échappement des SQUIDs	92
5.2.4.2	Temps de vie de l'état de tension nulle du SQUID	94
5.2.4.3	Etude de la largeur des probabilités d'échappement	96
5.3	Conclusion	102
6	ACTIVATION RÉSONANTE D'UN SQUID-DC	105
6.1	Caractéristiques expérimentales du SQUID B_2	105

6.2	Dynamique du SQUID soumis à une excitation RF	107
6.3	Mesures du SQUID en l'absence d'excitation RF	110
6.4	Détermination expérimentale des paramètres du circuit	112
6.4.1	Mutuelle inductance entre la ligne coaxiale et le SQUID	112
6.4.2	Environnement du SQUID	113
6.4.3	Mutuelle inductance entre la ligne coaxiale et l'environnement . . .	115
6.5	Impulsions nano-secondes en flux à travers le SQUID	115
6.5.1	Validité des mesures de probabilité d'échappement utilisant les im- pulsions nano-secondes	116
6.5.2	Impulsions nano-secondes de flux à travers le SQUID	118
6.5.2.1	Temps de vie dans la gamme des dizaines de nano-secondes	118
6.5.2.2	Influence de l'environnement	119
6.6	Activation résonante du SQUID	121
6.6.1	Mesure de la fréquence plasma d'un SQUID en utilisant des impul- sions RF	122
6.6.1.1	Mesure de la fréquence plasma à fréquence générée fixe . .	122
6.6.1.2	Mesure de la fréquence plasma à courant injecté fixe	124
6.6.1.3	Facteur de qualité Q_S du SQUID	126
6.6.2	Effet de la puissance	127
6.6.3	Résultats préliminaires sur des mesures adiabatiques	130
6.7	Conclusion	133
7	CONCLUSION	135
	PARAMÈTRES DES ÉCHANTILLONS MESURÉS	137

LISTE OF FIGURES

2.1	Représentation schématique d'un SQUID-DC	6
2.2	Forme générale d'une impulsion en flux	10
2.3	Probabilité de transition de l'état fondamental vers les états excités en fonction de la durée d'une impulsion parfaite	11
2.4	Probabilité de transition de l'état fondamental vers les états excités en fonction de la durée d'une impulsion	12
2.5	Une boîte à paires de Cooper couplée à un SQUID-DC : modélisation du circuit	14
2.6	Bandes d'énergie de la CPB en fonction de N_g	15
2.7	Procédure de mesure en un coup d'un qubit de charge couplé à un SQUID-DC	17
2.8	Influence de la relaxation dans le SQUID-DC sur la mesure du qubit	20
3.1	Présentation de la partie calorimètre de la diluette	24
3.2	Le système expérimental de mesure	25
3.3	Atténuation dans la gamme de $130MHz$ à $20GHz$ d'un thermocoax	28
3.4	Atténuation dans la gamme de $130MHz$ à $20GHz$ d'un filtre II commercial	29
3.5	Détermination des paramètres d'un filtre II à $4.4K$	30
3.6	Photographies du porte-échantillon filtré FBT3	31
3.7	Mesure du coefficient de réflexion de la cavité à température ambiante . . .	32
3.8	Caractéristiques courant/tension d'un circuit Josephson hystérétique	34
3.9	Technique de mesure des probabilités d'échappement	35
3.10	Impulsion DC générée aux bornes de l'échantillon	35
3.11	Chaîne de mesure permettant de réaliser des mesures de réflexion dépendantes du temps sur la ligne coaxiale	37

3.12	Mesure de réflexion dépendante du temps réalisée sur la ligne coaxiale . . .	37
3.13	Système de génération des impulsions pico-secondes	38
3.14	Temps de montée et de descente à chaud des impulsions DC pico-secondes .	39
3.15	L'insolation électronique et le développement	42
3.16	Photographie au microscope électronique du motif en résine d'un SQUID .	42
3.17	Photographie au microscope électronique du micropont d'un SQUID	43
3.18	Processus d'évaporation sous angles et d'oxydation	43
4.1	Modélisation d'une jonction Josephson par un circuit "électrique"	46
4.2	Potentiel de la tôle ondulée	46
4.3	Le puits de potentiel, une position métastable pour la particule	47
4.4	Modélisation de l'environnement utilisé	52
4.5	Définition de la largeur des probabilités d'échappement	55
4.6	Photographie d'une jonction Josephson au microscope électronique à balayage	57
4.7	Caractéristique courant/tension des jonctions Josephson J_1 et J_2	58
4.8	Probabilités d'échappement de J_1 à différentes températures	59
4.9	Temps de vie de la jonction J_1 à différentes températures	60
4.10	Evolution du courant critique mesuré en fonction de la température	61
4.11	Largeur des probabilités d'échappement de J_1 en fonction de la température	63
4.12	Largeur des probabilités d'échappement de J_2 en fonction de la température	64
5.1	Représentation schématique d'un SQUID parfait	67
5.2	Représentation schématique d'un SQUID inductif	69
5.3	Potentiel bidimensionnel d'un SQUID	72
5.4	Potentiel bidimensionnel d'un SQUID dans la limite unidimensionnelle . .	72

5.5	Modulation du courant critique en fonction du flux pour différentes inductance du SQUID	74
5.6	Modulation du courant critique en fonction du flux pour différentes dissymétries inductives du SQUID	75
5.7	Modulation du courant critique en fonction du flux pour différentes dissymétrie du SQUID	76
5.8	Echappement d'un potentiel bidimensionnel	77
5.9	Renormalisation de la hauteur de barrière d'un SQUID inductif	79
5.10	Renormalisation de la fréquence plasma d'un SQUID inductif	80
5.11	Renormalisation de la largeur des probabilités d'échappement d'un SQUID inductif dans le régime d'activation thermique	81
5.12	Renormalisation de la largeur des probabilités d'échappement d'un SQUID inductif dans le régime MQT	84
5.13	Photographie du SQUID A et de son environnement inductif	86
5.14	Représentation schématique de l'échantillon A	87
5.15	Environnement proche de l'échantillon A_1	87
5.16	Environnement proche de l'échantillon A_2	88
5.17	Caractéristique courant/tension de A_2 à différentes températures	89
5.18	Caractéristique courant/tension de A_2 à différents flux extérieurs	90
5.19	Modulation du courant critique I_C en fonction de Φ_{DC} pour A_1	91
5.20	Probabilités d'échappement de A_2 à différentes températures	92
5.21	Evolution du courant d'échappement de A_2 en fonction de la température	93
5.22	Evolution du courant d'échappement de A_2 en fonction de la durée d'impulsions en courant	94
5.23	Temps de vie de l'état de tension nulle de A_2 pour une durée d'impulsion donnée, à différentes températures	95
5.24	Temps de vie de l'état de tension nulle de A_2 pour différentes durée d'impulsions en courant	95

5.25	Largeur des probabilités d'échappement de A_2 pour différentes durée d'impulsions en courant	96
5.26	Evolution du courant d'échappement et de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de Φ_{DC} pour A_1	97
5.27	Evolution du courant d'échappement et de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de Φ_{DC} pour A_2	99
5.28	Evolution de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de Φ_{DC} pour A_2 dans le régime MQT et le régime d'AT	100
5.29	Evolution de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de la température pour A_1 et A_2 à un flux proche de zéro	101
5.30	Evolution de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de la température pour A_2 à un flux proche de $-\Phi_0/4$	101
6.1	Photographie du SQUID B_2	106
6.2	Photographie optique du SQUID B_2 et de son environnement inductif	106
6.3	Montage expérimental du SQUID B_2	107
6.4	Modélisation du circuit supraconducteur	108
6.5	Largeur des probabilités d'échappement vs température de B_2	111
6.6	Largeur des probabilités d'échappement vs Φ_{DC} de B_2	112
6.7	Détermination de la mutuelle inductance entre le SQUID et la ligne coaxiale	113
6.8	Représentation de l'environnement du SQUID couplé à la ligne coaxiale	114
6.9	Evolution fréquentielle d'une résonance environnementale, liée aux caractéristiques du SQUID, pour deux flux extérieurs distincts	114
6.10	Pocédure de validation des impulsions nano-secondes	116
6.11	Validité des mesures de probabilité d'échappement utilisant les impulsions nano-secondes	117
6.12	Influence de la durée Δt_2 des impulsions en flux d'amplitude $\delta\Phi_{imp}$ sur la mesure du temps de vie de l'état de tension nulle d'un SQUID	118
6.13	Effet d'un temps de montée rapide de l'impulsion en flux sur le mesures de temps de vie du SQUID	119

6.14	Courant induit à travers le SQUID par une impulsion en flux	120
6.15	Mesure de la fréquence plasma du SQUID B_2 par activation résonante à fréquence générée fixe	123
6.16	Evolution de la fréquence plasma du SQUID B_2 en fonction du courant par activation résonante à fréquence générée fixe	124
6.17	Mesure de la fréquence plasma du SQUID B_2 par activation résonante à courant injecté fixe	125
6.18	Evolution de la fréquence plasma du SQUID B_2 en fonction du courant par activation résonante à courant injecté fixe	125
6.19	Evolution du facteur de qualité Q_S du SQUID B_2 en fonction de la fréquence plasma	126
6.20	Effet de la puissance de l'impulsion RF sur la probabilité d'échappement .	127
6.21	Effet de la puissance de l'impulsion RF sur la fréquence plasma mesurée et la largeur de la résonance correspondante	128
6.22	Effet du facteur de qualité du SQUID sur l'énergie apportée par une impulsion RF au SQUID	129
6.23	Effet de la puissance de l'impulsion RF sur le taux d'échappement renormalisée par rapport au taux d'échappement sans impulsion RF	130
6.24	Procédure de mesure adiabatique de la fréquence plasma d'un SQUID . . .	131
6.25	Comparaison entre les mesures de la fréquence plasma utilisant des impulsions RF et les mesures combinant des impulsions nano-secondes à des impulsions RF.	131
6.26	Mesure de la fréquence plasma du SQUID en combinant une impulsion RF et une impulsion nano-secondes.	133

LISTE OF TABLES

3.1	Paramètres d'étalement et de recuit des résines	41
4.1	Analogie mécanique de l'évolution de la différence de phase	47
5.1	Paramètres DC des SQUIDs mesurés	90
A.1	Ordre de grandeur des paramètres et des énergies caractéristiques des différents échantillons mesurés	137

1

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Depuis une dizaine d'années maintenant, un regain d'intérêt dans la théorie de l'information quantique a émergé suite aux travaux de Peter Shor[1] qui a mis au point des algorithmes quantiques pour la factorisation d'entiers. Différentes études ont montré que les ordinateurs basés sur une logique quantique sont, dans certains cas, exponentiellement plus rapides que leurs homologues classiques, par exemple dans le cas de la factorisation des nombres entiers. Quand les ordinateurs classiques exécutent des opérations sur des informations enregistrées sous la forme de bits classiques, basés sur des états discrets 0 et 1, les ordinateurs quantiques manipulent les états quantiques $| - \rangle$ et $| + \rangle$ de systèmes à deux niveaux appelés bits quantiques ou qubits. La logique quantique est basée sur la manipulation de ces états mais également de leurs superposition cohérente $\alpha | - \rangle + \beta | + \rangle$. Idéalement, ces états quantiques devraient être isolés de leur environnement afin de réduire les processus de décohérence et laisser ainsi suffisamment de temps pour opérer un calcul. Cependant, un environnement est nécessaire afin de déterminer le résultat d'un tel calcul. Un des objectifs actuels est donc de développer un système de lecture des états quantiques engendrant une décohérence faible sur la superposition cohérente quantique de ces états. Ce système de lecture peut être classique ou quantique. Dans ce dernier cas, nous pouvons utiliser l'enchevêtrement d'états entre le qubit et le système de lecture afin de déterminer l'état du qubit. L'enchevêtrement signifiant qu'il n'est pas possible de décrire l'état de superposition du qubit et du système de lecture comme un produit tensoriel d'états des sous-systèmes.

La recherche fondamentale a profité de cette nouvelle approche du traitement de l'information afin d'approfondir l'étude des systèmes quantiques. Des opérations simples ont été réalisées en préparant, en manipulant et en mesurant l'enchevêtrement d'états des systèmes quantiques. Depuis quelques années, des progrès fantastiques ont été réalisés dans la manipulation[2] d'états enchevêtrés dans des systèmes utilisant des ions piégés[3], ou des atomes dans une cavité possédant un important facteur de qualité[4]. Ces expériences ont clairement montré la possibilité de contrôler d'une manière cohérente l'enchevêtrement d'états d'un nombre limité de qubits. Cependant, il paraît difficile ou même impossible actuellement, de penser ce genre de systèmes à plus grande échelle, c'est à dire de coupler quelques 10000 qubits. Ainsi, l'obtention de systèmes physiques autorisant la réalisation des algorithmes quantiques de factorisation est encore loin d'avoir aboutie. Mais ce récent engouement apporte des résultats passionnants et fondamentaux dans l'étude des systèmes quantiques et de l'enchevêtrement d'états.

Une direction plus prometteuse dans le sens de l'intégrabilité des qubits serait l'utilisation de circuits intégrés supraconducteurs. La réalisation de ces circuits est alors compatible avec les techniques de la micro-électronique. Cependant les phénomènes de décohérence dans ces systèmes ayant un grand nombre de degrés de liberté pourraient limiter leurs

performances. Dans un supraconducteur conventionnel, les excitations quasiparticules sont séparées de l'état fondamental par un gap d'énergie dont la valeur dépend du matériau utilisé. Les électrons sont alors tous condensés, à basse température, dans le même état quantique macroscopique. Un supraconducteur à basse température semble donc être un bon candidat pour obtenir un système quantique macroscopique. Des expériences de physiques fondamentales sont donc nécessaires pour mieux comprendre la dynamique quantique des nano-circuits supraconducteurs et leur source de décohérence.

Considérons maintenant une petite jonction Josephson. Il s'agit d'un circuit composé par deux électrodes supraconductrices séparées par un lien faible. Les paramètres relevant sont la différence de phase supraconductrice et la différence de charge entre les deux électrodes. Le principe d'incertitude nous dit que cette différence de phase et de charge sont des variables conjuguées. La jonction est caractérisée par son énergie de couplage Josephson $E_J = \Phi_0 I_c / 2\pi$ et par son énergie de charge $E_c = e^2 / 2C$, où I_c et C sont respectivement le courant critique et la capacité de la jonction. Grâce au développement des techniques de nanolithographie, des jonctions Josephson de capacités inférieures au nanofarad peuvent maintenant être réalisées avec des paramètres extrêmement bien définis et contrôlés. Depuis lors, de très nombreuses expériences ont été réalisées pour analyser les propriétés quantiques des circuits à bases de nano-jonctions Josephson. En modifiant les paramètres de la jonction, il est ainsi possible de passer de l'état quasi-classique[5] de phase quand $E_J \gg kT, E_c$, à l'état quantique où la charge et la phase fluctuent[6] pour $E_J \approx E_c \gg kT$ et finalement à l'état quasi-classique de charge ou blocage de Coulomb[7, 8] si $E_c \gg kT, E_J$.

De très nombreuses expériences quantiques peuvent être réalisées dans les circuits à base de jonctions Josephson selon que la charge ou la phase des paires supraconductrices est presque bloquée. Dans le premier cas, le "qubit de charge" est une boîte à paires de Cooper qui peut être dans deux états de charges distincts ou dans un état de superposition cohérente. Plusieurs expériences ont déjà testé la validité de cette description[9, 10, 11, 12, 13]. Parmi les travaux expérimentaux récents, quatre expériences apparaissent comme cruciales. La transition entre deux états superposés cohérents a été observée en irradiant un circuit par des photons d'énergie égale à l'écart entre les deux niveaux[10]. La superposition cohérente d'états de charge a été mise en évidence à très basse température par le groupe de Saclay[9]. Ensuite, l'application d'impulsions électriques très courtes sur un circuit Josephson a permis d'observer les oscillations cohérentes de Rabi entre deux états de charge[11]. Cette expérience, réalisée dans le laboratoire de NEC au Japon, a démontré pour la première fois que la manipulation cohérente d'états quantiques macroscopiques de charge était possible sur des temps de l'ordre de la nano-seconde. Plus récemment[14], dans un système supraconducteur appelé le "Quantronium", des oscillations cohérentes ont également été observées, en utilisant des impulsions RF. Dans cette dernière expérience, les oscillations cohérentes quantiques avaient un facteur de qualité Q égale à 20000, montrant alors une cohérence des oscillations sur une base de temps de l'ordre de la micro seconde.

L'alternative au qubit de charge est le qubit de phase. Le système est alors une boucle supraconductrice contenant deux nanojonctions et dont la phase peut être dans deux états distincts ou leurs superpositions cohérentes. En modifiant le flux magnétique appliqué dans la boucle, il est possible d'ajuster les amplitudes dans la superposition. Deux expériences réalisés en 2000[12, 13] ont permis d'observer la superposition d'états macroscopiques de phase. Une expérience récente[15] a également montré la dynamique quantique cohérente

d'un qubit de flux.

Outre les qubits de charge ou de phases, des expériences quantiques peuvent être menées sur les états quantiques des oscillations plasma de la jonction Josephson. La jonction Josephson se comporte alors comme un micro-résonateur contenant un nombre discret de quanta d'oscillations. La dynamique d'une jonction Josephson soumise à un courant de polarisation se décrit par des états métastables dans un puits de potentiel quadratique-cubique. Lorsqu'elle est fortement découplée de l'environnement, les niveaux d'énergie sont quantifiés et les états propres correspondent à la présence de quanta d'oscillations dans la jonction pouvant s'appeler plasmons. Lorsque le courant de polarisation est faible comparé au courant critique I_c , le potentiel est quadratique et la jonction peut être décrite comme un oscillateur harmonique quantique. Lorsque le courant de polarisation est proche mais inférieur au courant critique, la jonction dans son état supraconducteur peut s'échapper vers un état résistif. De nombreuses études avaient été menées à partir des années 80. Elles ont mis en évidence l'effet tunnel macroscopique[16] et les processus d'activation thermique de la jonction[17]. La quantification des niveaux d'énergies et l'activation résonante avaient été observées en appliquant des micro-ondes sur la jonction[18]. Au cours de ma thèse, de nouvelles expériences ont été menées sur une jonction polarisée en courant. Le groupe de Han a annoncé l'observation d'oscillations cohérentes dans une jonction Josephson polarisée en courant avec des temps de relaxation de l'ordre de la micro-secondes[19]. Ce résultat reste cependant à être confirmé. La réalisation d'un qubit en utilisant une jonction Josephson polarisée en courant a été récemment démontrée par le groupe de J. Martinis[20].

Dans les circuits précédents, le seul paramètre de contrôle est le courant de polarisation. L'étude de sa dynamique est limitée car des impulsions DC sur le courant de polarisation semble être difficilement réalisables, car les lignes d'amenées de courant sont fortement filtrées. En considérant un SQUID-DC polarisé en courant, deux paramètres de contrôle sont alors utilisables : le courant de polarisation et le flux extérieur. Par opposition aux impulsions de courant de polarisation, des impulsions de flux RF ou des impulsions DC avec des temps de montée subnanosecondes sont tout à fait envisageables. Au cours de mon travail de thèse, j'ai donc étudié la dynamique quantique d'un SQUID polarisé en courant sous l'influence ou non d'impulsions en flux RF ou nano-secondes.

Je commencerai par une discussion de la dynamique quantique du SQUID d'un point de vue théorique. Des oscillations cohérentes sont prédites dans le SQUID lorsque des impulsions de flux pico-secondes sont appliquées. De plus l'échappement vers l'état résistif peut être utilisé pour mesurer l'état quantique du SQUID. En particulier lorsque le SQUID est couplé à une boîte à paire de Cooper, des mesures quantiques en un coup avec une erreur inférieure à 2% sur les états quantiques de la boîte à paire de Cooper ont été prédites et seront discutées dans ce premier chapitre.

Je décrirai ensuite l'expérience que nous avons entièrement mis au point au cours de ma thèse. Nous avons optimisé le réfrigérateur à dilution, développé un système de filtrage aux basses températures, ainsi qu'une électronique de mesure bas bruit et réalisé sa programmation. Nous avons également développé les techniques impulsionsnelles à basse température et réalisé les échantillons par lithographie électronique.

Dans un troisième chapitre, je présenterai les résultats expérimentaux obtenus sur

deux jonctions Josephson polarisées en courant. Je préciserai alors les différents régimes d'échappement observés et l'effet d'un environnement inductif sur la dynamique de la jonction.

Je présenterai alors, dans un quatrième chapitre, les mesures réalisées sur un SQUID hystérétique. Les SQUIDs que nous utilisons ont une surface de quelques micron-carré afin de faciliter le couplage entre la boucle du SQUID et des variations rapides de flux induites par une ligne de commande. Cette large surface entraîne une inductance finie de la boucle des SQUIDs. Les processus d'échappement dans ce cas doivent être décrits dans le cadre d'un potentiel bidimensionnel et présentent des propriétés différentes que celles observées dans une jonction Josephson ou un SQUID à très faible inductance[21]. Nous verrons que les régimes d'échappement par activation thermique et par effet tunnel macroscopiques ont pu être très clairement mis en évidence. Le modèle d'échappement d'une particule dans un potentiel bidimensionnel permet d'expliquer très précisément les résultats expérimentaux à la fois dans le régime thermique et dans le régime quantique.

Les résultats expérimentaux obtenus sur un SQUID soumis à des micro-ondes ou à des impulsions nano-secondes seront finalement présentés. Une activation résonante a pu être mis en évidence dans le SQUID lorsque la fréquence micro-onde appliquée est proche de la fréquence plasma. D'autre part les mesures des temps de vie de l'état de tension nulle du SQUID avant son échappement vers un état résistif ont pu être effectuées en utilisant des impulsions nano-secondes de flux. Ces derniers résultats ouvrent la voie à des mesures adiabatiques des états quantiques du SQUID.

Nous traiterons théoriquement dans ce chapitre des deux problématiques qui ont servies de motivation à notre travail expérimental. La première montrera qu'on peut induire des oscillations temporelles cohérentes d'états dans un circuit Josephson constitué d'un SQUID-DC en utilisant une impulsion en flux non adiabatique. La deuxième partie traitera de l'enchevêtrement d'états entre un qubit de charge (Boite à Paires de Cooper) et un SQUID, et proposera une procédure de mesure quantique en un coup du qubit.

2.1 Oscillations cohérentes d'états dans un SQUID-DC

Nous montrerons dans une première partie qu'un SQUID-DC peut être vu comme un oscillateur harmonique lorsque le courant injecté à travers celui-ci est faible par rapport au courant critique du SQUID-DC. Une quantification des niveaux d'énergies dans ce système apparaît dans le cas où le facteur de qualité Q de celui-ci est très grand par rapport un. Nous analyserons dans ce chapitre l'influence d'une impulsion en flux non adiabatique sur un SQUID-DC. Nous verrons que des oscillations cohérentes sont prédites sur la probabilité de transition de l'état fondamental de l'oscillateur harmonique vers ses états excités, sous l'influence de ces impulsions.

2.1.1 Hamiltonien d'un SQUID-DC

Un SQUID-DC hystérétique est une boucle supraconductrice interrompue par deux jonctions Josephson hystérétiques. Nous considérons dans l'analyse qui va suivre que l'inductance de la boucle du SQUID est négligeable. Nous négligerons également tous les paramètres de dissymétrie du SQUID. C'est à dire que nous considérons que les deux jonctions ont le même courant critique I_0 , la même capacité par jonction égale à $C_S/2$, et qu'il n'existe pas de dissymétrie d'inductance de la boucle du SQUID. Une représentation du SQUID est montrée à la Fig.2.1.

En oubliant les phénomènes de dissymétrie ou d'inductance du SQUID, l'équation d'évolution du SQUID est identique à celle d'une jonction Josephson unique. En utilisant le modèle de Stewart-McCumber[22][23], on peut montrer que l'équation d'évolution de la différence de phase φ , égale à la différence de phase $\varphi_1 - \varphi_2$ du SQUID, est identique à celle d'une particule de masse $M = C_S(\Phi_0/2\pi)^2$ évoluant dans un potentiel $U(\varphi)$ de la forme d'une tôle ondulée. Une analyse complète de ce potentiel est donnée au Chap.5. Dans le cas où il n'existe pas de dissymétrie dans le SQUID et où l'inductance du SQUID peut être négligée, ce potentiel $U(\varphi)$ est donné par :

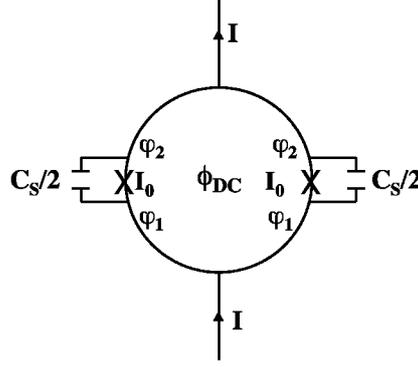


FIG. 2.1: Représentation schématique d'un SQUID-DC : il est composé de deux jonctions Josephson de courant critique I_0 et de capacité $C_S/2$. On ne prend pas en compte l'inductance de la boucle supraconductrice.

$$U(\varphi) = E_S \left(-\varphi \frac{I}{I_c} - \cos \varphi \right) \quad (2.1)$$

où I représente le courant injecté à travers le SQUID. Le courant critique effectif est donné par $I_c = 2I_0 |\cos(\pi\Phi_{DC}/\Phi_0)|$ où $\Phi_0 = h/2e$ et Φ_{DC} est le flux externe appliqué. L'énergie Josephson E_S correspondante est donnée par $E_S = I_c\Phi_0/2\pi$. Pour des valeurs de courant injectées $I \lesssim I_c$, le potentiel $U(\varphi)$ est comparable à un potentiel cubique de la forme :

$$U(\varphi) = E_S \left[\frac{\pi}{2} \frac{I}{I_c} - \left(1 - \frac{I}{I_c} \right) \varphi + \frac{1}{6} \varphi^3 \right] \quad (2.2)$$

L'énergie cinétique $T(\dot{\varphi})$ de la particule de masse M se mouvant dans le potentiel $U(\varphi)$ est donnée par $P^2/(2M)$ où $P = M\dot{\varphi}$ exprime le moment classique de la particule. L'hamiltonien classique H_S du SQUID peut alors être calculé. Il est de la forme :

$$H_S = T(\dot{\varphi}) + U(\varphi) = \frac{P^2}{2M} + U(\varphi) \quad (2.3)$$

La dynamique quantique du SQUID, en utilisant les opérateurs de moment et de position réduits $\hat{P} = (1/\sqrt{M\hbar\omega_p})P$ et $\hat{X} = (\sqrt{M\omega_p/\hbar})X$ est alors décrite par l'hamiltonien H_0 donné par :

$$H_0 = \frac{1}{2}\hbar\omega_p(\hat{P}^2 + \hat{X}^2) + \sigma(I)\hbar\omega_p\hat{X}^3 \quad (2.4)$$

où $X = \varphi + \text{const}$ est relié à la différence de phase à travers le SQUID. P est l'opérateur conjugué de X . $\omega_p = (2\pi I_c/(\Phi_0 C_S))^{1/2} (2(1 - I/I_c))^{1/4}$ est la fréquence plasma effective du SQUID. Le paramètre :

$$\sigma(I) = -\frac{1}{6b} \left[2 \left(1 - \frac{I}{I_c} \right) \right]^{-3/4} \quad \text{avec} \quad b = \hbar^{-1/2} \left(\frac{\Phi_0}{2\pi} \right)^{3/4} (C_S I_c)^{1/4} \quad (2.5)$$

représente l'amplitude relative du terme cubique par rapport au terme décrivant l'oscillateur harmonique. L'hamiltonien H_0 de l'Eq.2.4 est identique à celui d'une jonction Josephson unique excepté que, pour le SQUID, le courant critique I_c est modulable en fonction du flux extérieur appliqué.

Pour $I \ll I_c$, la hauteur de barrière ΔU (Voir Eq.4.6 et Fig.4.3) est grande par rapport à $\hbar\omega_p$, et $\sigma(I) \ll 1$. Le terme cubique de l'hamiltonien H_0 peut donc être négligé. On trouve alors des états de faible énergie au fond du puits de potentiel. L'élargissement en énergie de ces états dû au passage à travers la barrière de potentiel par effet tunnel peut être négligé. Par conséquent, on peut supposer que pour $I \ll I_c$, le SQUID se comporte comme un oscillateur harmonique quantique supraconducteur. Les états peuplés correspondent aux états propres de l'oscillateur harmonique donné par l'hamiltonien H_0 sans le terme cubique. Ces états propres sont notés $|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle, \dots$, et correspondent respectivement à la présence de 0, 1, 2, \dots , quanta d'oscillation dans le SQUID. Pour des faibles valeurs de courant I injecté, la différence de phase moyenne $\langle \varphi \rangle$ est fixe. Dans ce cas, la tension moyenne V_m en fonction du temps aux bornes du SQUID est égale à zéro.

Dans la limite où $I \lesssim I_c$, le terme cubique de H_0 n'est plus négligeable. $\sigma(I)$ modifie alors la dynamique du SQUID. La hauteur de barrière, donnée par $\Delta U = E_S(4\sqrt{2}/3)(1 - I/I_c)^{3/2}$, et la fréquence plasma ω_p décroissent en fonction d'une augmentation du courant I , et tendent vers zéro quand $I \rightarrow I_c$. Le nombre d'états localisés, dans un puits de potentiel donné, décroît également avec I comme $\Delta U/\hbar\omega_p \propto (1 - I/I_c)^{5/4}$. L'échappement de la particule de ce puits de potentiel métastable doit être pris en compte. Le taux d'échappement Γ_0 de l'état fondamental du SQUID par effet tunnel macroscopique, dans le cas d'un SQUID sous-amorti, est donné[24] par :

$$\Gamma_0 = \frac{\omega_p}{2\pi} 12\sqrt{6\pi} \sqrt{\frac{\Delta U}{\hbar\omega_p}} \exp^{-\frac{36}{5} \frac{\Delta U}{\hbar\omega_p}} \quad (2.6)$$

Comme les états excités sont situés plus proche du maximum de la hauteur de barrière, les taux d'échappement de ces états augmentent, en fonction de l'augmentation en énergie $(n + 1/2)\hbar\omega_p$ de ces états comme $\Gamma_n \sim (\exp^{-36/5})^n \Gamma_0$, où n correspond à l'état considéré. Par conséquent, les taux d'échappement de deux états successifs, et plus spécialement des états $|0\rangle$ et $|1\rangle$ du SQUID, sont différents d'un facteur 1000 approximativement[25][26]. Nous utiliserons ce fort contraste entre Γ_0 et Γ_1 pour déterminer si le SQUID est dans l'état $|0\rangle$ ou $|1\rangle$.

2.1.2 Effet d'une variation temporelle de flux $\delta\Phi(t)$ dans le SQUID-DC

Expérimentalement, les lignes de mesures connectées aux échantillons ont été filtrées afin de limiter le bruit arrivant sur l'échantillon. Une variation instantanée du courant

injecté I à travers le SQUID ne peut donc pas être créée. Des impulsions rapides en flux $\delta\Phi(t)$ modifiant non pas le courant I injecté à travers le SQUID, mais le courant critique I_c de ce dernier, sont alors utilisées.

2.1.2.1 Effet d'une variation de flux $\delta\Phi(t)$ sur l'hamiltonien du SQUID-DC

Soit Φ_{DC} le flux constant traversant le SQUID et $\delta\Phi(t)$ une variation de flux rapide appliquée sur le SQUID. On suppose que $\delta\Phi(t) \ll \Phi_0$. Etudions tout d'abord l'influence de $\delta\Phi(t)$ sur le courant critique I_c du SQUID. En passant de Φ_{DC} à $\Phi_{DC} + \delta\Phi(t)$, on modifie le courant critique du SQUID. Il passe de I_c à $I_c + \delta I_c(t)$.

Dans la limite où $\delta\Phi(t) \ll \Phi_0$, on obtient $\delta I_c(t) = -(\pi\delta\Phi(t)/\Phi_0) \tan(\pi\Phi_{DC}/\Phi_0)$ qui est largement inférieur à I_c . Insérons maintenant $I_c + \delta I_c(t)$ dans l'Eq.2.2 afin de calculer le nouvel hamiltonien H du SQUID sous l'influence d'une impulsion en flux $\delta\Phi(t)$. On utilise ici une approche perturbative dépendante du temps[27]. On a :

$$H(t) = \frac{P^2}{2M} + E_S \left[-\frac{\pi I}{2 I_c} + \left(1 - \frac{I}{I_c}\right) \varphi - \frac{1}{6} \varphi^3 \right] + \epsilon(t) E_S \left[\frac{\pi I}{2 I_c} \epsilon(t) + \left(1 + \frac{I}{I_c} \epsilon(t)\right) \varphi - \frac{1}{6} \varphi^3 \right] \quad (2.7)$$

où $\epsilon(t) = \delta I_c(t)/I_c$. Nous ne prendrons par la suite plus en compte, dans l'hamiltonien $H(t)$, les termes du potentiel qui ne dépendent pas de φ . En effet, ces termes sont constants dans l'étude de la dynamique de phase du SQUID.

Dans la limite $\epsilon(t) \ll 1$, en effectuant le changement de variable $\varphi = X - A$ avec $A = \sqrt{(2(1 - I/I_c))}$, et en utilisant les opérateurs de moment et de position réduits $\hat{P} = (1/\sqrt{M\hbar\omega_p})P$ et $\hat{X} = (\sqrt{M\omega_p/\hbar})X$, on peut réécrire l'hamiltonien $H(t)$ sous la forme :

$$H(t) = \frac{1}{2} \hbar\omega_p (\hat{P}^2 + \hat{X}^2) + \sigma \hbar\omega_p \hat{X}^3 + \epsilon(t) \left(\rho \hbar\omega_p \hat{X} + \hbar\omega_p \hat{X}^2 + \eta \hbar\omega_p \hat{X}^3 \right) \quad (2.8)$$

Les deux premiers termes de l'hamiltonien $H(t)$ correspondent au SQUID sans perturbation temporelle extérieure. Le dernier terme, proportionnel à $\epsilon(t)$, est fonction de $\delta I_c(t)$ et de \hat{X}^n . Il correspond à la perturbation due à l'impulsion en flux $\delta\Phi(t)$. σ et b sont donnés par l'Eq.2.5. Les autres paramètres sont donnés par :

$$\rho = b \left[2 \left(1 - \frac{I}{I_c} \right) \right]^{-3/8} \frac{I}{I_c} \quad (2.9)$$

$$\eta = -\frac{1}{6b} \left[2 \left(1 - \frac{I}{I_c} \right) \right]^{-5/8} \quad (2.10)$$

Pour des variations de flux $\delta\Phi(t)$ telles que $\delta\Phi(t) \ll \Phi_0$, et pour $b \gg 1$, l'hamiltonien H peut se simplifier² sous la forme :

$$H = H_0 - \lambda(I, \Phi_{DC}) \frac{\delta\Phi(t)}{\Phi_0} \hbar\omega_p \hat{X} \quad (2.11)$$

où H_0 qui est donné par l'Eq.2.4, et

$$\lambda(I, \Phi_{DC}) = \pi b \left[2 \left(1 - \frac{I}{I_c} \right) \right]^{-3/8} \frac{I}{I_c} \tan \left(\pi \frac{\Phi_{DC}}{\Phi_0} \right) \quad (2.12)$$

Le deuxième terme de l'hamiltonien H exprime la perturbation induite par $\delta\Phi(t)$ sur la dynamique du SQUID. Nous allons dans la suite étudier son effet.

2.1.2.2 Oscillations cohérentes d'états dans un SQUID induites par une impulsion en flux

On se place toujours dans la limite où $\delta\Phi(t) \ll \Phi_0$ et $b \gg 1$. Plaçons nous également dans la limite où l'hamiltonien H_0 décrit un oscillateur hamonique quantique, c'est à dire dans une limite où on peut négliger le terme cubique de l'hamiltonien ($I \ll I_c$). Introduisons maintenant les opérateurs a et a^+ respectivement égaux à $(1/\sqrt{2})(\hat{P} + i\hat{X})$ et $(1/\sqrt{2})(\hat{P} - i\hat{X})$. L'hamiltonien H de l'Eq.2.11 peut se réécrire, en oubliant le terme cubique, sous la forme :

$$H = \hbar\omega_p \left(aa^+ + \frac{1}{2} \right) + if(t)(a - a^+) \quad (2.13)$$

où $f(t) = \left(-\lambda(I, \Phi_{DC}) \frac{\delta\Phi(t)}{\Phi_0} \right) \frac{\hbar\omega_p}{\sqrt{2}}$. Une étude, menée par G. Ithier[28] au cours de son stage de DEA, nous permet alors de calculer la probabilité de transition de l'état fondamental $|0\rangle$ vers un état excité $|n\rangle$, lorsqu'une impulsion en flux est appliquée à travers le SQUID. Cette probabilité $P_{0 \rightarrow n}(t)$ est donnée par :

$$P_{0 \rightarrow n}(t) = \exp^{-|\mu|^2} \frac{|\mu|^{2n}}{n!} \quad (2.14)$$

où $|\mu|^2$ est donné par :

$$|\mu|^2 = \frac{1}{\hbar^2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp^{-i\omega t} dt \right|^2 \quad (2.15)$$

² b est de l'ordre de la dizaine dans les SQUIDs que nous étudions expérimentalement

Nous avons maintenant tous les outils nécessaires pour étudier l'influence d'une impulsion en flux $\delta\Phi(t)$ d'amplitude $\delta\Phi_{imp}$ sur la probabilité de transition $P_{0 \rightarrow n}(t)$. La Fig.2.2 représente la forme d'une impulsion en flux expérimentalement générable. Les temps de montée δ_1 et de descente δ_2 peuvent être différents.

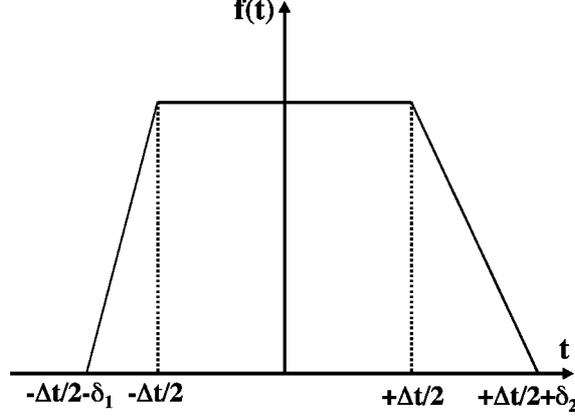


FIG. 2.2: Forme générale d'une impulsion en flux : on représente ici la fonction $f(t)$ générée par une impulsion non symétrique. Les temps de montée δ_1 et de descente δ_2 de l'impulsion sont différents.

Utilisons la forme de l'impulsion montrée à la Fig.2.2 pour déterminer la probabilité de transition $P_{0 \rightarrow n}(t)$ de l'Eq.2.14. Pour cela, déterminons tout d'abord le facteur $|\mu|^2$ donné par l'Eq.2.15. On obtient :

$$|\mu|^2 = \frac{1}{2} \lambda^2(I, \Phi_{DC}) \left(\frac{\delta\Phi_{imp}}{\Phi_0} \right)^2 \left[\exp^{(-i\omega_p/2)(\Delta t + \delta_2)} \frac{\sin(\omega_p \delta_2/2)}{(\omega_p \delta_2/2)} - \exp^{(i\omega_p/2)(\Delta t + \delta_1)} \frac{\sin(\omega_p \delta_1/2)}{(\omega_p \delta_1/2)} \right]^2 \quad (2.16)$$

Ce résultat, utilisé avec l'Eq.2.14, permet de calculer la probabilité de transition de l'état $|0\rangle$ vers un état excité $|n\rangle$ lorsqu'une impulsion en flux $\delta\Phi(t)$ ayant un temps de montée δ_1 et un temps de descente δ_2 est appliquée à travers le SQUID.

Étudions la limite symétrique telle que $\delta_1 = \delta_2 \neq 0$. On peut dans ce cas simplifier l'Eq.2.16. On obtient :

$$|\mu|^2 = 2\lambda^2(I, \Phi_{DC}) \left(\frac{\delta\Phi_{imp}}{\Phi_0} \right)^2 \left[\frac{\sin(\omega_p \delta_1/2)}{(\omega_p \delta_1/2)} \sin\left(\frac{\omega_p(\Delta t + \delta_1)}{2}\right) \right]^2 \quad (2.17)$$

Introduisons cette dernière équation dans l'Eq.2.14. Ne prenons pas en compte, dans un premier temps, le facteur $\exp^{-|\mu|^2}$ de l'Eq.2.14. La probabilité de transition $P_{0 \rightarrow 1}(t)$ de l'état $|0\rangle$ vers l'état excité $|1\rangle$ est alors égale à $|\mu|^2$. Si on considère maintenant que seule la durée Δt de l'impulsion en flux d'amplitude $\delta\Phi_{imp}$ évolue en fonction du temps, l'Eq.2.17 montre que cette probabilité $P_{0 \rightarrow 1}(t)$ oscille en fonction de Δt .

Cette oscillation temporelle cohérente entre l'état fondamental et le premier état excité existe également entre l'état $|0\rangle$ et $|2\rangle$, $|3\rangle$, \dots , mais l'amplitude maximale de ces oscillations décroît comme $(P_{0\rightarrow 1}(t))^n/n!$. Ces oscillations cohérentes entre l'état fondamental $|0\rangle$ et les états excités $|n\rangle$ pourraient être appelées les oscillations de Rabi[29] si le SQUID ne possédait que deux niveaux. Cependant, dans le cas étudié ici, les transitions s'effectuent entre l'état fondamental et les différents états excités. On parle alors d'oscillations temporelles cohérentes d'états[19].

Appliquons maintenant ces résultats à des paramètres expérimentaux typiques, et calculons la probabilité de transition $P_{0\rightarrow n}(t)$ de l'état $|0\rangle$ vers un état excité $|n\rangle$. On prend $I_c = 2\mu A$, $I = 0.9I_c$ et $C_S = 0.8pF$. Ces paramètres nous donnent une fréquence plasma de l'ordre de $9.3GHz$ et un nombre d'états égal à $\Delta U/\hbar\omega_p$ de l'ordre de 6. Considérons que les rapports du flux extérieur et de l'amplitude de l'impulsion en flux par rapport à Φ_0 sont respectivement $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.3$ et $\delta\Phi_{imp}/\Phi_0 = 0.01$. Supposons finalement qu'on puisse appliquer une impulsion en flux parfaite tel que les temps de montée δ_1 et de descente δ_2 soient tous deux nuls. Les probabilités de transition $P_{0\rightarrow 1}(\Delta t)$, $P_{0\rightarrow 2}(\Delta t)$ et $P_{0\rightarrow 3}(\Delta t)$ peuvent alors être déterminées en fonction de la durée Δt de l'impulsion en flux, et le résultat est montré à la Fig.2.3.

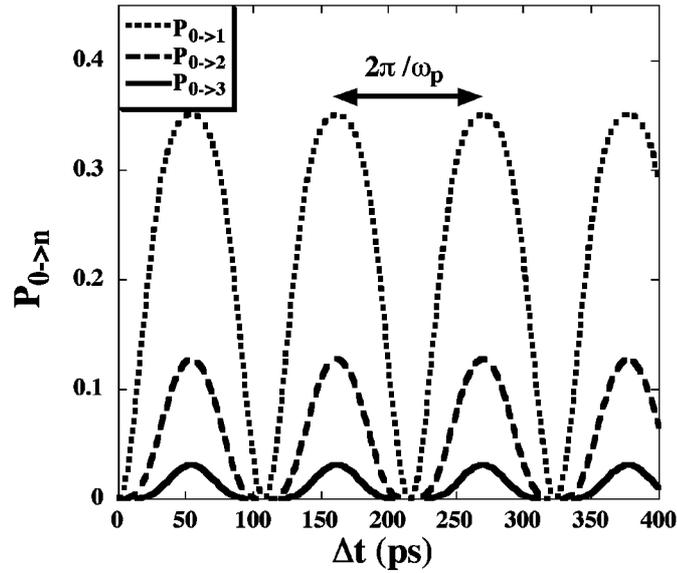


FIG. 2.3: Probabilité de transition de l'état fondamental vers les états excités en fonction de la durée d'une impulsion parfaite : on utilise $I_c = 2\mu A$, $I = 0.9I_c$, $C_S = 0.8pF$, $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.3$, $\delta\Phi_{imp}/\Phi_0 = 0.01$ et $\delta_1 = \delta_2 = 0$.

On observe à la Fig.2.3 des oscillations temporelles cohérentes entre l'état $|0\rangle$ et les états excités $|n\rangle$. Ces oscillations sont périodiques de période $2\pi/\omega_p$. La probabilité de se trouver dans l'état excité $|n\rangle$ diminue comme $(P_{0\rightarrow 1}(t))^n/n!$. L'application d'une impulsion en flux à travers le SQUID correspond donc à une transformation non-adiabatique de ce dernier. Cependant, contrairement à un système à deux niveaux, il est impossible de transformer l'état pur $|0\rangle$ en un état pur $|1\rangle$.

Introduisons maintenant les temps de montée δ_1 et de descente δ_2 de l'impulsion en flux. Expérimentalement, on a $\delta_1 \approx \delta_2 \approx 70ps$. Les probabilités de transition $P_{0\rightarrow 1}(\Delta t)$ et $P_{0\rightarrow 2}(\Delta t)$ en fonction de la durée Δt de l'impulsion en flux pour ces temps de montée et

de descente expérimentaux sont données à la Fig.2.4. On ne représente pas $P_{0 \rightarrow 3}(\Delta t)$ qui est proche de zéro.

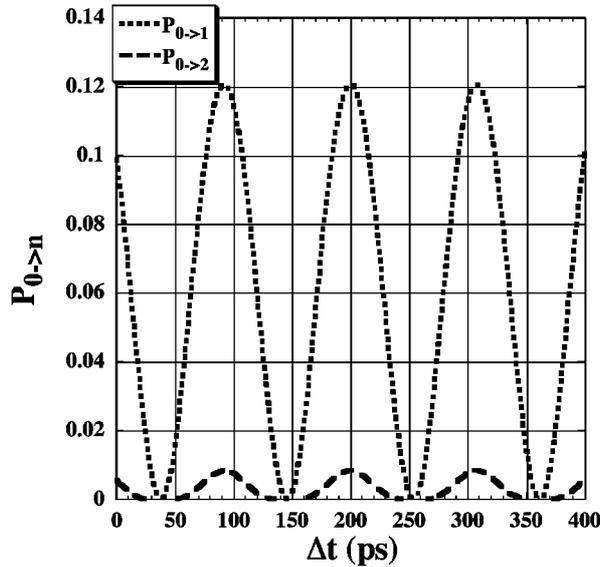


FIG. 2.4: Probabilité de transition de l'état fondamental vers les états excités en fonction de la durée d'une impulsion : on utilise $I_c = 2\mu A$, $I = 0.9I_c$, $C_S = 0.8pF$, $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.3$, $\delta\Phi_{imp}/\Phi_0 = 0.01$ et $\delta_1 = \delta_2 = 70ps$.

Les simulations numériques de la Fig.2.4 montrent que les amplitudes de probabilité de transition diminuent lorsque les temps de montée et de descente de l'impulsion en flux sont finis. On remarque que pour $\Delta t = 0$, la probabilité de transitions vers des états excités est finie. En effet, si $\Delta t = 0$, l'impulsion en flux injecté est de la forme triangulaire car $\delta_1 = \delta_2 \neq 0$, et on peut par conséquent induire des transitions. Les probabilités de transitions attendues sont faibles, mais il s'agit cependant de valeurs détectables expérimentalement. On peut de plus augmenter cette probabilité en augmentant l'amplitude $\delta\Phi_{imp}$ de l'impulsion en flux.

La technique de détection que nous voulons utilisée pour mettre en évidence ces oscillations sera expliquée par la suite. Elle est en effet comparable à celle que nous voulons utiliser afin de réaliser des mesures en un coup sur un système comprenant une boîte à paires de Cooper couplée à un SQUID hystérétique. Nous verrons que notre système de détection ne nous permet pas de différencier les oscillations temporelles cohérentes d'états entre $|0\rangle$ et $|1\rangle$, $|2\rangle$ et $|3\rangle$, ... La technique de détection utilisée nous donne uniquement la probabilité de transition entre l'état fondamental $|0\rangle$ et la somme des états excités $|n\rangle$. Ce fait augmente donc la probabilité mesurée de ne pas trouver le SQUID dans l'état $|0\rangle$.

Des expériences réalisées à Boulder[30] et à l'université d'Arkansas[19] ont montré la possibilité d'induire ces oscillations temporelles cohérentes, comparables aux oscillations de Rabi[29], entre l'état fondamental et les états excités d'une jonction Josephson en utilisant des impulsions RF. Ces deux expériences ont été réalisées avec des facteurs de qualité Q supérieurs à 1000, et utilisent également toutes deux, pour la détection, le fort contraste en taux d'échappement entre les différents états du système. L'expérience du NIST[30] montre un temps de cohérence de l'ordre de $10ns$, tandis que pour celle de l'université

d'Arkansas[19], le temps de cohérence est de quelques micro-secondes. Ces résultats sont extrêmement encourageant pour nous, car il montre la faisabilité de l'expérience que nous voulons mener. En effet, ces temps de cohérence obtenus nous montrent que si la fréquence plasma du SQUID est égale à $10GHz$, une période d'oscillation est alors égale à $0.1ns$. Pour un temps de cohérence égal à $10ns$, nous devrions alors pouvoir mesurer ces oscillations temporelles cohérentes, induites par une impulsion en flux, sur une centaine de périodes.

2.2 Mesure quantique en un coup d'un qubit de charge

Une boîte à paires de Cooper (CPB) est un système macroscopique à deux états quantiques controllables[9, 11]. Ce système est donc considéré comme un qubit potentiel pour le développement des ordinateurs utilisant des algorithmes quantiques[31]. Des oscillations de Rabi entre les états de ce système à deux niveaux ont été observées pour la première fois par le groupe de Nakamura[11]. Ils ont observé ces oscillations en appliquant des impulsions extrêmement rapides(temps de montée égal à $30ps$) sur la CPB. Récemment[14], dans un système supraconducteur appelé le "Quantronium", des oscillations cohérentes ont également été observées, en utilisant des impulsions RF. Dans cette dernière expérience, les oscillations cohérentes quantiques avaient un facteur de qualité Q égale à 20000, montrant alors une cohérence des oscillations sur une base de temps de l'ordre de la micro seconde. Ce résultat, ainsi que les résultats obtenus par le groupe de Delft[15] qui utilise un qubit de phase, permettent de penser que ces circuits supraconducteurs sont des candidats possibles à la réalisation de portes logiques quantiques.

Malgré ces formidables progrès montrant des temps de cohérence quantique de plus en plus longs, la mesure quantique en un coup d'une CPB n'a pas encore été réalisée. Nous proposons donc d'utiliser un SQUID-DC couplé à la CPB afin de réaliser une mesure en un coup d'un qubit de charge.

La dynamique quantique d'une CPB couplée à un résonateur supraconducteur a déjà été théoriquement étudiée[32, 33, 34]. Ces études ont mis en évidence un enchevêtrement d'états entre la CPB et le résonateur. Dans notre étude, nous utilisons un SQUID-DC hystérétique comme résonateur. Ce circuit CPB-SQUID s'est inspiré de l'expérience[4] démontrant l'enchevêtrement d'états entre un atome de Rydberg et une cavité résonante ayant un important facteur de qualité. En effet, pour des valeurs de courant injecté I tel que $I \ll I_c$, où I_c est le courant critique du SQUID, la CPB et le SQUID jouent respectivement le rôle de l'atome de Rydberg et de la cavité résonante. Le circuit CPB-SQUID peut être considéré comme un système à deux niveaux couplé à un oscillateur harmonique dans certaines limites que nous discuterons. Des oscillations de Rabi sont par exemple prédites[35], résultantes de l'émission et de la réabsorption spontanée par la CPB d'un quantum d'oscillation dans le SQUID. Pour des valeurs de courant I injecté tel que $I \lesssim I_c$, on peut cependant, à la différence des expériences utilisant des cavités optiques à fort facteur de qualité, introduire le phénomène physique d'échappement par effet tunnel macroscopique(MQT). Nous utiliserons cette propriété pour effectuer la mesure.

Basée sur l'enchevêtrement d'états entre les deux systèmes quantiques supraconducteurs du circuit CPB-SQUID, nous proposons une nouvelle technique de mesure quantique[36]. L'état quantique de la CPB est déterminé en réalisant une mesure quantique

en un coup. Le système de lecture est le SQUID-DC hystérétique et la lecture se fait en utilisant des impulsions adiabatiques de flux. Nous verrons que ce système CPB-SQUID permet des mesures rapides et très sensibles de l'état quantique de la CPB. Nous discuterons dans ce paragraphe du circuit CPB-SQUID et de la réalisation de la procédure de mesure quantique en utilisant des paramètres expérimentaux standards. Nous étudierons également l'influence de la relaxation sur les performances de cette mesure en un coup d'un qubit de charge.

2.2.1 Une boîte à paires de Cooper couplé à un SQUID-DC

Le circuit supraconducteur quantique constitué par une CPB couplée à un SQUID est montré à la Fig.2.5. Il comprend trois parties : la CPB, un SQUID-DC hystérétique³ et une capacité C_c de couplage entre les deux. Ce circuit quantique est connecté à un environnement classique par trois couplages différents : une inductance pour la source de courant I et la mesure de tension V , une mutuelle inductance pour la génération d'impulsions en flux $\delta\Phi(t)$, et une capacité de grille pour soumettre la CPB à une tension DC ou à des impulsions en tension.

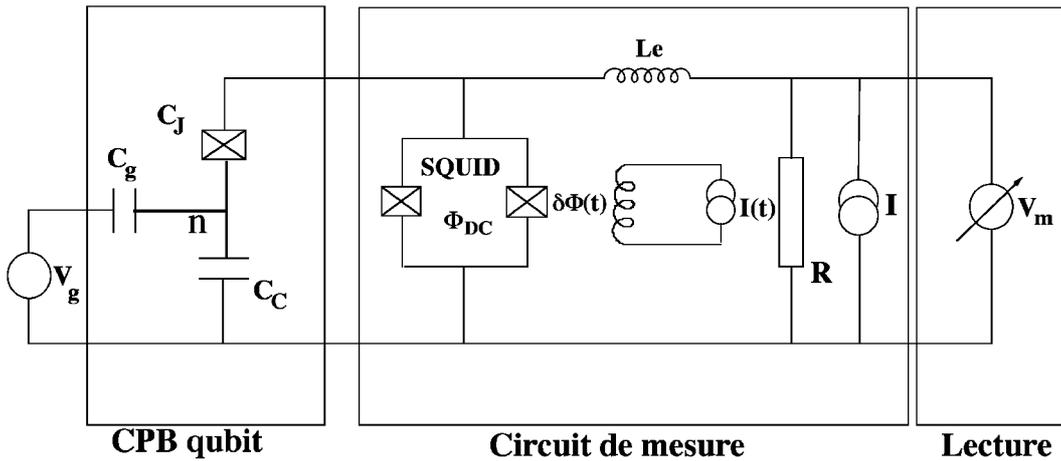


FIG. 2.5: Une boîte à paires de Cooper couplée à un SQUID-DC : modélisation du circuit

2.2.1.1 La boîte à paires de Cooper

La CPB est une petite île supraconductrice couplée capacitivement par l'intermédiaire de C_g à une tension de grille V_g . L'île est de plus connectée capacitivement à une électrode supraconductrice via une jonction Josephson de capacité C_J et d'énergie Josephson E_J . En utilisant la base des états de charge $|n_{(q)}\rangle$, où $n_{(q)}$ correspond au nombre de paires de Cooper en excès dans l'île, l'hamiltonien \hat{H}_{CPB} de la CPB s'écrit :

³Tous les paramètres du SQUID hystérétique ont déjà été décrit précédemment au Para.2.1.1. Cependant, le système CPB-SQUID entraîne une renormalisation de la capacité C_S du SQUID. La capacité effective $C_{S,eff}$ est donnée par $C_{S,eff} = C_S + [1/C_J + 1/(C_c + C_g)]^{-1}$

$$\hat{H}_{CPB} = E_{C,J} \sum_n (n - N_g)^2 |n_{(q)}\rangle \langle n_{(q)}| - \frac{E_J}{2} \sum_n (|n+1_{(q)}\rangle \langle n_{(q)}| + |n-1_{(q)}\rangle \langle n_{(q)}|) \quad (2.18)$$

où $E_{C,J} = 2e^2/C_{J,eff}$ est l'énergie de charge élémentaire de la CPB avec $C_{J,eff} = C_J + [1/C_S + 1/(C_c + C_g)]^{-1}$. $N_g = -C_g V_g / (2e)$ représente la charge de grille normalisée. Le premier terme de l'Eq.2.18 correspond à l'énergie électrostatique de la CPB. Cette énergie est en général minimale si le paramètre sans dimension N_g est un entier. Si N_g est un demi entier ($N_g = m + 1/2$), on observe alors une levée de dégénérescence, et le nombre de paires de Cooper en excès $n_{(q)}$ fluctue entre m et $m + 1$. Le deuxième terme de \hat{H}_{CPB} correspond au couplage Josephson entre l'île et l'électrode supraconductrice. Par conséquent, pour des valeurs de N_g proches de $m + 1/2$, un gap d'amplitude en énergie E_J apparaît, et les états propres du système sont une superposition des états de charge $|m_{(q)}\rangle$ et $|m_{(q)} + 1\rangle$. Le diagramme d'énergie de la CPB en fonction de N_g est présentée à la Fig.2.6.

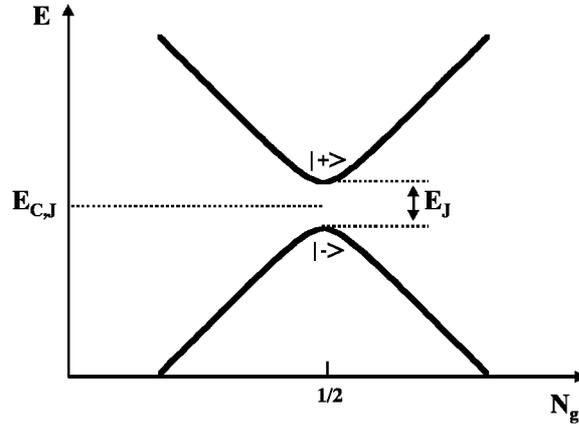


FIG. 2.6: Bandes d'énergie de la CPB en fonction de N_g : $E_{C,J}$ et E_J sont respectivement l'énergie de charge et l'énergie Josephson de la CPB. Pour $N_g = 1/2$ les états propres du système sont donnés par $|-\rangle$ et $|+\rangle$.

Par la suite, nous nous intéresserons au cas où $N_g = 1/2$. Dans ce cas, les états de charge $|0_{(q)}\rangle$ et $|1_{(q)}\rangle$ sont dégénérés. Les états propres de la CPB $|-\rangle$ et $|+\rangle$ sont respectivement l'état fondamental et le premier état excité de la CPB. Ils sont donnés par :

$$|-\rangle = \frac{|0_{(q)}\rangle + |1_{(q)}\rangle}{\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad |+\rangle = \frac{|0_{(q)}\rangle - |1_{(q)}\rangle}{\sqrt{2}} \quad (2.19)$$

Les énergies propres correspondantes sont $E_{\mp} = E_{C,J} \mp \frac{1}{2}E_J$. La CPB, pour $N_g = 1/2$, se comporte donc comme un système quantique à deux niveaux, suggérant qu'elle peut être utilisée comme un qubit appelé qubit de charge.

2.2.1.2 Le couplage entre la boîte à paires de Cooper et le SQUID-DC

La capacité C_c est un paramètre essentiel puisqu'elle couple la CPB au SQUID (Fig.2.5). Plus précisément, elle couple la charge $(n - N_g)$ du qubit à la charge du SQUID. L'hamiltonien de couplage \hat{H}_c s'écrit sous la forme :

$$\hat{H}_c = -iE_{coupl}(n - N_g)\hat{P} \quad (2.20)$$

avec

$$E_{coupl} = \frac{E_{C,c}}{4} \sqrt{\frac{\hbar\omega_p}{E_{C,S}}} \quad (2.21)$$

où E_{coupl} est l'énergie de couplage caractéristique du système. La fréquence plasma effective du SQUID est donnée par $\omega_p = (2\pi I_c / (\Phi_0 C_{S,eff}))^{1/2} (2(1 - I/I_c))^{1/4}$. $E_{C,S} = 2e^2 / C_{S,eff}$ est l'énergie de charge du SQUID dans le système CPB-SQUID. $E_{C,c} = 2e^2 / C_{c,eff}$ avec $C_{c,eff} = C_c + C_g + (1/C_J + 1/C_S)^{-1} [(C_J + C_S) / (C_c + C_g)] / 2$.

Cette énergie de couplage E_{coupl} entraîne, par exemple, un enchevêtrement total[32] entre les états du qubit et ceux du SQUID-DC hystérétique, à la condition de résonance $E_J = \hbar\omega_p$.

2.2.2 *Mesure quantique en un coup d'une boîte à paires de Cooper*

Je présenterai dans cette partie la technique de mesure quantique que nous proposons afin de déterminer l'état de la CPB. Nous ne considérerons pas, dans la suite, la manipulation du qubit avant la mesure. Nous supposons donc que la CPB est déjà dans une superposition cohérente d'états $\alpha | - \rangle + \beta | + \rangle$ provenant d'opérations quantiques antérieures aux temps $t = 0$. Nous verrons par la suite que la technique de mesure proposée nous permet de déterminer la probabilité $|\beta|^2$ du qubit de charge. La procédure de mesure est donnée à la Fig.2.7 et utilise des impulsions en flux $\delta\Phi(t)$ appliquées au SQUID. Ces impulsions rapides, mais toujours dans la limite adiabatique, n'engendrent pas d'excitation d'états dans SQUID. La mesure comprend trois sauts en flux successifs.

La première impulsion en flux, à $t = 0$, permet de mettre en résonance le SQUID et la CPB durant un temps T_0 . La deuxième impulsion à $t = T_0$ place le SQUID proche de son courant critique pendant un temps Δt . La dernière impulsion place le SQUID loin de son courant critique afin de déterminer par une mesure classique si l'échappement par effet tunnel du SQUID s'est opéré ou non.

Plus précisément, pour $t < 0$, pendant la manipulation quantique du qubit de charge, la condition $(\hbar\omega_p - E_J) \gg E_{coupl}$ doit être satisfaite. Pour cela, le courant I injecté à travers le SQUID doit être suffisamment faible afin de satisfaire la relation $\hbar\omega_p > E_J$. De plus, le courant I doit être largement inférieur à I_c afin qu'aucun échappement par effet tunnel macroscopique ne se produise. Les états fondamentaux du système CPB-SQUID

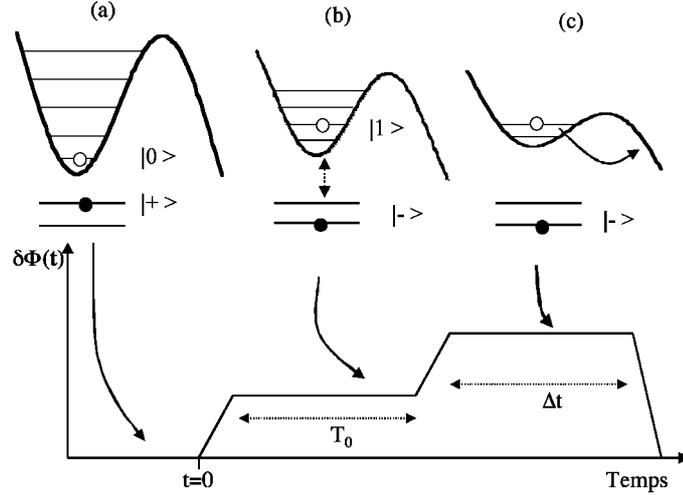


FIG. 2.7: Procédure de mesure en un coup d'un qubit de charge couplé à un SQUID-DC : la procédure comporte différentes étapes. Pour $t < 0$, on prépare le qubit dans une superposition d'état(étape (a)). A $t = 0$, une impulsion en flux de durée T_0 met le qubit et le SQUID en résonance(étape (b)). A $t = T_0$, une deuxième impulsion de durée Δt découple le qubit du SQUID(étape (c)). La dernière impulsion augmente le courant critique I_c du SQUID afin de réaliser une mesure classique.

restent alors données par le produit des états de bases du qubit et du SQUID, malgré le couplage introduit par la capacité C_c .

A $t = 0$, la CPB est dans une superposition d'états $\alpha | - \rangle + \beta | + \rangle$. Le SQUID est initialement dans son état fondamental $| 0 \rangle$, et la condition de résonance $E_J = \hbar\omega_p$ entre le SQUID et la CPB n'est pas satisfaite. Les états $| -, 0 \rangle$ et $| +, 0 \rangle$ représentent toujours les états stationnaires du système CPB-SQUID.

En appliquant une impulsion en flux à travers le SQUID à $t = 0$, on réduit le courant critique effectif du SQUID afin d'atteindre la condition de résonance $E_J = \hbar\omega_p$. Le temps de montée de l'impulsion δt ne doit pas être trop rapide afin de satisfaire la condition d'impulsion adiabatique. C'est à dire que cette impulsion en flux ne doit pas influencer la dynamique de la CPB et du SQUID, mais elle doit être instantanée par rapport à la dynamique de couplage. Le temps de montée δt doit donc satisfaire la relation $2\pi/\omega_p \ll \delta t \ll h/E_{coupl}$.

A la résonance, l'état $| -, 0 \rangle$ est toujours un état stationnaire du système puisque l'énergie propre de cet état $(\hbar\omega_p + E_J) \gg E_{coupl}$. L'état $| +, 0 \rangle$ par contre, n'est plus un état propre du système. L'état propre du système couplé CPB-SQUID oscille alors en fonction du temps entre les états $| +, 0 \rangle$ et $| -, 1 \rangle$ à la fréquence angulaire caractéristique $2E_{coupl}/\hbar$. On observe alors un enchevêtrement d'états[32, 33] entre la CPB et le SQUID.

A la fin de cette première impulsion en flux de durée $T_0 = h/(4E_{coupl})$ fixé, l'état $| +, 0 \rangle$ a été transformé en $| -, 1 \rangle$. Le SQUID se retrouve donc dans un état excité. On applique alors à $t = T_0$ une seconde impulsion en flux à travers le SQUID, modifiant ainsi le courant critique effectif de celui-ci, et par conséquent sa fréquence plasma ω_p . La condition de résonance $E_J = \hbar\omega_p$ n'est, après cette seconde impulsion, plus vérifiée. La dynamique du système couplé est alors gelée dans un état de superposition donné par :

$$\Psi_{CPB-SQUID}^{T_0} = | - \rangle (\alpha | 0 \rangle + e^{i\eta} \beta | 1 \rangle) \quad (2.22)$$

où η est la phase provenant de l'évolution temporelle de l'état initial du qubit. L'enchevêtrement total du système a donc transféré la superposition cohérente d'états de la CPB au SQUID. L'information initialement portée par le qubit a donc été transférée au SQUID à un terme de phase η près.

Ce deuxième changement de flux à travers le SQUID à $t = T_0$ réduit le courant critique effectif I_c du SQUID de telle sorte que le courant I injecté est maintenant proche de I_c . La hauteur de barrière ΔU a donc été réduite et les taux d'échappements par effet tunnel Γ_0 et Γ_1 correspondant respectivement aux états $| 0 \rangle$ et $| 1 \rangle$ du SQUID ont considérablement augmenté. Durant le temps Δt de la deuxième impulsion, le SQUID peut s'échapper de son puits de potentiel pour atteindre le régime de tension non nulle par MQT. Si Δt satisfait $1/\Gamma_1 \ll \Delta t \ll 1/\Gamma_0$, et si on peut négliger pour l'instant la relaxation des états excités du SQUID vers des états de plus basse énergie, alors le SQUID reste dans son état de tension nulle si et seulement s'il était précédemment dans l'état fondamental $| 0 \rangle$. Inversement, si le SQUID était dans l'état $| 1 \rangle$, il passe alors dans son état de tension non nulle. La probabilité d'échappement du SQUID donne donc l'amplitude $|\beta|^2$ correspondant à l'amplitude initiale de superposition cohérente d'états du qubit de charge.

Cependant, le contraste entre Γ_0 et Γ_1 n'est pas parfait : $\Gamma_1/\Gamma_0 \approx 1000$. Il existe de plus des phénomènes de relaxation et d'émission entre les états du SQUID. Ces phénomènes introduisent une erreur intrinsèque à la procédure de mesure quantique proposée. Cette influence sera estimée par la suite.

La dernière étape de la mesure consiste, à $t = T_0 + \Delta t$, à appliquer une dernière impulsion en flux afin d'augmenter le courant critique I_c du SQUID, pour prévenir tout échappement du SQUID à des temps ultérieurs, et à mesurer l'état de tension du SQUID. Ce dernier changement en flux doit être également adiabatique. Les deux premières étapes de durée T_0 et Δt réalisent la mesure quantique. La dernière étape rend compte de cette mesure quantique par une mesure classique de l'état en tension du SQUID. En effet, au regard de la caractéristique I/V fortement hystérétique du SQUID, les deux états de tension sont stables durant un temps suffisamment long pour réaliser la lecture classique.

Introduisons maintenant des paramètres expérimentaux afin de tester la validité de la procédure et du système supraconducteur en aluminium CPB-SQUID proposés. Pour le qubit Josephson de charge, nous prenons $E_J = 26.2\mu eV$ correspondant à un courant critique de l'ordre de $14nA$, et $C_J = 0.63fF$. Pour le SQUID, prenons $I_0 = 1\mu A$ et $C_S = 1pF$. Il s'agit ici de paramètres réalisables par des techniques de micro-électronique, et d'évaporation sous angles. Pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.29$, la condition de résonance $E_J = \hbar\omega_p$ est satisfaite, et le SQUID possède 5 niveaux dans son puits de potentiel. Le temps de vie de l'état $| 1 \rangle$ est beaucoup plus long que la milliseconde. Une augmentation de 1% en flux $\delta\Phi_{imp}/\Phi_0$ est suffisante pour modifier $\hbar\omega_p$ de $4\mu eV$ ($\gg E_{coupl}$), plaçant ainsi le système en dehors de la résonance. Le temps de vie de l'état $| 1 \rangle$ du SQUID est également modifié. Il diminue considérablement, et est maintenant de l'ordre de la nanoseconde. La capacité de couplage C_c est du même ordre de grandeur que C_J . On prend $C_c = 0.1fF$, donnant une énergie de couplage $E_{coupl} = 0.21\mu eV$. En utilisant les temps de manipulation et de mesure

$T_0 = 4.5ns$, et $\Delta t = 5ns$ pour les deux impulsions en flux d'amplitude $\delta\Phi_{imp}/\Phi_0 = 1.3\%$, la mesure quantique de la CPB en un coup peut être réalisée.

2.2.3 Influence de la relaxation entre les états du SQUID-DC sur la mesure quantique

Nous avons traité la procédure de mesure quantique d'une manière idéale jusqu'à présent. En effet, nous n'avons pas encore pris en compte l'influence de la relaxation due à une interaction avec l'environnement. Le taux de relaxation entre deux états adjacents est donné par $\Gamma_R = \omega_p/(2\pi Q)$, où Q est le facteur de qualité du SQUID. L'excitation vers des états excités de plus hautes énergies peut être négligée à très basses températures c'est à dire quand $\hbar\omega_p \gg kT$. Dans la limite où $\Gamma_1 \gg \Gamma_0$ et $\Gamma_1 \gg \Gamma_R$, la probabilité d'échappement du SQUID au temps $t = T_0 + \Delta t$ est, au premier ordre, donnée par :

$$P_{\alpha|->+\beta|+>}^e = |\beta|^2 + |\alpha|^2 [1 - \exp^{-\Gamma_0\Delta t}] - |\beta|^2 \left[-\exp^{-(\Gamma_1+\Gamma_R)\Delta t} + \frac{\Gamma_R}{\Gamma_1} \exp^{-\Gamma_0\Delta t} \right] \quad (2.23)$$

En négligeant l'influence de la relaxation et en supposant un contraste infini entre Γ_0 et Γ_1 , la probabilité d'échappement nous donne l'amplitude $|\beta|^2$.

En prenant en compte un contraste fini, et le processus de relaxation, on introduit une erreur intrinsèque dans la procédure de mesure quantique qui est donnée par les deux derniers termes de l'Eq.2.23. La probabilité d'échappement en fonction de la durée Δt de l'impulsion de mesure est montrée à la Fig.2.8, pour trois différents états initiaux de la CPB : les deux états purs $|->$ et $|+>$, ainsi que l'état de superposition cohérente $(|-> + |+>)/\sqrt{2}$.

Des facteurs de qualité $Q = 100$ et $Q = 10$ ont été utilisés pour les simulations. La mesure de la probabilité d'échappement pour $\Delta t = 5ns$ est une mesure directe de l'amplitude $|\beta|^2$. Cependant, au regard des simulations présentées à la Fig.2.8, on observe une erreur induite par le processus de relaxation. En effet, si l'état initial du qubit est $(|-> + |+>)/\sqrt{2}$, le plateau observé dans la probabilité d'échappement devrait être égal à $1/2$. La simulation numérique donne une valeur légèrement inférieure. Plus le facteur de qualité Q du système est important, plus on se rapproche de la probabilité $1/2$ d'échappement pour le plateau observé. L'erreur induite par le phénomène de relaxation est typiquement de l'ordre de 2% si Q est égal à cent.

Le processus de relaxation engendre également une erreur de l'ordre de 2% sur la mesure de l'état pur $|+>$, quand Q est égal à cent. On l'observe à la Fig.2.8 au niveau des fortes probabilités d'échappement. En effet, le phénomène de relaxation induit une probabilité non nulle de ne pas s'échapper, qui vient se soustraire à la probabilité 1 d'échappement. Ce processus entraîne donc une erreur sur la mesure de l'état pur $|+>$ de la CPB.

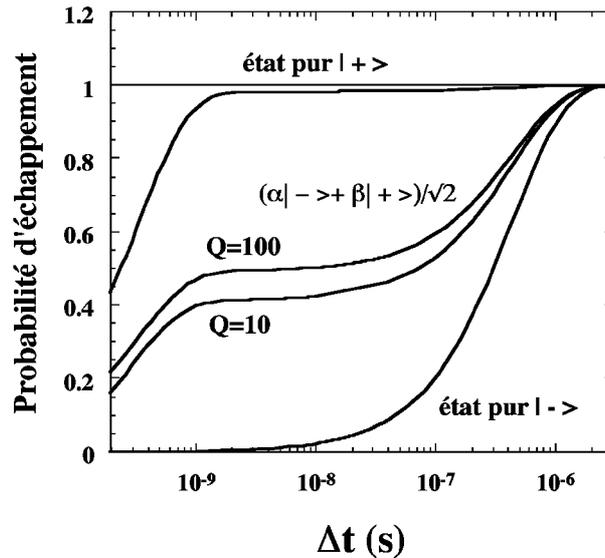


FIG. 2.8: Influence de la relaxation dans le SQUID-DC sur la mesure du qubit : on présente ici les simulations réalisées pour trois différents états initiaux du qubit. On considère les états purs $|+\rangle$ et $|-\rangle$ avec un facteur de qualité $Q = 100$, et l'état de superposition cohérente $(|-\rangle + |+\rangle)/\sqrt{2}$ pour $Q = 100$ et $Q = 10$.

2.3 Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre deux différentes propositions d'expériences. Ces expériences utilisent toutes deux des circuits Josephson et des impulsions en flux adiabatiques ou non adiabatiques. La première a pour but de mettre expérimentalement en évidence les oscillations temporelles cohérentes d'états d'un SQUID induites par une impulsion en flux non adiabatique. La deuxième est une proposition de procédure de mesure quantique en un coup d'un qubit de charge en utilisant un SQUID comme système de lecture.

La première étude que nous avons menée utilise un SQUID-DC et des impulsions instantanées en flux. Nous avons vu qu'une impulsion en flux appliquée à travers le SQUID induit une transformation non adiabatique de l'hamiltonien du SQUID. Dans ce cas, si le SQUID était initialement dans son état fondamental, une impulsion en flux de durée Δt crée des transitions vers les états excités du résonateur quantique. La probabilité d'être dans les états excités oscille en fonction de la durée de l'impulsion. Ces oscillations sont appelées des oscillations temporelles cohérentes d'états. Elles nous renseignent sur la cohérence du SQUID-DC. Ces oscillations de probabilité peuvent être mesurées en utilisant le fort contraste entre les taux d'échappements de l'état fondamental et des états excités dans le régime MQT du SQUID.

La deuxième étude est une proposition de mesure en un coup d'une boîte à paires de Cooper en utilisant un SQUID-DC. En effet, une étude préliminaire[32] a montré l'existence d'un enchevêtrement d'états entre la CPB et le SQUID quand ces derniers sont couplés par l'intermédiaire d'une capacité de couplage. Nous nous sommes donc intéressés à ce système et à une procédure de mesure de la CPB en utilisant le SQUID. Cette mesure du SQUID, grâce à l'enchevêtrement d'états entre la CPB et le SQUID, nous renseigne

sur l'état initial du qubit. Nous avons étudié dans la deuxième partie la faisabilité de cette proposition de mesure en un coup en introduisant des paramètres expérimentaux standards.

3

SYSTÈME EXPÉRIMENTAL

A mon arrivée en début de thèse, nous ne disposions que d'un cryostat Orange². Une diluette, s'adaptant au cryostat orange, a donc été construite au CRTBT, et sera présentée dans une première partie. Nous verrons dans une deuxième partie, le système de mesure que nous avons développé pour réaliser des mesures quatre fils sur des circuits Josephson. Nous traiterons ensuite du filtrage des lignes de mesures, ainsi que du blindage de ces lignes. Nous présenterons dans cette partie le porte échantillon filtré que nous avons conçu. Dans une quatrième partie, nous nous intéresserons à la technique de mesure développée, utilisant des impulsions DC en courant, afin de caractériser les circuits Josephson. Nous présenterons ensuite la ligne coaxiale supraconductrice que nous avons montée à très basses températures dans le but de réaliser des expériences utilisant des impulsions en flux. Nous verrons également dans cette partie la technique utilisée afin d'obtenir des impulsions DC de durée variable et de temps de montée inférieur à $100ps$. Dans une dernière partie, nous traiterons du développement en microfabrication réalisé au CRTBT, dans les salles de Nanofab, pour obtenir les différents circuits Josephson étudiés.

3.1 La diluette

La diluette a été réalisée au CRTBT par le service cryogénie. Elle s'adapte au cryostat Orange. La température minimum atteinte par la diluette, avant son câblage, était égale à $20mK$.

Les mesures de températures utilisent une interface TRMC2 développée au laboratoire. Deux thermomètres de type *Speer* nous donnent la température de la boîte à mélange et du porte échantillon. Nous avons calibré ces thermomètres en utilisant un thermomètre primaire à blocage de Coulomb³.

Les différents étages du calorimètre de la diluette sont montrés à la Fig.3.1. Le point à $1.5K$ est réalisé par le cryostat Orange. La diluette ne nécessite donc pas de point à $1K$. Les lignes entourant l'échangeur continu sont des lignes coaxiales bifilaires, utilisées pour la mesure de l'échantillon. Ces lignes sont thermalisées le long de l'échangeur continu en différents points. La ligne coaxiale est purement supraconductrice(niobium) de $1.5K$ à la température de la boîte à mélange. On thermalise également cette ligne en différents points de l'échangeur continu afin de réduire l'apport thermique induit par cette ligne sur la boîte à mélange.

²AS Scientific Products Ltd.

³Nanoway Ltd.

FIG. 3.1: Présentation de la partie calorimètre de la diluette

3.2 *Le circuit de mesure DC*

Afin de réaliser des mesures quatre fils sur des circuits Josephson, nous avons développé entièrement le système de mesure de la Fig.3.2. Je présenterai dans cette partie le circuit de mesure DC en présentant la source de courant et le système de mesure de tension.

3.2.1 *La génération de courant*

Le générateur de courant I est réalisé à l'aide une résistance de $500k\Omega$ (boîte R) placée en aval d'un générateur de tension de résolution 16 bits⁴. L'amplitude maximale de la tension générée est de $\pm 10V$ et la fréquence d'échantillonnage du générateur est de $100kHz$.

Nous utilisons un mode de génération différentiel. Cependant, le mode commun, correspondant aux fluctuations de tension sur les deux voies de cette carte n'étant pas parfait, nous avons introduit un boîtier composé de deux inductances(boîte B2) en série couplées par une mutuelle afin d'atténuer le taux du mode commun. Un amplificateur différentiel⁵ permet ensuite de découpler la masse de référence du générateur de tension de la masse du cryostat utilisée comme référence pour nos mesures.

⁴Carte commerciale *PCI - DAS1602/16*, ComputerBoards, Inc.

⁵Amplificateur *AD620*, Analog devices.

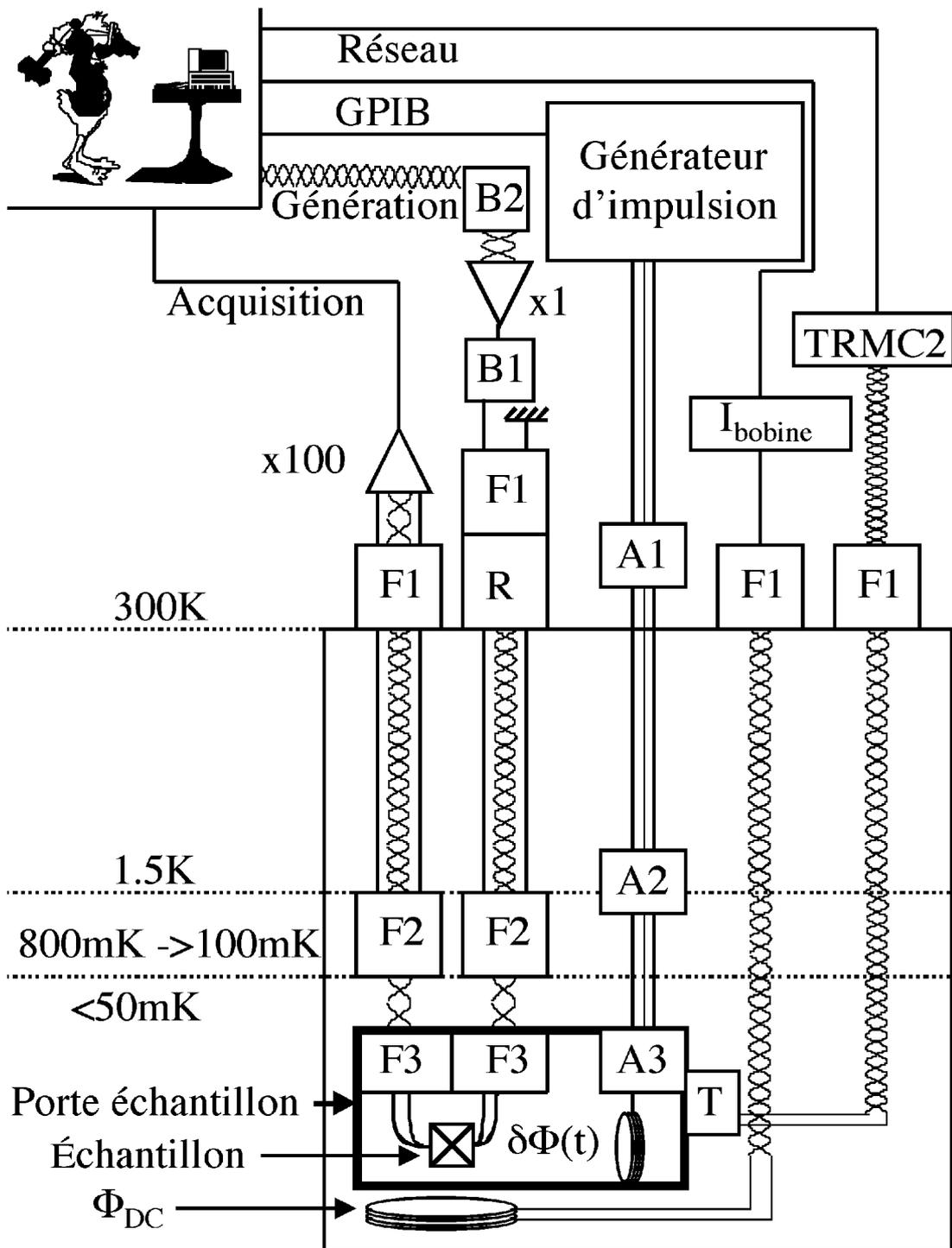


FIG. 3.2: Le système expérimental de mesure : La génération de courant et la mesure de tension sont gérées par l'ordinateur. Les différentes boîtes F symbolisent des filtres. Les boîtes A sont des atténuateurs. L'acquisition des températures (boîte T) aux différents niveaux du cryostat s'opère à l'aide de l'interface TRMC2. Un flux extérieur DC Φ_{DC} peut être appliqué par l'intermédiaire d'une bobine thermalisée directement sur le porte-échantillon. La génération d'impulsion en flux se fait par couplage inductif dans le cas d'une mesure de SQUID. On peut utiliser un générateur d'impulsions radiofréquences, ou des générateurs d'impulsions DC nano-, pico-secondes.

3.2.2 La mesure de tension

Les échantillons sont mesurés par une technique quatre fils. Les lignes de mesure de tension sont découplées des lignes d'injection de courant comme montré à la Fig.3.2.

Le signal mesuré est amplifié⁶ par un facteur cent en sortie du cryostat. L'alimentation de l'amplificateur est découplée de la terre. Les spécifications de l'amplificateur donnent un bruit à $1kHz$ égal à $1.2nV/\sqrt{Hz}$. Cependant, afin d'obtenir ce niveau de bruit, l'amplificateur est insérée dans une boîte blindée⁷. La mesure de tension aux bornes de l'échantillon est réalisée par l'intermédiaire d'une autre carte de résolution 16 bits identique à celle utilisée pour la génération. La mesure de tension réalisée est une mesure différentielle de la tension aux bornes de l'échantillon par rapport à la masse de référence fixée sur le cryostat. La fréquence d'échantillonnage est synchronisée sur celle de la génération, c'est à dire à $100kHz$.

3.3 Le filtrage des lignes DC

Afin de réduire le bruit électronique arrivant sur l'échantillon, différents étages de filtrage à différentes températures ont été intégrés au système. Les lignes de mesures et de génération de courant sont identiques au niveau du filtrage. Nous verrons dans un premier temps les différents types de filtrage utilisés de $300K$ à $20mK$. Nous présenterons ensuite le dernier étage de filtrage se situant à la température de la boîte à mélange : le porte-échantillon filtré. Nous verrons également que les lignes de mesures sont blindées par rapport aux radiations électromagnétiques.

3.3.1 Le filtrage entre $300K$ et $20mK$

La première étape de filtrage (boîtes F1 à température ambiante) est composée de filtres passe bas LC mis au point au laboratoire. L'inductance de ces filtres est égale à $470\mu H$. Deux valeurs de capacités de traversées $220pF$ et $10nF$ sont disponibles. Les fréquences de coupure correspondant à ces deux capacités sont respectivement égales à $500kHz$ et $73kHz$. Nous utilisons pour la génération et la mesure sur des circuits Josephson les filtres composés d'une capacité de traversée égale à $220pF$.

Nous avons cablé la diluette de la température ambiante jusqu'au point à $1.5K$ en utilisant des fils de constantan, tressés, gainés dans un capillaire téflon afin d'éviter les vibrations de ces fils. Ces capillaires en téflon sont ensuite insérés dans un capillaire métallique.

De $1.5K$ à $20mK$, nous utilisons des lignes coaxiales bifilaires⁸, longues de $75cm$, thermalisées le long de l'échangeur continu, terminées par une zone de $15cm$ en constantan non blindé. Ces lignes bifilaires constituent le filtrage de $1.5K$ à $20mK$.

⁶Amplificateur LI-75A, *NF electronic instrument*.

⁷Cet amplificateur nous a été prêté par Klaus Hasselbach.

⁸Il s'agit de thermocoax bifillaires que nous présenterons dans le paragraphe traitant du filtrage à basses températures. Une mesure à basses températures de l'atténuation d'un thermocoax similaire sera également donnée.

3.3.2 Porte-échantillon filtré

Les processus d'échappements d'un circuit Josephson sont sensibles au bruit électromagnétique amenés par les lignes de mesures, ainsi qu'aux radiations électromagnétiques se couplant directement au système quantique étudié, ou aux lignes de mesures. L'un des objectifs limite des mesures étant de pouvoir exciter un quantum d'énergie dans un circuit Josephson, un filtrage considérable de la bande de fréquence allant de $1GHz$ à quelques dizaines de fois la fréquence plasma $\omega_p/2\pi$ devait être réalisé. Afin de réduire le bruit vu par les circuits quantique étudiés, nous avons donc développé un filtre porte-échantillon blindé.

Ce porte-échantillon est composé de thermocoaxs et de filtres Π . Nous avons réalisé des mesures de transmission et de réflexion à basses températures sur ces deux éléments afin de les caractériser. Les différentes mesures réalisées utilisent un analyseur de réseau⁹ fonctionnant dans une gamme de fréquences allant de $130MHz$ à $20GHz$. Nous présenterons dans cette partie les mesures réalisées sur les thermocoaxs et les filtres Π utilisés. Nous parlerons ensuite de la réalisation des porte-échantillons filtrés, et de leurs atténuations effectives estimées.

3.3.2.1 *Les thermocoaxs*

Une étude complète ainsi que des mesures d'atténuation à $300K$ et $77K$ des thermocoaxs monofilaire ont été réalisées par Zorin[37]. Le thermocoax monofilaire utilisé est composé d'une gaine de diamètre extérieur $0.5mm$ et de diamètre intérieur $0.35mm$ en inox. L'âme du thermocoax, de diamètre égal à $0.17mm$, est en nickel chrome. Le diélectrique est une poudre de MgO de constante diélectrique effective $\epsilon \approx 6.3$. Ce diélectrique est très hydrophile, et le montage de tels thermocoaxs doit optimiser l'hermétisation de ceux-ci.

A la vue des dimensions caractéristiques(Fig.3.3) du thermocoax, on peut s'attendre à l'apparition de modes électromagnétiques de type TE et TM à la fréquence de coupure $f_c = 0.53THz$. Cependant l'étude de Zorin[37] montrent que les thermocoaxs fournissent une atténuation de ces modes de l'ordre de $130dB/m$ à $1THz$.

Nous avons réalisé des mesures (Fig.3.3) de transmission sur un thermocoax de $30cm$ à $250K$ et $1.54K$. Ces mesures nous permettent de déterminer l'atténuation de ces thermocoaxs monofilaires, dans une gamme de fréquence allant de $130MHz$ à $20GHz$, à basses températures.

On observe une augmentation de l'atténuation avec la fréquence. Cette mesure de l'atténuation est en accord avec le calcul de l'atténuation d'une ligne propagative RLC, dont la résistance, l'inductance et la capacité du thermocoax par unité de longueur sont respectivement[37] $r_{ther} = 50\Omega/m$, $l_{ther} = 0.14\mu H/m$ et $c_{ther} = 490pF/m$. L'atténuation de ces thermocoaxs est peu efficace pour des fréquences inférieures à $200MHz$. On observe une faible diminution de l'atténuation à $1.54K$ par rapport à la mesure à $250K$.

Ces thermocoaxs monofilaire ont été utilisés dans l'élaboration du premier Filtre Basses

⁹HP 8720B

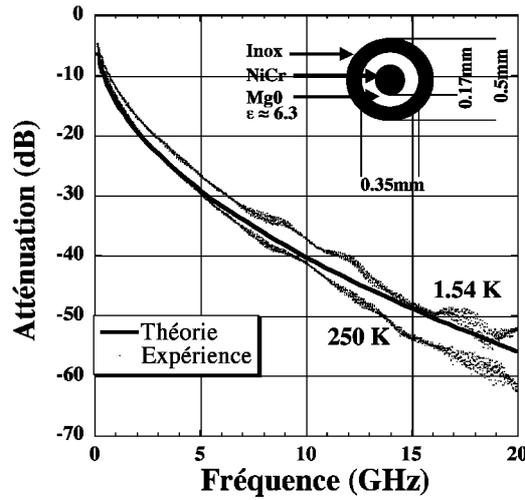


FIG. 3.3: Atténuation dans la gamme de 130MHz à 20GHz d'un thermocoax : ces mesures ont été réalisées sur un thermocoax monofilaire de 30cm à 1.54K et 250K . Les dimensions caractéristiques du thermocoax mesuré sont données. La courbe théorique présente l'atténuation calculée pour une ligne RLC de résistance, d'inductance et de capacité par unité de longueur respectivement égal à $r_{ther} = 50\Omega/m$, $l_{ther} = 0.14\mu\text{H}/m$ et $c_{ther} = 490\text{pF}/m$.

Températures (FBT1). Un autre type de thermocoax a été utilisé pour l'élaboration du FBT3. Il s'agit de thermocoax bifilaires. La gaine extérieure en incoel a un diamètre de 1mm . Les âmes centrales sont également en incoel. Le diélectrique est une poudre d'oxyde d'aluminium (Al_2O_3). Ce dernier est beaucoup moins hydrophile que le MgO , et le montage de ces thermocoax s'en trouve facilité. La capacité mesurée de la ligne bifilaire est de l'ordre de $260\text{pF}/m$, tandis que la capacité d'un fil par rapport à la gaine est de $320\text{pF}/m$. La résistance de l'âme en incoel est égale à $40\Omega/m$. L'inductance n'a pas été mesurée, et nous n'avons pas effectué de mesures d'atténuation sur ces thermocoax bifilaires. Cependant, les caractéristiques de ces derniers étant similaires à celles du thermocoax monofilaire, nous supposons que l'atténuation est du même ordre de grandeur.

Si nous considérons 2m de thermocoax, nous estimons que l'atténuation est égale à -200dB à partir de 5GHz , et de -80dB à 1GHz . Dans l'objectif d'augmenter l'atténuation dans le régime des fréquences inférieures à 5GHz , des composants discrets, appelés dans la suite filtres II, ont été placés en série avec les thermocoax, en aval de ces derniers.

3.3.2.2 Les filtres II

Nous avons testé différents filtres discrets commerciaux¹⁰ de type filtre II à basses températures. Ces filtres ont souvent des capacités qui évoluent fortement entre 300K et 4K . Afin de connaître l'atténuation effective de ces filtres II et de déterminer les valeurs effectives des composants à basses températures, nous avons réalisé des mesures de transmission et de coefficient de réflexion sur ces filtres.

¹⁰Tusonix©

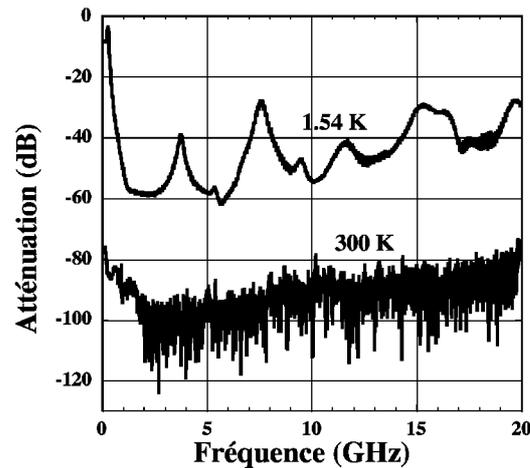


FIG. 3.4: Atténuation dans la gamme de 130MHz à 20GHz d'un filtre Π commercial : ces mesures ont été réalisées à 1.54K et à 300K .

Nous avons tout d'abord mesuré l'atténuation (Fig.3.4), par des mesures de transmission, d'un filtre Π commercial¹¹ à 1.54K et à 300K . Si les spécifications données (-70dB de 1GHz à 10GHz) sont vérifiées à 300K , elles ne le sont plus à basses températures. La mesure est assez bruyante à 300K puisqu'on est dans la limite de bruit de la configuration utilisée pour l'analyseur de réseaux. A basses températures, l'atténuation effective du filtre Π dans la gamme de fréquences allant de 130MHz à 5GHz est considérablement réduite par rapport à 300K . L'atténuation mesurée à 1GHz est tout de même égale à -50dB . En plaçant deux filtres Π en série, l'atténuation estimée à 1GHz devrait donc être de l'ordre de -100dB .

Pour déterminer l'environnement proche des échantillons, et étudier l'influence de cet environnement sur les processus d'échappement des circuits Josephson, il est nécessaire de connaître les caractéristiques des filtres Π utilisés. Nous avons pour cela réalisé des mesures de coefficient de réflexion en fonction de la fréquence afin d'ajuster ces mesures et d'en extraire les paramètres des filtres Π à basses températures. Nous supposons que les modifications majeures dans les paramètres des filtres Π apparaissent entre 300K et 4.4K , et que les paramètres extraits de l'ajustement des mesures à 4.4K seront corrects à 20mK .

Nous avons mesuré (Fig.3.5 de gauche) la partie imaginaire du coefficient de réflexion du filtre Π à 4.4K . En dessous de la fréquence de résonance du filtre Π égale à 296MHz , on observe un comportement inductif. Au dessus de cette fréquence, le comportement est capacitif jusqu'à 1GHz . A partir 1GHz le comportement redevient inductif, mais n'est pas compris. L'ajustement théorique réalisé du coefficient de réflexion utilise les paramètres $C_{\Pi} = 50\text{pF}$ et $L_{\Pi} = 11\text{nH}$. Cet ajustement est bon jusqu'à 1GHz . L'atténuation prévue en utilisant les paramètres extraits de l'ajustement des mesures du coefficient de réflexion à également été calculée. La Fig.3.5 de droite représente l'atténuation mesurée en dB du filtre Π et l'atténuation calculée avec $C_{\Pi} = 50\text{pF}$ et $L_{\Pi} = 11\text{nH}$. Ces atténuations sont en assez bon accord jusqu'à 1GHz .

¹¹Référence 4201 – 502 chez Tusonix.

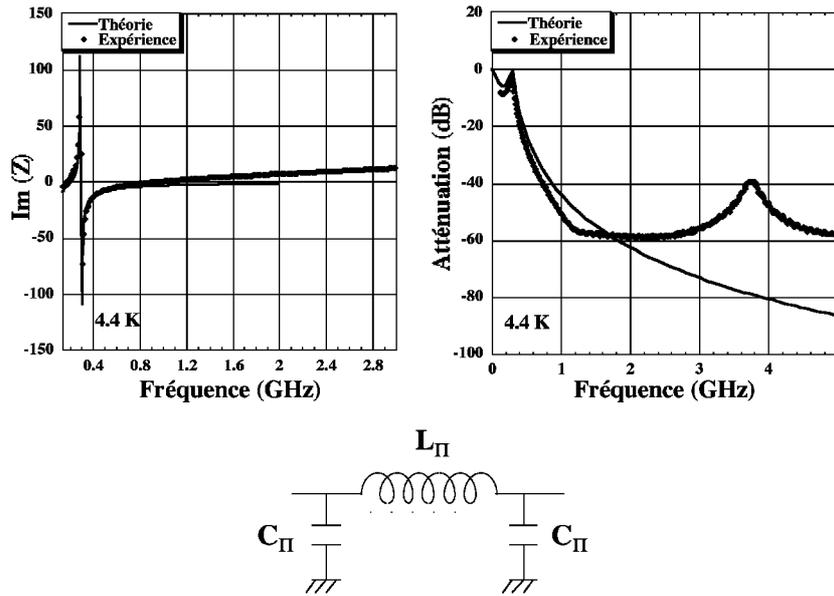


FIG. 3.5: Détermination des paramètres d'un filtre Π à $4.4K$: ces mesures ont été réalisées à $4.4K$. Le graphique de gauche représente les données expérimentales et l'ajustement théorique de la partie imaginaire de l'impédance du filtre Π . Celle de droite donne l'atténuation expérimentale et l'ajustement théorique du filtre Π . Les paramètres d'ajustement sont $C_{\Pi} = 50pF$ et $L_{\Pi} = 11nH$.

Le comportement du filtre Π à $4.4K$ est donc bien compris en dessous de $1GHz$, et les paramètres $C_{\Pi} = 50pF$ et $L_{\Pi} = 11nH$ sont corrects pour des fréquences inférieures à $1GHz$. Au dessus de cette fréquence, et à basses températures, il semble impossible à la vue des différentes résonances observées de modéliser parfaitement le circuit.

3.3.2.3 Réalisation du porte-échantillon filtré

Trois porte-échantillons filtrés appelés Filtres Basses Températures (FBT) ont été réalisés au laboratoire. Le concept de réalisation de ces trois filtres est le même : mesurer, à l'aide de lignes de mesure filtrées et blindées, un échantillon placé dans une petite cavité en cuivre. Cette dernière est très bien blindée pour éviter tout couplage entre les modes de résonance de l'échantillon et les radiations électromagnétiques. Chaque ligne de mesure comprend deux mètres de thermocoax placés en série et en amont de deux filtres Π .

Le premier porte-échantillon filtré(FBT1) que nous avons conçu utilise des thermocoax monofilaire et les filtres Π décrit précédemment. Il comporte quatre lignes de mesure et a été conçu pour s'adapter sur d'autres dilutions. Il a, par exemple, été utilisé pour les mesures d'une jonction Josephson couplée à un filament supraconducteur sur un substrat à forte constante diélectrique¹². Il a également été utilisé pour des mesures de réseaux de jonctions Josephson[38]. Il a servi au cours de ma thèse pour les mesures effectuées sur les jonctions Josephson uniques.

¹²Etude menée par Benedetta Camarota lorsqu'elle était Post. Doc. au sein du CRTBT.

Le deuxième filtre(FBT2) a été réalisé par E. Serret[38] au cours de sa thèse. Il comprend une ligne supplémentaire afin de réaliser des mesures quatre fils en pouvant faire varier une tension de grille. Les soudures en étain ont été remplacées par des mécanismes mécaniques ou des colles électriquement conductrices non magnétiques afin d'éviter les inhomogénéités de flux à travers les échantillons lorsqu'un flux magnétique est appliqué.

Le dernier filtre(FBT3) que nous avons réalisé comprend également cinq lignes de mesures. Des thermocoax bifilaires ont été utilisés. Nous avons également modifié la structure du bloc en cuivre du porte-échantillon afin d'intégrer une connection hyperfréquence. Je ne détaillerai par la suite que ce dernier filtre que nous avons utilisé pour les mesures sur des SQUIDS. Les détails de ce filtre sont indiqués à la Fig.3.6.

FIG. 3.6: Photographies du porte-échantillon filtré FBT3 : Le dessin en haut à gauche représente le schéma du FBT1. La photographie en haut à droite donne les dimensions caractéristiques du FBT3. La photographie en bas à gauche est le barillet démontable. Il comprend cinq tubes. Deux filtres Π sont intégrés dans chaque tube. La dernière photographie en bas à droite montre la cavité dans laquelle on connecte une petite plaquette en cuivre sur laquelle est collé l'échantillon.

Les lignes du thermocoax sont suivies par deux filtres Π montés en série. L'ensemble des filtres Π est monté sur un barillet. Ce système permet un démontage du filtre. De l'entrée des thermocoax jusqu'aux échantillons, les lignes de mesures sont blindées soit par la gaine des thermocoax, soit par la cage de Faraday fournie par le bloc en cuivre. Toutes les connections sont réalisées mécaniquement ou en utilisant une colle électriquement conductrice¹³ non magnétique. Un connecteur SMA fixé sur le bloc en cuivre permet de connecter inductivement la ligne coaxiale à l'échantillon.

¹³E4110, Epoxy Technology, Inc.

L'échantillon est collé sur une plaquette en cuivre qui vient se connecter sur les filtres II. On encapsule ensuite l'échantillon dans une cavité plus petite. La première résonance de cette cavité a été mesurée à chaud. Elle est de l'ordre de 15GHz comme le montre la mesure de la Fig.3.7. Cette mesure montre de faibles oscillations du coefficient de réflexion en dessous de 15GHz . Cependant, le facteur de qualité de ces résonances est faible, et ces résonances ne perturbent donc que peu la dynamique des circuits Josephson. La dernière étape consiste à fermer le FBT3 en fixant un chapeau en cuivre sur lequel est collé une bobine en cuivre.

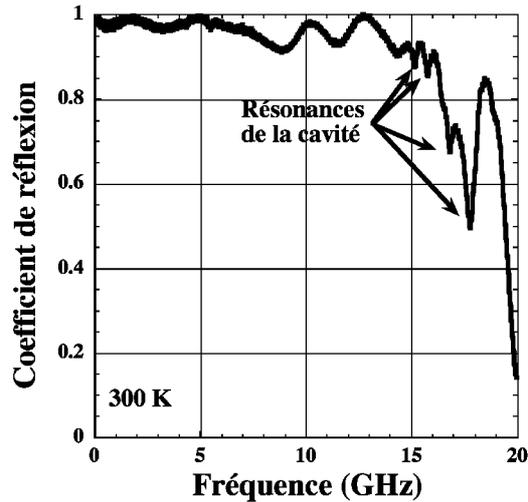


FIG. 3.7: Mesure du coefficient de réflexion de la cavité à température ambiante : les premiers modes de résonance de la cavité dans laquelle est encapsulé l'échantillon apparaissent au dessus de 15GHz .

En ajoutant les atténuations des différents éléments testés à froid du filtre basses températures, c'est à dire en considérant l'atténuation de deux mètres de thermocoax en série avec deux filtres II, l'atténuation effective estimée est supérieure à -200dB à partir de 1GHz , et est supérieure à -100dB à partir de 410MHz . Il s'agit évidemment d'une estimation puisque l'analyseur de réseau utilisé ne peut pas mesurer cette gamme d'atténuation.

3.3.3 Le blindage des lignes de mesures

Les radiations électromagnétiques induites à l'intérieur du cryostat par l'électronique dédiée à la thermométrie, les résistances de chauffage, ou le rayonnement du corps noir, peuvent se coupler à nos lignes de mesure aussi bien à 300K qu'à 20mK . Afin d'atténuer cet effet, les lignes de mesures de 300K à 1.5K constituées de constantan tressé, sont insérées dans un blindage en acier. Ce blindage atténue les radiations électromagnétiques grâce à l'effet de peau.

L'atténuation A_{capi} à 1GHz , pour un capillaire de résistivité égale à $\rho_{capi} = 45.10^{-8}\Omega.m$, et d'épaisseur de gaine $e_{capi} = 100\mu\text{m}$ est donnée par :

$$A_{capi} = -20 \log \left(\exp^{-\frac{e_{capi}}{\delta_{capi}}} \right) = 81dB \quad (3.1)$$

où δ_{capi} est l'épaisseur de peau du capillaire. Elle est donnée par $\delta_{capi} = \sqrt{\rho_{capi}/(\pi\mu_0 f)}$. La fréquence est donnée par f , et $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} N.A^{-2}$ est la perméabilité magnétique du vide.

Sur le porte-échantillon filtré, les lignes de mesure sont également blindées. La gaine des thermocoax utilisés, de résistivité $\rho_{ther} = 100 \cdot 10^{-8} \Omega.m$, et d'épaisseur $e_{ther} = 75 \mu m$ offrent une atténuation de $41dB$ à $1GHz$.

Il existe cependant une zone à $20mK$, entre les thermocoax allant de $1.5K$ à $20mK$ et le porte-échantillon filtré, où les fils de mesure ne sont pas blindés. Cette zone correspond à quatre fils de constantan tressé non blindé longs d'environ $15cm$. Ces fils permettent de réaliser une connection flexible entre les thermocoax bifilaires thermalisés sur l'échangeur continu et le porte-échantillon filtré. Cette zone non blindée ne semble pas avoir été une source de bruit dans les mesures que nous avons réalisées. Nous ne l'avons donc pas modifiée.

3.4 La technique de mesure d'un système métastable

Afin de déterminer les caractéristiques courant/tension et les probabilités d'échappement des jonctions Josephson ou des SQUIDs hystérétiques, nous avons développé une technique de mesure à base d'impulsions DC en courant I_{DC} . Le logiciel *Lab - View* a été utilisé afin de programmer¹⁴ et d'automatiser le système de mesure.

3.4.1 Caractéristique courant/tension

La technique de mesure des caractéristiques I/V est assez typique. On injecte un palier en courant I_{DC} et on mesure à une fréquence d'échantillonnage de $100kHz$ la tension $U_{échantillon}$ aux bornes de l'échantillon. La forme de la fonction générée peut être une sinusoïde, une dent de scie ou un signal triangulaire. Ce dernier est le plus souvent utilisé pour les caractéristiques I/V. La durée de chaque palier en courant I_{DC} dépend du moyennage effectué. Une mesure typique de caractéristique I/V réalisée sur un circuit Josephson hystérétique est montrée à la Fig.3.8.

3.4.2 La procédure d'obtention des probabilités d'échappement

La caractéristique I/V d'un circuit Josephson hystérétique donnée sur la Fig.3.8 nous montre deux comportements bien différents. Le premier correspond à la branche supraconductrice du circuit Josephson : le courant injecté I_{DC} traverse l'échantillon de résistance

¹⁴Christian Vey, un stagiaire de maîtrise que j'ai encadré avec Olivier Buisson, a participé au développement de la programmation du système de mesure.

nulle. La tension mesurée est donc égale à zéro. Le deuxième correspond au comportement résistif du circuit Josephson : à partir d'un certain courant injecté, la tension mesurée est différente de zéro, et est au moins égale à deux fois le gap Δ du supraconducteur utilisé. Dans nos études, le saut de tension est de l'ordre de $400\mu V$. Ce courant à partir duquel le circuit passe de $V = 0$ à $V \neq 0$ fluctue, et la technique de mesure des probabilités d'échappement que nous avons développé permet d'étudier la statistique de ce courant à partir duquel le saut en tension apparaît. La zone encadrée sur la Fig.3.8 correspond au régime en courant étudié par la mesure des probabilités d'échappement.

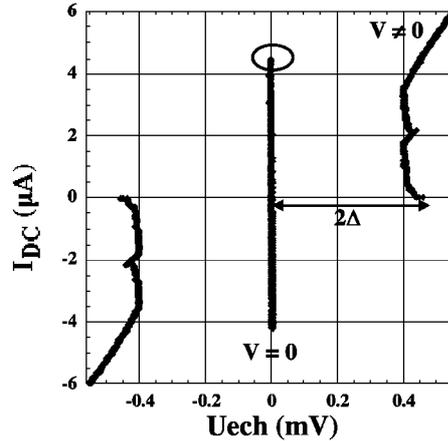


FIG. 3.8: Caractéristiques courant/tension d'un circuit Josephson hystérétique : $V = 0$ correspond à la branche supraconductrice. $V \neq 0$ à l'échappement de cette branche. La zone encadrée est celle qui nous intéresse dans l'étude de la statistique du courant d'échappement.

La Fig.3.9 présente la technique de mesure utilisée afin de mesurer les probabilités d'échappement des circuits Josephson. On injecte le long des lignes de mesure DC des impulsions en courant, d'amplitude I_{DC} et de durée Δt_1 modifiable, et on mesure la tension aux bornes de l'échantillon. Si le circuit Josephson est resté dans son régime supraconducteur durant l'impulsion en courant, alors la tension aux bornes de l'échantillon est nulle. Si le circuit Josephson est passé dans le régime résistif, alors la tension est différente de zéro. A la fin de chaque impulsion en courant de durée Δt_1 , la tension aux bornes du circuit est mesurée, et le courant est remis à zéro pendant une durée égale à Δt_2 à travers le circuit Josephson afin que ce dernier se reinitialise dans son état initial. Pour une amplitude en courant I_{DC} donnée, on répète un grand nombre de fois cette mesure en envoyant une série d'impulsions de même amplitude I_{DC} . Une statistique du courant d'échappement du circuit Josephson en fonction de I_{DC} est ainsi réalisée.

La probabilité d'échappement, pour une amplitude de courant donnée, est égale au nombre de fois où le circuit Josephson est passé dans son état résistif divisé par le nombre total d'impulsions en courant générées. La Fig.3.9 nous montre une probabilité d'échappement typique obtenue. Pour les faibles courants, le circuit Josephson ne s'échappe jamais et la probabilité d'échappement mesurée est nulle. En augmentant paliers après paliers l'amplitude de I_{DC} , on observe une augmentation de la probabilité d'échappement jusqu'à la valeur unité correspondant à un échappement systématique.

Nous avons supposé jusqu'à présent que la forme de l'impulsion en courant générée est un créneau parfait. Ce n'est expérimentalement pas le cas. Afin de réduire les problèmes

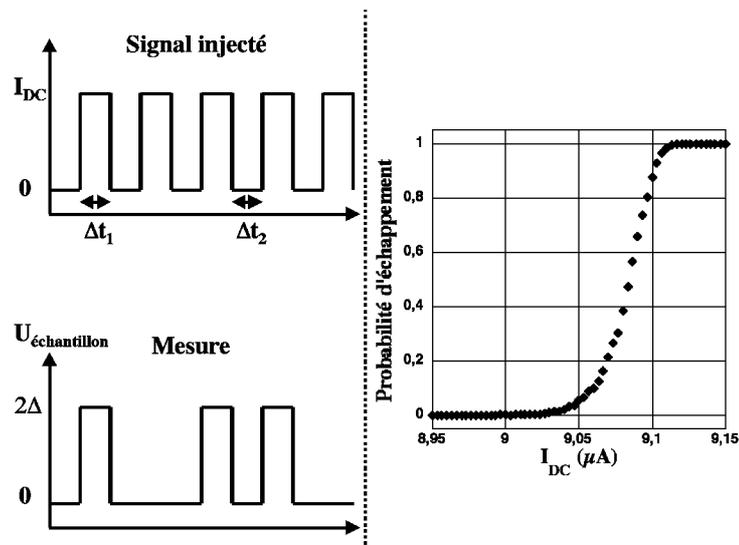


FIG. 3.9: Technique de mesure des probabilités d'échappement : Δt_1 correspond à la longueur des impulsions en courant I_{DC} , Δt_2 est le temps d'attente avant l'injection d'une nouvelle impulsion en courant. La courbe de droite est une mesure expérimentale représentant la probabilité d'échappement en fonction de l'amplitude de l'impulsion en courant injectée.

de dépassement de consigne de la génération en courant, nous avons introduit un filtre RC (boîtier B1 de la Fig.3.2) en sortie de l'amplificateur fois un. Ce boîtier permet d'atténuer le dépassement de consigne, mais il augmente le temps de montée des impulsions en courant.

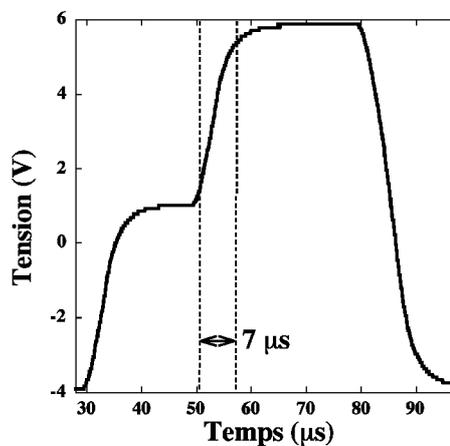


FIG. 3.10: Impulsion DC générée aux bornes de l'échantillon : le temps de montée du signal généré est de l'ordre de $7\mu s$. La résistance de l'échantillon mesurée à froid est égale à 40Ω .

Le temps de montée (Fig.3.10), définit entre 10% et 90% de l'amplitude maximale, est de l'ordre de $7\mu s$. La mesure a été réalisée sur une jonction Josephson dans son état résistif. La mesure montre également que le dépassement de consigne semble inexistant. En réalité, en réalisant des mesures expérimentales de probabilité d'échappement, ce dépassement peut être estimé. Pour cela, nous comparons les mesures de probabilité d'échappement par deux procédures de mesure différentes. La première consiste à générer directement une impulsion d'amplitude en courant I_{DC} voulue. La deuxième consiste à générer des pré-paliers en courant, durant lesquels aucun échappement n'apparaît, et de générer ensuite l'impulsion en courant I_{DC} voulue. L'amplitude du dépassement de consigne étant proportionnelle à

l'amplitude de l'impulsion générée, elle sera de plus faible amplitude si on insère des pré-paliers. En analysant les probabilités d'échappement, nous estimons que le dépassement de consigne est de l'ordre de 1% pour les amplitudes d'impulsion en courant générée maximales.

La période moyenne des impulsions générées est de l'ordre de la milliseconde. Une mesure de probabilité d'échappement typique, comprenant 50 paliers en courant et une statistique de 4000 points par palier, dure environ 4minutes. Nous modifions actuellement le système de mesure afin de réduire ce temps. Nous optimisons également le système de détection en introduisant un compteur en sortie de l'amplificateur fois cent mesurant la tension aux bornes de l'échantillon. Ce nouveau système de mesure, encore en période de développement, a l'avantage de couper l'injection de courant à travers le circuit Josephson à partir du moment où celui-ci est passée dans son régime resistif. Cette technique permettra de réduire l'échauffement de l'échantillon et ainsi de diminuer le temps de thermalisation de l'échantillon. Par conséquent, le temps de mesure des probabilités d'échappement sera fortement réduit.

3.5 Impulsions radio-fréquences et impulsions continues

Pour réaliser la procédure de mesure quantique proposée dans le chapitre précédent, nous devons appliquer des impulsions en flux à travers le SQUID de quelques nano-secondes pour le système de détection quantique. Afin de mettre en évidence l'oscillation temporelle cohérente d'états dans le SQUID, nous devons réaliser des transformations non adiabatiques à travers le SQUID, grâce à des impulsions en flux. De plus, avec la technique des impulsions DC nano-secondes en flux, des temps de vie plus faibles du SQUID pourront être sondés. Enfin, l'application d'impulsions radio-fréquences permet de mesurer la fréquence plasma d'un SQUID, par une technique de résonance. Nous avons donc installé une ligne coaxiale 50Ω large bande ($[0,20GHz]$) dans la diluette.

3.5.1 La ligne coaxiale large bande à très basses températures

Nous avons installé(Fig.3.2) une ligne coaxiale cryogénique de $300K$ à $1.5K$, et une ligne coaxiale supraconductrice en niobium de $1.5K$ à la température de la boîte à mélange. Nous avons placé à $1.5K$ et sur le porte-échantillon filtré des atténuateurs commerciaux afin de thermaliser la ligne coaxiale et d'atténuer le bruit provenant de $300K$. Afin de tester le montage à froid, nous avons utilisé une technique de mesure de réflexion dépendante du temps (TDR) comme montrée à la Fig.3.11. Nous avons, pour cela, utilisé des impulsions en tension pico-secondes. La technique permettant d'obtenir ces impulsions sera expliquée dans le prochain paragraphe.

La diode tunnel, son déclencheur, le T "magique" et le court-circuit de la Fig.3.11 permettent de réaliser l'impulsion DC pico-secondes en tension. L'impulsion générée traverse une sonde connectée à l'oscilloscope TDS 8000 et est ensuite injectée à travers la ligne coaxiale. La sonde permet de mesurer le signal incident et d'analyser également le signal pouvant être réfléchi par les atténuateurs, le court-circuit à froid, ou tout autre défaut correspondant à la ligne coaxiale. Une analyse du signal réfléchi permet donc d'analyser

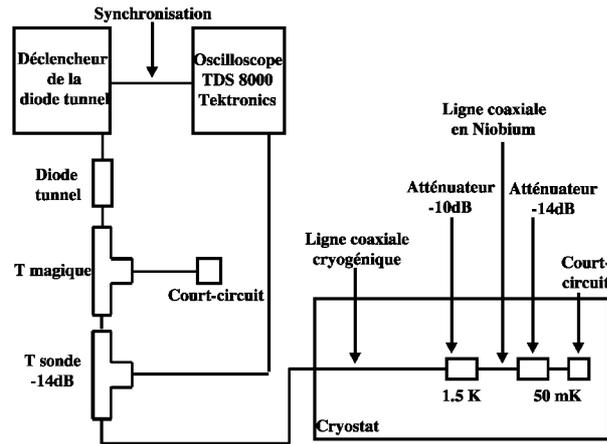


FIG. 3.11: Chaîne de mesure permettant de réaliser des mesures de réflexion dépendantes du temps sur la ligne coaxiale : une impulsion DC pico-secondes est injectée à travers la ligne coaxiale. La sonde reliée à l'oscilloscope permet d'analyser le signal incident et les signaux réfléchis.

les défauts de la ligne coaxiale. Des mesures relatives à ce système ont été réalisées dans les conditions expérimentales, c'est à dire à très basses températures, et sont indiquées à la Fig.3.12.

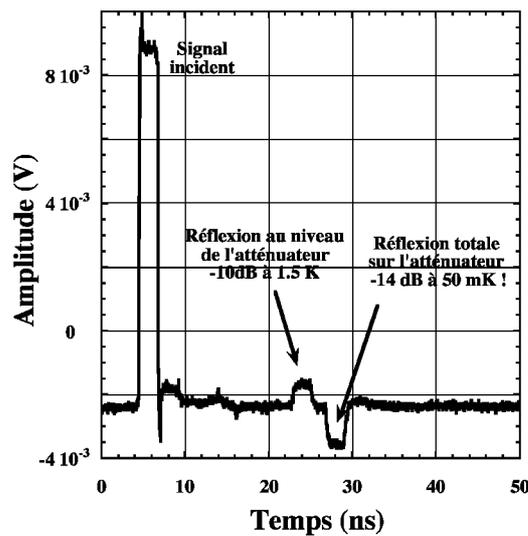


FIG. 3.12: Mesure de réflexion dépendante du temps réalisée sur la ligne coaxiale : cette mesure, réalisée à très basses températures permet d'identifier les défauts de la ligne coaxiale.

La première impulsion de la Fig.3.12 correspond au signal incident. La deuxième est due à une désadaptation au niveau de l'atténuateur à $1.5K$. Le coefficient de réflexion n'est cependant qu'égal à 0.06 et nous n'avons par conséquent pas modifié cet atténuateur. La dernière correspond à une réflexion totale au niveau de l'atténuateur de $-14dB$. Cette réflexion totale met en évidence le caractère supraconducteur de l'atténuateur utilisé à $50mK$. Nous avons par conséquent testé plusieurs atténuateurs à très basses températures afin d'en trouver un efficace¹⁵ à $50mK$. Aucune autre réflexion parasite n'est observée sur cette mesure montrant ainsi la qualité de la ligne coaxiale que nous avons installée.

¹⁵INMET products.

3.5.2 Réalisation d'impulsions pico-secondes de durée variable

Cette partie concerne la réalisation d'impulsions de durées variables ayant un temps de montée inférieur à $100ps$. Les mesures des impulsions ont été réalisées à l'aide d'un oscilloscope à échantillonnage¹⁶ à $300K$. Afin de réaliser ces impulsions, nous utilisons une diode tunnel et son déclencheur¹⁷. Cependant, ce type de système ne génère que des paliers et non des créneaux comme désirés. Nous avons donc intégré au système un "T" magique et une ligne coaxiale à retard variable (Fig.3.13).

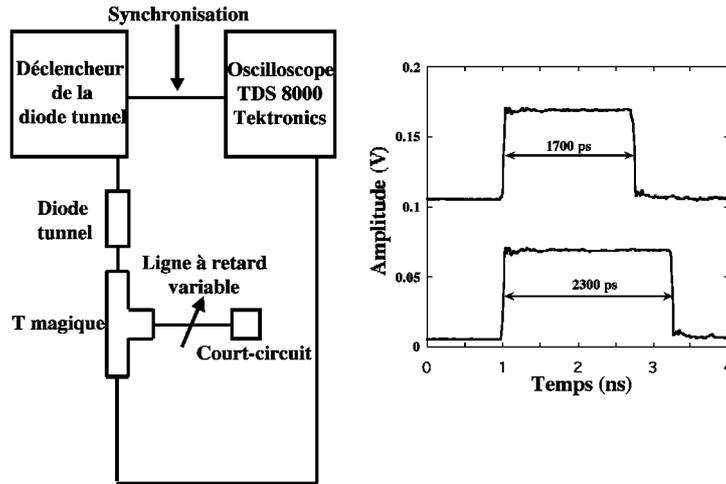


FIG. 3.13: Système de génération des impulsions pico-secondes : le dessin gauche représente le système utilisé pour générer des créneaux de durées variables. La figure de droite est une mesure de deux impulsions pico-secondes de durées différentes.

Le court-circuit de la Fig.3.13 permet de créer une impulsion d'amplitude inverse à celle qui est générée. Après un aller-retour dans la ligne à retard variable, le signal inverse s'ajoute au signal initial, permettant ainsi, en sortie du "T" magique, d'observer des créneaux. La durée minimum de telles impulsions est pour l'instant de l'ordre de $200ps$. La ligne à retard variable nous permet d'augmenter continuellement la durée du créneau, de $1700ps$ à $2300ps$. Pour obtenir des durées plus longues, on introduit des lignes coaxiales en amont ou en aval de la ligne à retard variable. Nous ne pouvons cependant pas, pour l'instant, modifier continuellement la durée des créneaux dans la gamme de $200ps$ à $1700ps$.

Un autre facteur déterminant relatif à ces impulsions est le temps de montée et de descente de celles-ci. La Fig.3.14 présente les mesures réalisées en sortie du "T" à température ambiante des impulsions DC pico-secondes.

Les temps de montée ($23ps$) et de descente ($29ps$) de la Fig.3.14 sont pris entre 20% et 80% de l'amplitude maximale¹⁸. Ils sont inférieurs à la limite d'impulsions non adiabatiques ($100ps$ pour une fréquence plasma de $10GHz$). Il faut cependant prendre en compte le

¹⁶TDS8000, Tektronics.

¹⁷Armexel.

¹⁸Ce système d'impulsions pico-secondes de durées variables que nous avons réalisé est considérablement moins cher que celui utilisé par Nakamura[11] par exemple.

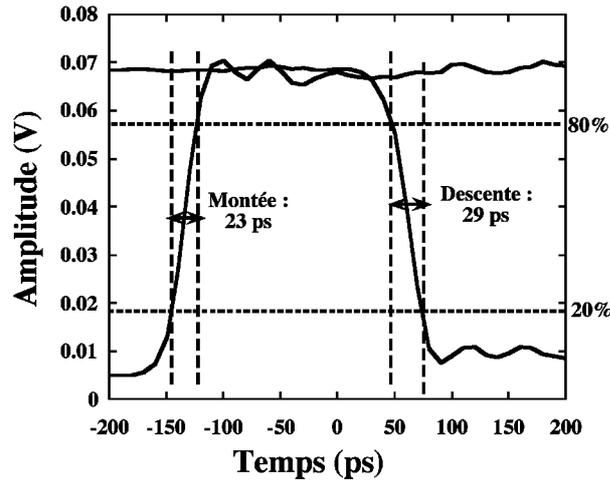


FIG. 3.14: Temps de montée et de descente à chaud des impulsions DC pico-secondes

caractère dissipatif de la ligne coaxiale. Les temps de montée et de descente d'impulsions vues par le SQUID à très basses températures ne seront donc pas les mêmes que ceux mesurés à température ambiante. La ligne coaxiale est légèrement dispersive, et ces temps sont inférieurs à $70ps$ à $50mK$.

3.5.3 Les impulsions radio-fréquences et nano-secondes

La bande passante de la ligne coaxiale utilisée est assez large ($[0,20GHz]$) puisque le temps de montée de $23ps$ d'une impulsion DC pico-secondes en amont de la ligne coaxiale ne passe qu'à $70ps$ en bas de la diluette. Les impulsions radio-fréquences inférieures à $20GHz$, ainsi que les impulsions DC nano-secondes pourront donc être transmises le long de la ligne coaxiale et se coupler à l'échantillon.

Nous avons utilisé deux types de générateurs d'impulsions nano-secondes. Le premier est un générateur de signal de synchronisation¹⁹. L'amplitude de l'impulsion est fixée à $4V$. Le temps de montée est de l'ordre de $5ns$. Le deuxième²⁰ possède deux cartes de génération. Les deux ont les mêmes caractéristiques. Chaque carte possède deux temps de montées différents ($0.8ns$ et $1.6ns$), et l'amplitude est continuellement modifiable de $0V$ à $3.8V$. Afin de diminuer le dépassement de consigne en amplitude lié à ce générateur, nous introduisons, selon les mesures que nous voulons réaliser, des filtres RC en sortie de carte afin d'atténuer ce dépassement. Le temps de montée est alors modifié et est de l'ordre de $20ns$. En fonction des expériences réalisées, nous utilisons seulement une sortie pour générer des impulsions nano-secondes à travers le SQUID, et/ou la deuxième comme signal de synchronisation du générateur d'impulsions radio-fréquences²¹.

Le système que nous avons développé nous permet d'injecter le long de la ligne coaxiale, grâce à un "T", deux types d'impulsions. Ces impulsions sont synchronisées avec les impulsions en courant générées le long des lignes DC. Nous pouvons donc "jouer" de façon

¹⁹Standford, DG534, prêté par Yan Pennec du laboratoire Louis Néel.

²⁰Agilent, 81110A.

²¹HP 83630A, prêté par le groupe de Laurent Lévy, du LCMI.

synchronisée avec deux paramètres extérieures : le courant I traversant le système Josephson et le courant critique I_c du SQUID par l'intermédiaire des impulsions en flux. Les impulsions radio-fréquences sont, dans notre système, utilisées afin de mesurer la fréquence plasma d'un SQUID, par une technique d'activation résonante.

3.6 Réalisation des échantillons

Tous les échantillons mesurés ont été réalisés au laboratoire. Nous avons pour cela utilisé les techniques de micro-électronique accessible grâce au service de micro- et nanofabrication (Nanofab) du CRTBT. La réalisation des échantillons consiste en différentes étapes : l'étalement et le recuit des résines, l'insolation électronique et le développement, et enfin, l'évaporation sous angles et le "lift-off". Pour réaliser les circuits Josephson, nous avons optimisé²² un procédé afin d'obtenir des jonctions à larges surfaces de recouvrement ($\approx 10\mu m^2$).

3.6.1 Etalement des résines et recuit

Le dépôt de résine est réalisé sur un substrat en silicium oxydé. Nous avons préféré ce type de substrat à un substrat en silicium afin de pouvoir tester nos échantillons à température ambiante. Les résines utilisées sont électron-sensibles, c'est à dire que les régions exposées à un faisceau d'électrons se dissolvent dans un solvant adapté, appelé développeur.

Afin de réaliser des jonctions ayant une large surface de recouvrement en utilisant une technique d'évaporation sous angles, nous avons utilisé un processus bi-couche. Deux types de résines ont été utilisées. Elles diffèrent par leur sensibilité à une exposition à un faisceau d'électrons. La première couche déposée sur le substrat est un mélange de PMMA (Poly-Méthyl-Méta-Acrylate) avec son dérivé acide (Poly-Méthyl-Méta-Acrylic-Acide), couramment appelé PMMA/MAA. La hauteur de cette première est de l'ordre de $450nm$. Afin d'augmenter la hauteur de la couche en PMMA/MAA²³, une deuxième couche de hauteur équivalente est déposée afin d'obtenir une épaisseur totale de PMMA/MAA égale à $900nm$. La dernière couche, de hauteur $250nm$, est en PMMA. Les résines sont déposées sur le substrat par rotation. L'épaisseur du dépôt de résine obtenue dépend essentiellement de la vitesse de rotation exercée. Les solvants inclus dans les résines utilisées sont ensuite évaporés par recuit. L'homogénéité de la couche déposée dépend essentiellement de la géométrie et de la propreté du substrat. En effet, les résines étalées tendent à former des sur-épaisseurs dans les angles du substrat et sur les poussières. Les différents paramètres de dépôt des résines et de recuit sont donnés dans le Tab.3.1.

²²Nous avons adapté un process développé par Benedetta Camarota au cours de son Post. Doc. au sein du laboratoire.

²³Référence *All Resist* : AR-P 619 – 06.

Substrat	silicium recouvert de 2000nm de silicium oxydé
1 ^{ère} couche	PMMA/MAA (33%) dilué à 6% dans de l'ethyl-lactate
Accélération	2000 tours/min
Vitesse	2000 tours/min pendant 45s
Recuit	180° C pendant 3min et 30s
2 ^{ème} couche	PMMA/MAA (33%) dilué à 6% dans de l'ethyl-lactate
Accélération	2000 tours/min
Vitesse	2000 tours/min pendant 45s
Recuit	180° C pendant 5min
3 ^{ème} couche	PMMA (950K) dilué à 4% dans de l'ethyl-lactate
Accélération	5000 tours/min
Vitesse	5000 tours/min pendant 30s
Recuit	160° C pendant 5min

TAB. 3.1: Paramètres d'étalement et de recuit des résines : La première couche composée de deux couches de PMMA/MAA a une épaisseur de 900nm. Celle composée de PMMA a une hauteur de 250nm.

3.6.2 L'insolation électronique et le développement

Après l'étape d'étalement et de recuit des résines, il nous faut maintenant créer le motif voulu dans cette résine. Pour cela, un microscope électronique à balayage permet d'exposer les zones voulues de la résine à l'aide d'un faisceau d'électrons. Toutes les zones insolées seront ensuite dissoutes. La résolution d'une insolation électronique est limitée par la taille du faisceau d'électrons. Plus le motif insolé est grand, plus le diamètre du faisceau est grand. Nous ne sommes pas limités pour l'insolation des petits motifs relatifs aux jonctions. Nous sommes cependant limités dans l'insolation de longues ($\approx 1mm$) lignes de faibles largeurs²⁴.

Les étapes de la lithographie électronique sont représentées sur la Fig.3.15. On utilise un substrat recouvert des couches de résines voulues (étape a)). L'insolation électronique de l'étape b) consiste à dessiner dans la résine un motif préalablement défini en utilisant un faisceau d'électrons. Les doses utilisées pour l'insolation sont de l'ordre de $200\mu C/cm^2$. Le processus de développement, permettant de retirer la résine des zones insolées, comprend trois étapes successives. L'échantillon insolé est tout d'abord placé dans un mélange à un volume de MIBK (Méthyl-Iso-Butyl-Ketone) pour trois volumes d'IPA (Isopropanol) pendant 30s. Cette étape permet d'ouvrir la résine supérieure et de développer le copolymère de la couche inférieure. Dans une deuxième étape, correspondante à un rinçage, l'échantillon est placé dans de l'IPA durant 5s. Cette étape sert à diluer le MIBK restant avant la dernière étape. Cette dernière étape de 1min dans l'IPA permet d'accroître le

²⁴Nous aurions aimé obtenir une largeur de 200nm ou moins. Nous verrons plus tard les dimensions caractéristiques de ces lignes.

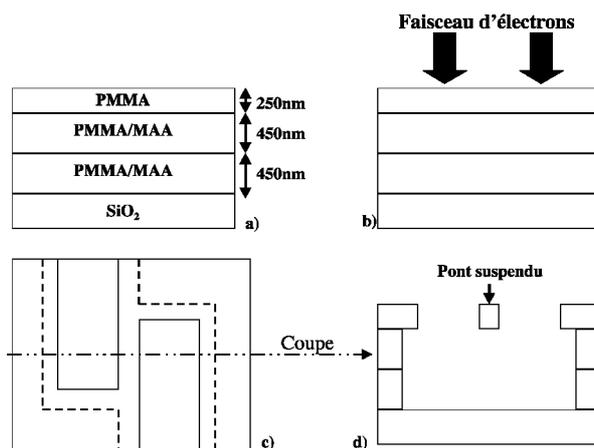


FIG. 3.15: L'insolation électronique et le développement : le substrat initial est recouvert de trois couches de résines (étape a)). Un faisceau d'électrons irradie, selon un motif prédéfini, la couche (étape b)). Un développement standard permet de diluer, et par conséquent de retirer les zones insolées (étapes c) et d)). Cette technique permet d'obtenir des ponts suspendus.

retrait de la résine inférieure.

Les dessins c) et d) de la Fig.3.15 représentent un motif dans une couche de résine préalablement insolée et développée. La résine inférieure ayant été développée préférentiellement, on observe un retrait de résine par rapport à la couche supérieure. Cette technique de bicouche permet l'obtention de ponts suspendus, nécessaire à l'obtention de jonctions par évaporation sous angles.

La Fig.3.16 est une photographie au microscope électronique du motif d'un SQUID obtenu après les étapes d'insolation et de développement. On observe des retraits plus importants pour la résine inférieure par rapport à la résine supérieure. On observe très clairement le pont suspendu de longueur égale à $10\mu\text{m}$.

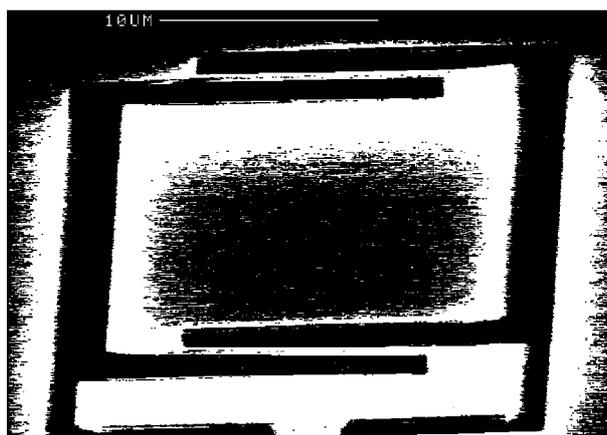


FIG. 3.16: Photographie au microscope électronique du motif en résine d'un SQUID.

Un grossissement d'un pont suspendu est montré à la Fig.3.17. Sa longueur, sa hauteur et sa largeur sont respectivement $10\mu\text{m}$, 250nm et 250nm . Nous avons essayé d'obtenir des ponts plus long ($\approx 15\mu\text{m}$). Nous avons cependant observé un affaissement du pont.

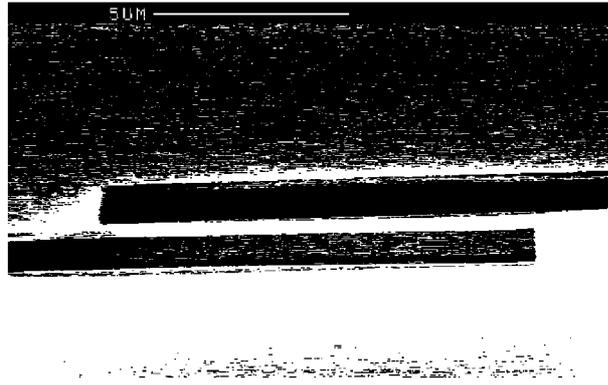


FIG. 3.17: Photographie au microscope électronique du micropont d'un SQUID : la longueur et la largeur du pont sont respectivement de l'ordre de $10\mu\text{m}$ et 250nm .

3.6.3 Le dépôt métallique, l'oxydation et le "lift-off"

Après la réalisation du motif du SQUID ou d'une jonction unique dans la résine, il reste à réaliser les dépôts métalliques (dans notre cas, l'aluminium), l'étape d'oxydation, et le "lift-off". Cette dernière étape consiste à dissoudre la résine restante, et par conséquent à retirer le métal déposé sur cette résine.

La technique utilisée pour les dépôts métalliques est le dépôt thermique. On place l'échantillon composé du motif dans un bâti permettant d'obtenir des pressions de l'ordre de 10^{-6}mBar durant le dépôt. Dans le bâti, la charge à évaporer est placée dans un creuset traversé par un fort courant (de l'ordre de 40 Ampères). Par effet Joule, la charge métallique fond, s'évapore et se dépose alors sur l'échantillon.

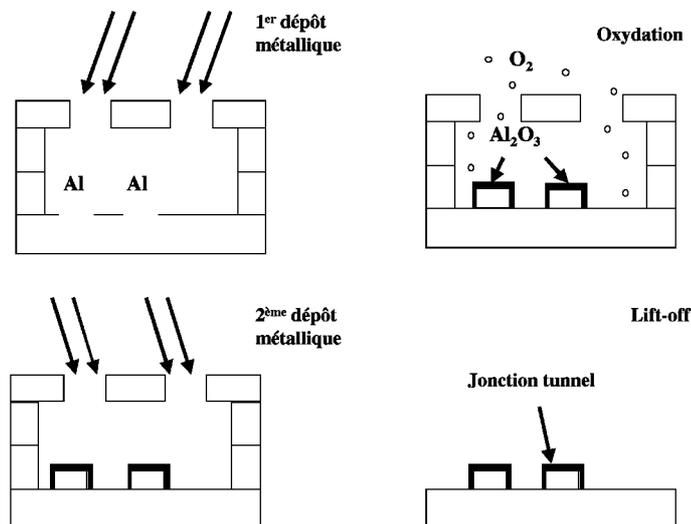


FIG. 3.18: Processus d'évaporation sous angles et d'oxydation : la longueur et la largeur du pont suspendu sont respectivement de l'ordre de $10\mu\text{m}$ et 250nm .

La Fig.3.18 représente les quatre étapes successives relatives à l'obtention d'un échantillon prêt à être connecté. La première étape est le premier dépôt métallique sous angle.

On dépose typiquement 10nm d'aluminium sous un angle de 45° ou 30° , selon la surface en regard des deux électrodes métalliques voulue. La deuxième étape est l'oxydation du premier dépôt métallique. On la réalise en injectant de l'oxygène pur à une pression allant de $4 \times 10^{-3}\text{mBar}$ à $2 \times 10^{-1}\text{mBar}$ selon les paramètres de jonctions voulus. La troisième étape consiste à évaporer un deuxième dépôt métallique à un angle opposé au premier dépôt. On obtient ainsi une superposition $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}$ au niveau du pont suspendu. Cette superposition d'une barrière isolante entre deux armatures métalliques nous donne une jonction tunnel. La dernière étape consiste à évacuer du substrat tout ce qui n'est pas utile, c'est à dire la résine et le dépôt métallique évaporé sur la résine restante. On plonge pour cela l'échantillon dans un bain d'acétone pendant une trentaine de minutes. Des photographies optiques des échantillons obtenus sont par exemple montrées aux Fig.5.13 et 6.1.

3.7 Conclusion

Durant ma thèse, nous avons réalisé et mis au point une diluette et son système de mesure bas bruit. Il permet de réaliser des mesures à l'équilibre et des mesures dynamiques sur des circuits Josephson.

Un système de filtrage a été développé et réalisé. Ce type de filtrage s'est avéré essentiel pour nos mesures, mais également pour les mesures d'Emmanuelle Serret[38]. Nous avons développé une technique de mesure utilisant des impulsions DC en courant afin de mesurer, par exemple, la statistique du courant d'échappement de circuits Josephson hystériques. La programmation a permis d'automatiser en partie les mesures. Une ligne coaxiale radio-fréquence a été introduite dans le cryostat, et nous avons développé une technique d'impulsions DC pico-secondes de durée modifiable. Nous avons de plus la possibilité de coupler des impulsions radio-fréquences et des impulsions DC nano-secondes à un SQUID. Cette technique de mesure devrait nous permettre d'analyser la fréquence plasma d'un SQUID, son temps de vie de l'état de tension nulle dans la gamme des nano-secondes, mais également son facteur de qualité, et par conséquent son temps de relaxation.

Le développement technique que nous avons réalisé est nécessaire afin de réaliser les expériences d'oscillations temporelles cohérentes d'états dans un circuit Josephson sous l'influence d'une impulsion en flux non adiabatique(voir Para.2.1). Ce développement sera également utile pour réaliser l'expérience de la procédure de mesure quantique proposée(voir Para.2.2). Les échantillons ont été réalisés au sein du laboratoire, dans les salles de Nanofab.

Personnellement, ce développement technique m'a apporté un grand plaisir puisque j'ai participé du début à la fin au développement technique d'une expérience me permettant d'apprendre et de comprendre la technique de filtrage, la programmation, l'électronique de mesure bas bruit, le domaine des radio-fréquences, la cryogénie et les techniques de micro-lithographie électronique.

Dans un premier temps, nous voulions vérifier si le système expérimental développé et l'environnement inductif utilisé étaient adaptés aux types de mesures que nous voulions réaliser. Deux questions principales se sont alors posées : l'expérience était-elle suffisamment optimisée afin d'atteindre le régime quantique d'effet tunnel macroscopique (MQT) d'une jonction Josephson ? Quel était l'effet d'un environnement inductif sur les mesures d'une jonction Josephson hystérétique ?

Ce chapitre sera divisé en trois parties. Nous traiterons de la dynamique de phase d'une jonction Josephson dans une première partie. La deuxième partie traitera des probabilités d'échappement d'une jonction Josephson hystérétique. Dans cette partie, nous discuterons de l'effet de l'environnement inductif sur les processus d'échappement de la jonction. Nous présenterons, dans une dernière partie, les résultats expérimentaux de mesures effectuées sur deux jonctions Josephson ayant des courants critiques différents.

4.1 Dynamique de la phase quantique macroscopique

4.1.1 Modèle RCSJ

Afin de décrire la dynamique de la différence de phase à travers une jonction Josephson, nous pouvons utiliser un modèle "électrique", permettant d'identifier une jonction Josephson à un circuit électrique composé d'un élément purement Josephson, d'une capacité C_J et d'une résistance en parallèle R . Une jonction Josephson dans ce modèle "électrique" est représentée à la Fig.4.1.

En utilisant le modèle RCSJ, on peut calculer le courant I_{DC} traversant la jonction. Il est la somme des courants I_R , I_C et I_J traversant respectivement la partie résistive, la capacité et l'élément purement Josephson. Utilisons maintenant les équations Josephson[39]. La première relie le courant I_J à la différence de phase φ , et au courant critique I_C de la jonction : $I_J = I_C \sin \varphi$. La deuxième exprime la relation entre la dérivée temporelle de φ et la tension V aux bornes de la jonction : $V = \frac{\Phi_0}{2\pi} \dot{\varphi}$ où $\Phi_0 = h/2e$. On obtient :

$$I_{DC} = I_C + I_R + I_J = C_J \left(\frac{\Phi_0}{2\pi} \right) \ddot{\varphi} + \frac{1}{R} \left(\frac{\Phi_0}{2\pi} \right) \dot{\varphi} + I_C \sin \varphi \quad (4.1)$$

On peut réécrire cette Eq.4.1 sous la forme :

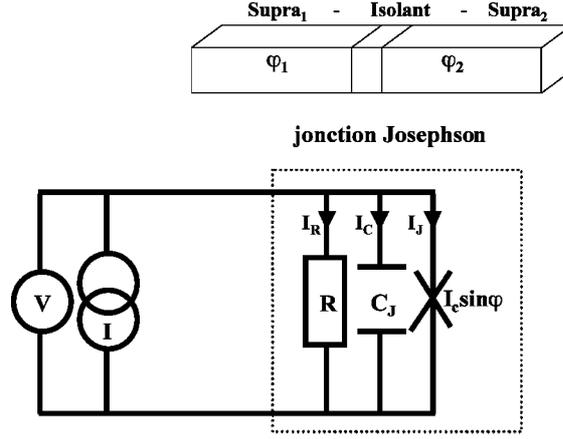


FIG. 4.1: Modélisation d'une jonction Josephson par un circuit "électrique" : cette modélisation est appelée le modèle RCSJ pour Resistive and Capacitive Shunted Junction.

$$C_J \left(\frac{\phi_0}{2\pi} \right)^2 \ddot{\varphi} + \frac{1}{R} \left(\frac{\phi_0}{2\pi} \right)^2 \dot{\varphi} + \frac{\partial U(\varphi)}{\partial \varphi} = 0 \quad (4.2)$$

avec

$$U(\varphi) = -E_J \left(\cos \varphi + \frac{I_{DC}}{I_C} \varphi \right) \quad (4.3)$$

où $E_J = \Phi_0 I_C / 2\pi$ est l'énergie Josephson de la jonction. Le potentiel $U(\varphi)$, connu sous l'appellation de tôle ondulée[22, 23], est montré à la Fig.4.2. Ce potentiel n'est périodique que pour $I_{DC} = 0$. Les extrémums sont périodiques de période 2π en "position" selon l'abscisse.

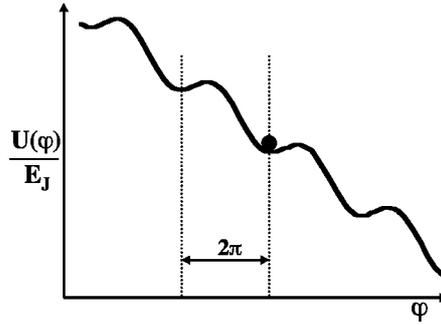


FIG. 4.2: Potentiel $U(\varphi)$ de la tôle ondulée renormalisé par l'énergie Josephson E_J .

La dynamique d'une particule classique de masse M , dont la position est donnée par x , évoluant dans un potentiel $U(x)$ et soumis à une force de frottement \mathcal{F} , obéit à l'équation de mouvement suivante :

$$M\ddot{x} + \mathcal{F}\dot{x} + \frac{dU(x)}{dx} = 0 \quad (4.4)$$

En supposant que la différence de phase φ est équivalente à la position x d'une particule dans le potentiel $U(x)$, on peut alors effectuer une analogie mécanique où les paramètres équivalents entre le modèle RCSJ et l'évolution dynamique de la particule classique sont notés au Tab.4.1.

Mécanique classique	Paramètre équivalent pour la jonction Josephson
Position x	φ
Vitesse \dot{x}	$\dot{\varphi}$
Accélération \ddot{x}	$\ddot{\varphi}$
Masse M	$C_J(\frac{\phi_0}{2\pi})^2$
Frottement \mathcal{F}	$\frac{1}{R}(\frac{\phi_0}{2\pi})^2$
Potentiel $U(x)$	$U(\varphi) = -E_J(\cos \varphi + \varphi I_{DC}/I_C)$

TAB. 4.1: Analogie mécanique entre l'évolution de la différence de phase à travers la jonction Josephson, et la dynamique d'une particule de masse M dont la position est donnée par x .

L'étude classique de la dynamique de la différence de phase φ à travers la jonction est donc équivalente à l'étude de la dynamique d'une particule classique. Sa masse M est proportionnelle à la capacité C_J de la jonction. Elle subit une force de frottement \mathcal{F} inversement proportionnelle à la résistance R en parallèle à la jonction, et évolue dans un potentiel $U(\varphi)$ dont la forme est une fonction du courant I_{DC} injecté à travers la jonction.

4.1.2 Paramètres du puits de potentiel

Intéressons nous à l'évolution de la particule de masse M piégée dans un puits de potentiel (Fig.4.3). La particule est dans une position métastable. En effet, cette particule peut osciller à sa fréquence caractéristique propre, nommée fréquence plasma ω_p dans le cas d'une jonction Josephson, ou s'échapper de son puits de potentiel de hauteur finie ΔU .

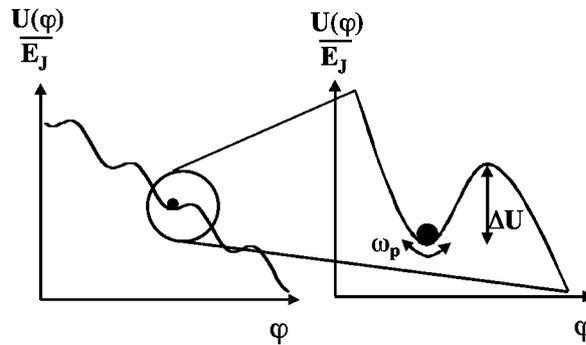


FIG. 4.3: Le puits de potentiel, une position métastable pour la particule : ω_p est la fréquence plasma, ΔU est la hauteur de barrière.

Pour obtenir ΔU , il faut déterminer les extrémums φ_1 et φ_2 de $U(\varphi)$. La hauteur de barrière ΔU est alors définie par $\Delta U = U(\varphi_2) - U(\varphi_1)$. On obtient :

$$\Delta U = E_J \left[2 \cos \left(\arcsin \left(\frac{I_{DC}}{I_C} \right) \right) + \frac{I_{DC}}{I_C} \left(2 \arcsin \left(\frac{I_{DC}}{I_C} \right) - \pi \right) \right] \quad (4.5)$$

Une solution approximée s'obtient par développement limité en φ de $U(\varphi)$ à l'ordre 3. En déterminant les extrémums de $U(\varphi)$ dans la limite où $I \lesssim I_C$, on obtient alors :

$$\Delta U = \Delta U_0 (1 - I_{DC}/I_C)^{\frac{3}{2}} \quad \text{avec} \quad \Delta U_0 = \frac{4I_C \phi_0 \sqrt{2}}{6\pi} \quad (4.6)$$

La hauteur de barrière est modifiable selon le paramètre extérieur I_{DC} qui représente le courant injecté à travers la jonction Josephson. Plus ce courant est grand, tout en restant inférieur au courant critique I_C de la jonction, plus la hauteur de barrière ΔU est faible.

Déterminons maintenant la fréquence plasma de la jonction Josephson. Elle dépend de la courbure au fond du puits de potentiel ainsi que de la masse M de la particule. La fréquence plasma de la jonction est donnée[40] dans la limite où $I_{DC} \ll I_C$ par :

$$\omega_p = \omega_{p0} \left(1 - \left(\frac{I_{DC}}{I_C} \right)^2 \right)^{\frac{1}{4}} \quad \text{avec} \quad \omega_{p0} = \sqrt{\frac{2\pi I_C}{\phi_0 C_J}} \quad (4.7)$$

La fréquence plasma est également modifiable avec le courant I_{DC} injecté à travers la jonction, et ω_p décroît lorsque I_{DC} augmente. Dans la limite où $I_{DC} \lesssim I_C$, la fréquence plasma est donnée par $\omega_p = 2^{1/4} \omega_{p0} (1 - I_{DC}/I_C)^{\frac{1}{4}}$.

4.2 Echappement d'un puits de potentiel métastable

L'étude du taux d'échappement d'une jonction Josephson unique d'un puits de potentiel métastable fait intervenir la fréquence propre d'oscillation ω_p de la particule au fond du puits et la hauteur de barrière donnée par ΔU . Dans un premier temps, nous allons rappeler les taux d'échappement dans le régime d'Activation Thermique (AT) et dans le régime d'effet tunnel macroscopique (MQT) d'une jonction Josephson sous-amortie. Nous verrons ensuite que l'environnement d'une jonction à une température T induit un bruit, et plus exactement induit sur la jonction des fluctuations de courant, modifiant les processus d'échappement. Nous nous intéresserons donc à l'influence de l'environnement, et plus précisément à l'effet d'un environnement inductif sur les mesures de taux d'échappement d'une jonction Josephson. Nous montrerons finalement l'équivalence entre les mesures de

taux d'échappement et celles de probabilités d'échappement. Nous étudierons la largeur des probabilités d'échappement dans les régimes d'AT et de MQT, tout d'abord sans introduire l'effet des fluctuations de courant induites par l'environnement à la température T , puis en prenant en compte ces fluctuations.

4.2.1 Taux d'échappement d'une jonction Josephson sous-amortie

Nous nous limiterons ici, et par la suite, à l'étude des jonctions Josephson sous-amorties, c'est à dire à l'étude des jonctions dont le facteur de qualité Q égal à $RC_J\omega_p$ est largement supérieur à un.

Les taux d'échappement d'une particule dans un puits de potentiel de la forme d'une tôle ondulée, que ce soit par activation thermique ou par effet tunnel macroscopique, sont tous deux de la forme :

$$\Gamma = Ee^{-F} \quad (4.8)$$

En utilisant toujours l'analogie mécanique, la particule dans son puits de potentiel a une certaine probabilité de s'échapper. Cette probabilité doit être fonction du nombre de fois où la particule vient sonder la barrière, c'est à dire de la fréquence plasma ω_p de la jonction. Mais dans le régime d'AT, cette probabilité est également fonction de la hauteur de barrière ΔU , et de l'énergie kT fournie à la particule. Le taux d'échappement $\Gamma_0(T)$ d'une jonction Josephson dans son régime thermique, sans prendre en compte l'effet des fluctuations quadratiques moyennes de courant induites par l'environnement, est donné[41] par :

$$\Gamma_0(T) = \frac{\omega_p}{2\pi} e^{-\frac{\Delta U}{kT}} \quad (4.9)$$

Le préfacteur peut être renormalisé par un paramètre a_q dépendant de l'environnement[42]. Cependant, dans la limite où le facteur de qualité est largement supérieur à un, le facteur a_q est de l'ordre de un, et nous ne le prendrons plus en compte par la suite.

Dans le régime d'effet tunnel macroscopique, le taux d'échappement $\Gamma_{MQT}(0)$ d'une jonction à température nulle a été étudié par Caldeira et Leggett[24]. $\Gamma_{MQT}(0)$ est donné par :

$$\Gamma_{MQT}(0) = Ae^{-B} \quad (4.10)$$

où A et B sont des fonctions de ΔU et ω_p , mais également du facteur de qualité Q de la jonction :

$$A = \frac{\omega_p}{2\pi} \left(\frac{\Delta U}{\hbar\omega_p} \right)^{\frac{1}{2}} \chi(\alpha) \quad \text{et} \quad B = \frac{\Delta U}{\hbar\omega_p} s(\alpha) \quad (4.11)$$

où α est une fonction du facteur de qualité Q de la jonction : $\alpha = \frac{1}{2Q}$. Dans le cas d'une jonction sous-amortie, les fonctions $s(\alpha)$ et $\chi(\alpha)$ sont données[24] par des développements limités à l'ordre deux de α . Dans la limite où $Q \gg 1$, on obtient :

$$A = \frac{\omega_p}{2\pi} \left(\frac{\Delta U}{\hbar\omega_p} \right)^{\frac{1}{2}} 12\sqrt{6\pi} \quad \text{et} \quad B = \frac{36}{5} \frac{\Delta U}{\hbar\omega_p} \quad (4.12)$$

En conclusion, dans les régimes d'AT et de MQT, les taux d'échappement $\Gamma_0(T)$ et $\Gamma_{MQT}(0)$ sont des fonctions de ω_p et ΔU qui sont elles même des fonctions du courant I_{DC} appliqué. On remarque que dans la limite utilisée où $Q \gg 1$, l'effet de l'environnement n'apparaît pas directement dans les équations relatives aux taux d'échappement de la jonction.

Un dernier paramètre peut être introduit : la température de cross-over T_0 définissant la limite en température entre le régime d'AT et de MQT. Ce paramètre a été calculé[43] dans la limite où le facteur de qualité $Q \gg 1$. On a :

$$T_0 = \frac{\hbar\omega_p}{2\pi k} \quad (4.13)$$

Cependant, T_0 a été calculé pour un environnement résistif. Nous supposons que l'Eq.4.13 s'applique à l'environnement inductif que nous utilisons dans la limite où $Q \gg 1$.

4.2.2 Effet d'un environnement sur l'échappement d'une jonction Josephson

L'environnement d'une jonction correspond à tous les systèmes physiques, autres que la jonction Josephson, qui agissent sur la dynamique de la jonction. Il peut donc s'agir des fluctuations de charges ou de flux, mais aussi d'éléments électroniques discrets, tels que des capacités, des résistances ou des inductances. Nous allons par la suite nous intéresser à l'influence des éléments électroniques modélisables sous la forme de composants discrets. Les éléments résistifs, à une température T , vont induire des fluctuations quadratiques moyennes de courant $\langle \delta I_{th}^2 \rangle$ à travers la jonction. Ces fluctuations vont par conséquent introduire des variations de la hauteur de barrière ΔU , et de la fréquence plasma ω_p de la jonction. Ces paramètres entrent en compte dans les taux d'échappement du régime MQT et du régime d'AT. Les taux d'échappement d'une jonction, possédant un environnement à une température T , dans le régime MQT et dans le régime d'AT vont donc être modifiés.

4.2.2.1 Effet de l'environnement sur le régime d'effet tunnel macroscopique

L'effet de l'environnement sur l'échappement d'une jonction Josephson dans le régime MQT a été étudié par de nombreux groupes. Nous utiliserons le traitement discuté par Martinis et Grabert[44] dans ce paragraphe. Dans le régime MQT, où $T \ll T_0$, seuls les modes de fluctuations de courant ayant une fréquence caractéristique $\omega_I \ll \omega_p$ seront thermiquement occupés. Ces modes vont introduire de faibles fluctuations de courant δI , modifiant ainsi l'échappement à température nulle dans le régime MQT. On a :

$$\Gamma_{I+\delta I}(0) = \Gamma_{MQT}(0)e^{-\frac{\partial B}{\partial I}\delta I} \quad (4.14)$$

où $\Gamma_{MQT}(0)$ est défini par l'Eq.4.10, et B par l'Eq.4.12. On peut alors déterminer le taux d'échappement $\Gamma_{MQT}(T)$ de la jonction Josephson dans son environnement à une température T , en déterminant les fluctuations moyennes de $\Gamma_{I+\delta I}(0)$. On obtient :

$$\Gamma_{MQT}(T) = \langle \Gamma_{I+\delta I_{th}}(0) \rangle_T = \Gamma_{MQT}(0)e^{\frac{1}{2}\left(\frac{\partial B}{\partial I}\right)^2 \langle \delta I_{th}^2 \rangle} \quad (4.15)$$

où $\langle \delta I_{th}^2 \rangle$ représente les fluctuations quadratiques moyennes de courant induites par un environnement à une température T . On a supposé que la distribution des fluctuations en courant suit une distribution gaussienne. Dans ce régime, on remarque que la température n'agit sur le processus d'échappement de la jonction que par l'intermédiaire de l'environnement à la température T .

4.2.2.2 Effet de l'environnement sur le régime d'activation thermique

Dans le régime d'AT, on peut traiter l'effet de l'environnement sur l'échappement de la même manière que précédemment si on ne considère que des modes d'environnement ayant une fréquence caractéristique ω_I inférieure à ω_p . Les fluctuations en courant induites par l'environnement vont induire des fluctuations de la hauteur de barrière qui vont modifier le taux d'échappement $\Gamma_T(T)$. On a :

$$\Gamma_T(T) = \Gamma_0(T)e^{-\frac{\partial(\Delta U/kT)}{\partial I}\delta I} = \Gamma_0(T)e^{\frac{1}{2(kT)^2}\left(\frac{\partial \Delta U}{\partial I}\right)^2 \langle \delta I_{th}^2 \rangle} \quad (4.16)$$

où $\Gamma_0(T)$, défini par l'Eq.4.9, représente le taux d'échappement sans considérer l'environnement à la température T . $\langle \delta I_{th}^2 \rangle$ donne les fluctuations quadratiques moyennes du courant induit par l'environnement pour les modes ω_I . L'environnement renormalise donc le taux d'échappement en introduisant une fonction dépendante des fluctuations quadratiques moyennes de courant $\langle \delta I_{th}^2 \rangle$ induites par celui-ci.

4.2.3 Environnement inductif

Nous avons décidé d'utiliser un environnement inductif pour diverses raisons. Il s'agit tout d'abord d'un environnement non dissipatif. En effet, les inductances sont créées par des fils de liaisons ou des filaments micro-lithographiés tous deux en aluminium et

donc supraconducteurs aux très basses températures. D'autre part, la présence de l'inductance tend à considérablement augmenter le facteur de qualité de la jonction. En effet, considérons l'environnement modélisé à la Fig.4.4, et calculons le facteur de qualité correspondant. Pour cela, utilisons les paramètres suivants : $I_C = 1\mu A$, $I_{DC} = 0.9\mu A$, $C_J = 1pF$, $R_{env} = 17\Omega$, $C_{env} = 50pF$ et $L_{env} = 5nH$. Il s'agit ici de paramètres expérimentaux typiques, reliés à nos mesures. I_{DC} est le courant injecté à travers la jonction. Si nous prenons en compte l'inductance L_{env} , on obtient un facteur de qualité de l'ordre de 5500 pour $\omega_p/2\pi = 5.9GHz$. Si nous ne prenons pas en compte cette inductance, le facteur de qualité est très inférieur à l'unité à la même fréquence plasma. En intégrant cette inductance L_{env} , l'environnement vu par la jonction au voisinage de ω_p sera inductif. Il ne conduira de plus qu'à une petite correction de la fréquence plasma intrinsèque de la jonction dès que $\Phi_0/(2\pi I_C(1 - (I/I_C)^2)^{1/2}) \ll L_{env}$.

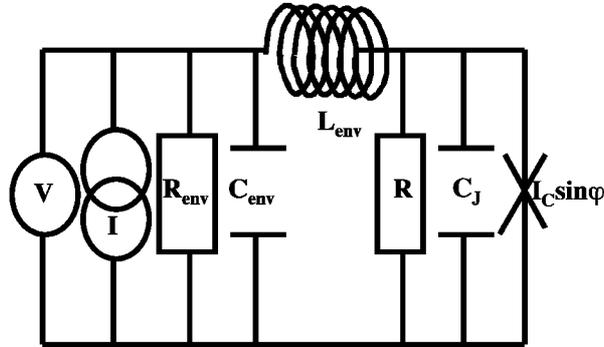


FIG. 4.4: Modélisation de l'environnement utilisé : il s'agit d'un environnement simplifiable par une résistance R_{env} et une capacité C_{env} en parallèle avec la jonction, et une inductance L_{env} en série.

Calculons les fluctuations quadratiques moyennes de courant $\langle \delta I_{th}^2 \rangle$ induites par l'environnement expérimental modélisé à la Fig.4.4. Nous utilisons pour cela le théorème de fluctuation-dissipation. Il relie la dissipation d'énergie au cours de processus irréversibles et les fluctuations thermiques à l'équilibre. Les fluctuations quadratiques moyennes de courant sont alors données par :

$$\langle \delta I_{th}^2 \rangle = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty d\omega \hbar \omega n(\omega) Re[Y(\omega)] \quad (4.17)$$

où $Re[Y(\omega)]$ représente la partie réelle de l'admittance de l'environnement utilisé, et $\hbar \omega n(\omega)$ est l'énergie moyenne du mode de fréquence ω , où $n(\omega)$ est donné par :

$$n(\omega) = \frac{1}{2} \coth \frac{\hbar \omega}{2kT} \quad (4.18)$$

Pour $T = 0$, $n(\omega) = 1/2$ représente les fluctuations quantiques de point zéro. Dans la limite où $2kT < \hbar \omega$, quelques modes seront occupés, mais le mode dominant reste

celui de point zéro. Dans la limite où $2kT \gg \hbar\omega$, les modes occupés thermiquement sont prédominants par rapport au mode de point zéro. La partie réelle de l'admittance de notre environnement est donnée par :

$$Re[Y(\omega)] = \frac{1}{R_{env}} \frac{1}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{L_{env}C_{env}}^2}\right)^2 + \frac{\omega^2}{\omega_{L_{env}R_{env}}^2}} \quad (4.19)$$

$$\text{avec} \quad \omega_{L_{env}C_{env}} = \frac{1}{\sqrt{L_{env}C_{env}}} \quad \text{et} \quad \omega_{L_{env}R_{env}} = \frac{R_{env}}{L_{env}} \quad (4.20)$$

Dans la limite où $2kT \gg \hbar\omega_{L_{env}C_{env}}$ ou bien $2kT \gg \hbar\omega_{L_{env}R_{env}}$, alors $n(\omega) \approx kT/\hbar\omega$ et l'Eq.4.17 se simplifie sous la forme :

$$\langle \delta I_{th}^2 \rangle = \frac{2}{\pi} kT \int_0^\infty d\omega Re[Y(\omega)] \quad (4.21)$$

En introduisant l'Eq.4.19 dans l'Eq.4.21, et en utilisant $\xi = \omega_{L_{env}C_{env}}/\omega_{L_{env}R_{env}}$, on peut réécrire $\langle \delta I_{th}^2 \rangle$ sous la forme :

$$\langle \delta I_{th}^2 \rangle = \frac{2\xi kT}{\pi L_{env}} \int_0^\infty dx \frac{1}{1 + x^2(\xi^2 - 2)^2 + x^4} \quad (4.22)$$

L'intégrale est égale à $\pi/2\xi$. Les fluctuations quadratiques moyennes de courant $\langle \delta I_{th}^2 \rangle$, induites par notre environnement modélisé à la Fig.4.4, sont donc données par :

$$\langle \delta I_{th}^2 \rangle_{L_{env}} = \frac{kT}{L_{env}} \quad (4.23)$$

Ce résultat peut sembler incohérent en premier lieu car il exprime que les fluctuations $\langle \delta I_{th}^2 \rangle$ sont induites par un élément non dissipatif. Ce n'est pas le cas. Le bruit généré par notre environnement est créé par la résistance R_{env} à la température T . Mais le circuit composé de l'inductance L_{env} et de la capacité C_{env} filtre le bruit généré par cette résistance, et dans la limite où $\omega_{L_{env}C_{env}} \ll 2kT/\hbar$ ou $\omega_{L_{env}R_{env}} \ll 2kT/\hbar$, on obtient bien le résultat de l'Eq.4.23.

Introduisons maintenant des paramètres expérimentaux typiques afin de vérifier à posteriori la validité des limites utilisées. On prend $R_{env} = 17\Omega$, $L_{env} = 5nH$ et $C_{env} = 50pF$. On obtient $\omega_{L_{env}C_{env}}/2\pi = 318MHz$ et $\omega_{L_{env}R_{env}}/2\pi = 541MHz$, tandis que $2kT/2\pi\hbar =$

1.25GHz à 30mK. $n(\omega)$ se simplifie donc bien sous la forme $n(\omega) \approx kT/\hbar\omega$, et le résultat de l'Eq.4.23 s'applique donc à notre environnement. Pour un environnement résistif où $Y(\omega) = 1/R_0$, les fluctuations quadratiques moyennes de courant sont données par :

$$\langle \delta I_{th}^2 \rangle_{R_0} = \frac{\pi k^2}{3\hbar R_0} T^2 \quad (4.24)$$

Notons que pour un environnement inductif, les fluctuations quadratiques moyennes de courant sont proportionnelles à T tandis que pour un environnement résistif, elles sont proportionnelles à T^2 .

4.2.4 Détermination de la probabilité d'échappement en fonction du taux d'échappement

Nous pouvons mesurer expérimentalement la probabilité d'échappement d'une jonction Josephson ou d'un SQUID liée à l'injection d'une impulsion en courant I_{DC} de durée Δt . Soit $Q(t)$ la probabilité que le système ne se soit pas échappé au temps t , on a :

$$\frac{dQ}{dt} = -Q\Gamma(t) \quad (4.25)$$

où $\Gamma(t)$ est le taux d'échappement instantané du système étudié. Intégrons sur la durée totale Δt de l'impulsion en courant. On obtient :

$$Q(\Delta t) = e^{-\langle \Gamma \rangle \Delta t} \quad (4.26)$$

où $\langle \Gamma \rangle$ est le taux d'échappement moyen pendant Δt . La probabilité d'échappement moyenne prenant en compte les fluctuations est alors donnée par :

$$P(\Delta t) = 1 - Q(\Delta t) = 1 - e^{-\langle \Gamma \rangle \Delta t} \quad (4.27)$$

Cette équation permet d'obtenir le taux d'échappement correspondant à la probabilité d'échappement mesurée au cours d'un temps Δt . Le temps de vie τ du système est alors donné par l'inverse du taux d'échappement $\langle \Gamma \rangle$. Nous n'utiliserons, plus par la suite, la notation $\langle \Gamma \rangle$ pour exprimer le taux d'échappement moyen pendant un temps Δt , mais l'expression Γ .

L'analyse de l'échappement d'une jonction Josephson se fera dans la suite en étudiant la probabilité d'échappement en fonction du courant injecté à travers la jonction (Fig.4.5). Nous appelons ces courbes les probabilités d'échappement.

4.2.5 Probabilités d'échappement

La procédure de mesure des probabilités d'échappement en fonction du courant I_{DC} a été expliquée au Para.3.4.2. Afin de discuter du régime d'AT et du régime MQT, nous pouvons analyser l'évolution du courant d'échappement mesuré à la probabilité 0.5 ou 0.9 d'échappement respectivement nommés $I_{0.5}$ et $I_{0.9}$, ainsi que l'évolution de la largeur ΔI des probabilités d'échappement, en fonction de la température.

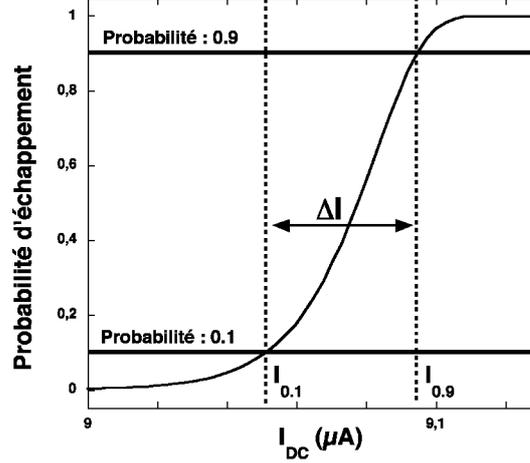


FIG. 4.5: Définition de la largeur des probabilités d'échappement : $\Delta I = I_{0.9} - I_{0.1}$.

La définition que nous utiliserons pour déterminer la largeur des probabilités d'échappement est la différence entre le courant à la probabilité 0.9 et le courant à la probabilité 0.1 d'échappement. La largeur ΔI est donc définie par :

$$\Delta I = I_{0.9} - I_{0.1} \quad (4.28)$$

4.2.5.1 Régime d'activation thermique

Considérons tout d'abord le régime d'AT, sans prendre en compte les fluctuations quadratiques moyennes de courant induites par un environnement à la température T . En utilisant l'Eq.4.9 et l'Eq.4.27, on peut calculer la largeur $\Delta I_0(T)$ des probabilités d'échappement :

$$\Delta I_0(T) = -I_C \left(\frac{kT}{\Delta U_0} \right)^{2/3} \left[\left(\ln \left(\frac{\omega_p}{2\pi} \Delta t \right) + K_{0.9} \right)^{2/3} - \left(\ln \left(\frac{\omega_p}{2\pi} \Delta t \right) + K_{0.1} \right)^{2/3} \right] \quad (4.29)$$

$$\text{avec} \quad K_{0.1} = \ln \frac{1}{\ln \left(\frac{1}{1-0.1} \right)} \quad \text{et} \quad K_{0.9} = \ln \frac{1}{\ln \left(\frac{1}{1-0.9} \right)} \quad (4.30)$$

Dans la limite où $\ln(\frac{\omega_p}{2\pi}\Delta t) \gg K_{0.1}$ et également $\ln(\frac{\omega_p}{2\pi}\Delta t) \gg K_{0.9}$, l'Eq.4.29 se simplifie, et on obtient :

$$\Delta I_0(T) = \frac{2}{3} \left(\frac{3\pi}{2\sqrt{2}} \right)^{2/3} \left(\frac{I_C}{\ln(\frac{\omega_p}{2\pi}\Delta t)} \right)^{1/3} \left(\frac{kT}{\phi_0} \right)^{2/3} (K_{0.1} - K_{0.9}) \quad (4.31)$$

Les paramètres typiques utilisés sont $\omega_p/2\pi = 10GHz$ et $\Delta t = 50\mu s$. Dans ce cas, on a $\ln(\frac{\omega_p}{2\pi}\Delta t) \approx 13$, $K_{0.1} \approx 2.25$ et $K_{0.9} \approx -0.83$. L'Eq.4.29 peut donc bien se simplifier sous la forme donnée par l'Eq.4.31. La largeur des probabilités d'échappement $\Delta I_0(T)$ dans le régime d'AT est donc une fonction de $T^{2/3}$ et de $I_C^{1/3}$. Cette largeur dépend également, de façon logarithmique, de la durée Δt des impulsions en courant.

Pour prendre en compte les fluctuations $\langle \delta I_{th}^2 \rangle$ induites par l'environnement, on introduit l'Eq.4.16 dans l'Eq.4.27, avec $\langle \delta I_{th}^2 \rangle = kT/L_{env}$, et on calcule numériquement la largeur des probabilités d'échappement. Nous verrons par la suite que ces fluctuations n'agissent pas beaucoup sur cette largeur.

4.2.5.2 Régime d'effet tunnel macroscopique

On peut également déterminer la largeur $\Delta I_0(0)$ des probabilités d'échappement dans le régime MQT sans prendre en compte les fluctuations $\langle \delta I_{th}^2 \rangle$. On utilise pour cela l'Eq.4.10 et l'Eq.4.27. On obtient :

$$\Delta I_0(0) = -I_C \left(\frac{5\hbar\omega_{p0}}{36\Delta U_0} \right)^{4/5} \left[(\ln(A\Delta t) + K_{0.9})^{4/5} - (\ln(A\Delta t) + K_{0.1})^{4/5} \right] \quad (4.32)$$

où A est donné par l'Eq.4.12. Dans la limite où $\ln(A\Delta t) \gg K_{0.1}$ et $\ln(A\Delta t) \gg K_{0.9}$, la largeur $\Delta I_0(0)$ se réécrit sous la forme :

$$\Delta I_0(0) = \frac{4}{5} \left(\frac{5}{36} \frac{3\pi^{3/2}}{2^{3/4}} \right)^{4/5} \left(\frac{1}{\ln(A\Delta t)} \right)^{1/5} \frac{I_C^{3/5}}{C_J^{2/5}} \left(\frac{\hbar}{\phi_0^{3/2}} \right)^{4/5} (K_{0.1} - K_{0.9}) \quad (4.33)$$

La largeur des probabilités d'échappement dans le régime MQT qui est proportionnelle à $I_C^{3/5}/C_J^{2/5}$, est également une fonction de la durée des impulsions Δt . La largeur déterminée provient des fluctuations quantiques de point zéro du système étudié.

Pour prendre en compte les fluctuations $\langle \delta I_{th}^2 \rangle$ induites par l'environnement, on utilise l'Eq.4.15 et l'Eq.4.27 afin de calculer numériquement la largeur des probabilités d'échappement. Nous verrons que dans ce régime MQT, ces fluctuations n'influencent également que très peu cette largeur.

4.3 Résultats expérimentaux

Je n'entrerai pas dans les détails des différents dispositifs électroniques que nous avons réalisés afin d'optimiser les mesures (environ dix montages électroniques différents ont été testés). Je traiterai uniquement dans cette partie des résultats expérimentaux obtenus grâce au système le plus optimisé qui a été décrit dans la partie technique.

La jonction J_1 a été obtenue par évaporation sous angles de $\pm 45^\circ$. $10nm$ d'aluminium ont été déposés pour chaque angle. La pression d'oxygène a été maintenue à $1.6 \times 10^{-3} mBar$ durant quatre minutes pour l'oxydation. La surface de la jonction obtenue est de l'ordre de $11 \mu m^2$. L'environnement de la jonction est inductif bien que pour cette mesure il n'existe pas d'inductance micro-lithographiée. La jonction J_2 diffère de la jonction J_1 seulement dans les paramètres d'oxydation. La pression d'oxygène a été maintenue à $4 \times 10^{-2} mBar$ durant trois minutes. Nous avons augmenté l'inductance L_{env} de l'environnement en connectant J_2 à l'aide de deux longs fils d'aluminium. L'inductance de ces fils est estimée à $0.6 nH/mm$. Leur longueur totale est de l'ordre de $14mm$.



FIG. 4.6: Photographie d'une jonction Josephson au microscope électronique à balayage : la zone de recouvrement correspond à la jonction tunnel.

Je traiterai par la suite uniquement de la jonction J_1 . Les résultats des mesures effectuées sur J_2 nous permettront d'indiquer le niveau de bruit maximal arrivant sur la jonction. Ces échantillons ont tous deux été mesurés avec le premier Filtre Basses Températures (voir Para.3.3.2).

4.3.1 Caractéristique courant/tension

L'analyse de la caractéristique courant/tension d'une jonction Josephson nous renseigne sur différents paramètres relatifs à la jonction. Le courant critique I_C , la résistance normale R_n de la jonction ainsi que le gap supraconducteur Δ peuvent être déterminés. On peut également, en mesurant le courant de repiègement I_{re} , obtenir une indication sur la qualité de l'environnement.

Les caractéristiques I/V de J_1 et J_2 sont présentées à la Fig.4.7. On observe trois régimes. Le premier correspond à la zone de tension nulle : la particule reste piégée dans son

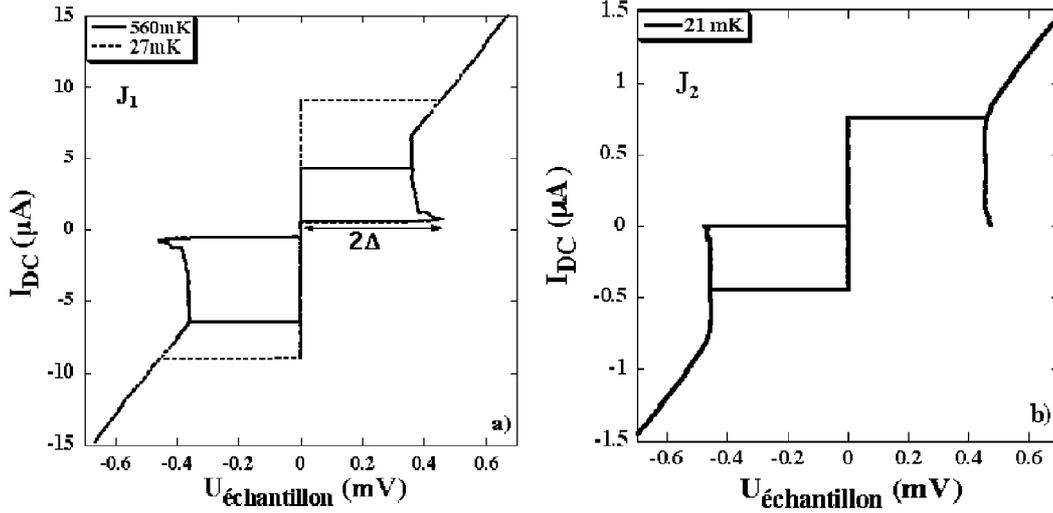


FIG. 4.7: Caractéristique courant/tension des jonctions Josephson J_1 et J_2 : la caractéristique I/V de J_1 est montrée pour $T = 27mK$ et $T = 560mK$ à la figure a). La caractéristique I/V de J_2 est montrée pour $T = 21mK$ à la figure b).

puits de potentiel. La jonction est dans son régime supraconducteur. Le deuxième régime est le régime résistif de la jonction qui apparaît lorsque la particule s'est échappée. La tension croît alors linéairement avec le courant injecté. Ce régime nous donne la résistance normale R_n de la jonction. Le dernier régime est observé lorsque l'amplitude des courants injectés décroît. La tension mesurée est de l'ordre de 2Δ pour des amplitudes de courants inférieures au courant critique de la jonction. Un comportement hystérétique apparaît pour les courants croissants et les courants décroissants. Il peut s'expliquer de la manière suivante : afin de repièger la particule dans un puits de potentiel, il faut diminuer le courant injecté à travers la jonction. Cependant, la dissipation étant faible, il faut augmenter considérablement la hauteur de barrière afin de repièger la particule. Le courant injecté permettant de repasser du régime résistif au régime supraconducteur est appelé le courant de repiègement I_{re} .

La résistance normale R_n de J_1 est de 36.6Ω donnant un courant critique I_C égal à $10.13\mu A$, en utilisant l'équation $I_C R_n = \pi\Delta(0)/2e$ [45] où $\Delta(0) \approx 236\mu eV$ est le gap supraconducteur à température nulle. Ce dernier paramètre est extrait de la caractéristique I/V de la jonction, et correspond à la différence de tension entre la branche supraconductrice et la tension maximale atteinte dans le régime de repiègement de la particule.

Le courant de repiègement I_{re} est égal à $525nA$ à $27mK$. Une estimation du facteur de qualité Q du système peut être extraite grâce au courant de repiègement[46]. En effet $Q = \frac{4I_C}{\pi I_{re}} \approx 23$. Le facteur de qualité de notre système est assez faible, mais l'environnement de J_1 n'a pas été optimisé pour cette mesure. Pour l'échantillon J_2 , pour lequel nous avons augmenté l'environnement inductif, nous obtenons un facteur de qualité $Q \approx 2800$, puisqu'à $21mK$, le courant de repiègement I_{re} est inférieur à $0.4nA$. Les autres paramètres de J_2 sont $R_n = 367\Omega$ et $\Delta(0) \approx 237\mu eV$ donnant un courant critique de l'ordre de $1\mu A$.

On observe sur la caractéristique I/V, un régime caractérisé par une résistance négative, dans le régime de repiègement. Nous supposons qu'il peut s'agir d'un phénomène de chauff-

fage de la jonction, mais ce régime n'est pas réellement compris.

4.3.2 Mesures d'échappement vers le régime de tension non nulle

Les mesures de probabilité d'échappement permettront d'analyser la dynamique de la jonction. En particulier, on mesurera le temps de vie de l'état de tension nulle de la jonction en fonction du courant I_{DC} et de la température. Ces mesures permettront également d'étudier, en fonction de la température, la dépendance du courant d'échappement mesuré à la probabilité 0.9 d'échappement, ainsi que l'évolution de la largeur des probabilités d'échappement. Ces études mettront expérimentalement en évidence deux dynamiques d'échappement différentes : l'une associée à l'activation thermique et l'autre à l'effet tunnel macroscopique.

4.3.2.1 Probabilités d'échappement à différentes températures

Les mesures suivantes ont été réalisées en utilisant des impulsions en courant I_{DC} de durée $\Delta t = 50\mu s$. Le temps de refroidissement après chaque impulsion est égal à $5ms$, et le moyennage pour chaque palier de courant est de 2000. Les mesures de probabilité d'échappement réalisées sur l'échantillon J_1 sont montrés à la Fig.4.8 pour quatre différentes températures.

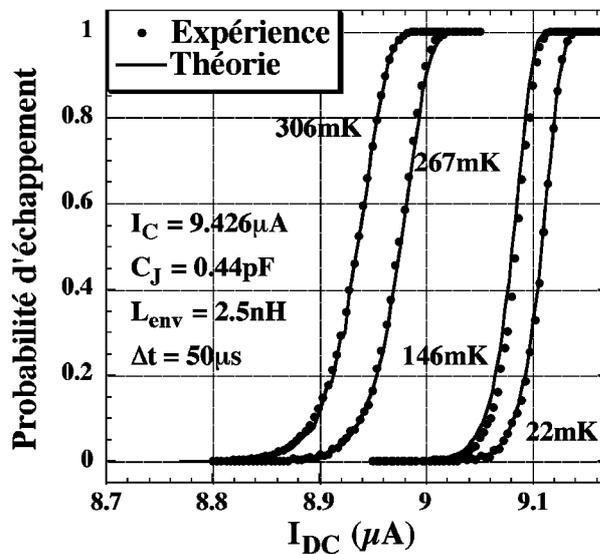


FIG. 4.8: Probabilités d'échappement de J_1 à différentes températures : les points représentent les données expérimentales. Les lignes sont les ajustements théoriques.

Pour une température donnée, la probabilité d'échappement augmente et tend vers un lorsque I_{DC} augmente. Le courant d'échappement mesuré à la probabilité 0.5 d'échappement diminue en fonction de la température. La largeur des probabilités d'échappement augmente avec la température. Afin de décrire le comportement de ces probabilités d'échappement en fonction du courant I_{DC} , nous avons utilisé les modèles d'échappement par AT et par MQT discutés précédemment (voir Para.4.2.2).

Les ajustements théoriques sont réalisés en utilisant les taux d'échappement en présence d'un environnement inductif dans le régime MQT (Eq.4.15) pour les mesures à $22mK$ et $146mK$, et dans le régime d'AT (Eq.4.16) pour les plus hautes températures. On utilise également la relation entre les taux d'échappement et les probabilités d'échappement donnée par l'Eq.4.27. Le type d'environnement considéré pour les ajustements théoriques est indiqué à la Fig.4.4. L'ajustement théorique a tout d'abord été réalisé pour la mesure effectuée à $22mK$, c'est à dire dans le régime MQT où la probabilité d'échappement dépend peu de l'inductance L_{env} . En effet, l'inductance L_{env} induit des fluctuations quadratiques moyennes de courant égales à kT/L_{env} . L'influence de ces fluctuations est donc minimale à $22mK$. L'inductance L_{env} est ensuite introduite comme paramètre ajustable pour les autres mesures afin de superposer les probabilités d'échappement théoriques aux mesures expérimentales. On obtient $I_C = 9.426\mu A$, $C_J = 0.44pF$ et $L_{env} = 2.5nH$. Nous remarquons que la probabilité d'échappement en fonction de I_{DC} est parfaitement décrite par les modèles d'AT et de MQT utilisés. Les trois paramètres libres semblent tout à fait raisonnables. En effet, la capacité $C_J = 0.44pF$ donne une capacité par unité de surface de l'ordre de $40fF/\mu m^2$. Cette valeur est en accord avec la capacité par unité de surface obtenue par d'autres groupes[38] utilisant des jonctions $Al/Al_2O_3/Al$. Le courant critique $I_C = 9.426\mu A$ n'est que légèrement inférieur à la valeur donnée par la loi d'Ambegaokar-Baratoff donnant $I_C = 10.13\mu A$. L'inductance de l'environnement est difficile à estimer pour le montage expérimental utilisé, mais cette valeur de $2.5nH$ semble tout à fait raisonnable.

4.3.2.2 Temps de vie avant l'échappement à différentes températures

En utilisant le Para.4.2.4, le temps de vie $\tau(I_{DC}, \Delta t)$ de la jonction avant son échappement vers l'état résistif peut être extrait.

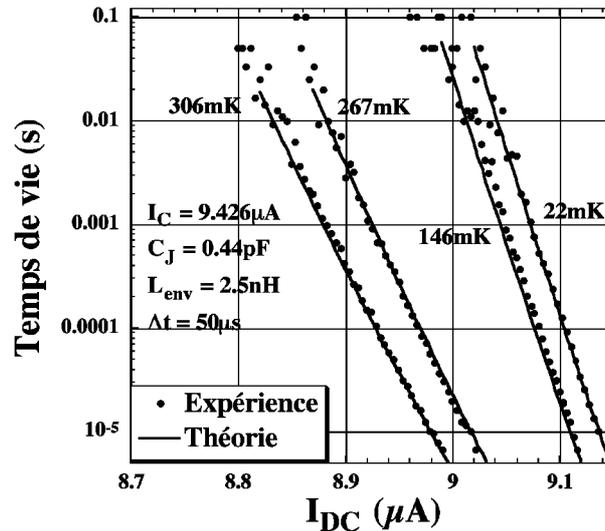


FIG. 4.9: Temps de vie de la jonction J_1 à différentes températures : les points représentent les données expérimentales, les lignes sont les ajustements théoriques qui utilisent les mêmes paramètres que ceux déterminés pour l'ajustement des probabilités d'échappement.

Le temps de vie de l'état de tension nulle de la jonction en fonction du courant I_{DC} , à différentes températures, est présenté à la Fig.4.9. Il correspond au temps moyen durant

lequel la particule reste piégée dans son puits de potentiel avant de s'échapper. La gamme de temps de vie de l'état de phase de la jonction mesurée, en utilisant des impulsions de durée $\Delta t = 50\mu s$, se situe entre 0.1s et quelques micro-secondes. Pour une température fixe, on observe une diminution du temps de vie lorsque le courant injecté I_{DC} augmente. En augmentant le courant, la hauteur de barrière du puits de potentiel diminue (voir Eq.4.6). Par conséquent, la particule soumise aux fluctuations thermiques ou quantiques s'échappe plus rapidement. D'autre part, pour un courant I_{DC} fixé, le temps de vie augmente en abaissant la température. Ce comportement s'explique par la réduction des fluctuations thermiques en abaissant la température. Les ajustements théoriques réalisés en utilisant les mêmes paramètres utilisés pour l'ajustement des probabilités d'échappement sont en parfait accord avec les mesures expérimentales.

4.3.2.3 *Evolution du courant d'échappement en fonction de la température*

Dans ce paragraphe, nous définissons le courant d'échappement mesuré comme le courant injecté I_{DC} correspondant à la probabilité 0.9 d'échappement. L'évolution de ce courant avec la température est tracée à la Fig.4.10.

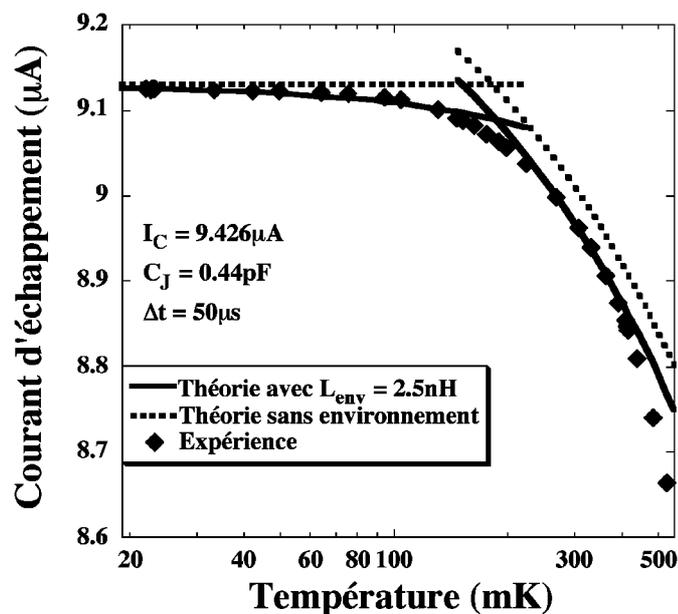


FIG. 4.10: Evolution du courant critique mesuré en fonction de la température : les points représentent les données expérimentales. Le courant critique est extrait des probabilités d'échappement mesurées à la probabilité 0.9 d'échappement. Les lignes sont les ajustements théoriques. Les paramètres utilisés sont le courant critique $I_C = 9.426\mu A$, la capacité $C_J = 0.44pF$, la durée Δt des impulsions en courant, et l'inductance de l'environnement $L_{env} = 2.5nH$ pour l'ajustement prenant en compte l'environnement.

On observe une décroissance du courant d'échappement lorsque la température croît. Pour les températures supérieures à $200mK$, ce courant décroît assez rapidement. Il devient presque constant pour les températures inférieures à $120mK$. L'analyse théorique de ces résultats a été réalisée en comparant les données expérimentales avec l'échappement théorique par effet tunnel et par activation thermique. Si l'environnement n'est pas pris en compte, l'analyse théorique explique la saturation du courant d'échappement aux basses températures et la forte dépendance de ce dernier pour les températures supérieures à

150mK. L'accord n'est cependant que qualitatif. Le modèle sans environnement n'explique pas la faible décroissance du courant d'échappement entre 20mK et 150mK. La valeur de ce courant extraite dans le régime d'AT est d'autre part surestimée par rapport à l'expérience. En prenant en compte l'environnement inductif, le modèle théorique explique quantitativement la dépendance en température du courant d'échappement. La saturation de ce dernier à 20mK provient des fluctuations quantiques de point zéro. La légère diminution du courant d'échappement jusqu'à 150mK s'explique par les fluctuations thermiques générées par l'environnement inductif. Finalement, la dépendance du courant d'échappement en fonction de la température dans le régime d'AT est parfaitement ajustée jusqu'à 400mK en utilisant l'environnement inductif.

On mesure pour des températures supérieures à 400mK des courants d'échappement plus faibles que ceux prévus théoriquement. On observe, à 520mK par exemple, une différence de l'ordre de 1% entre le courant mesuré et le courant prévu par l'ajustement théorique. Cependant, l'ajustement ne prend pas en compte la dépendance du gap supraconducteur Δ en fonction de la température. Elle est donnée[46] par $\Delta(T)/\Delta(0) = \tanh(\Delta(0)/(2kT))$. Le gap $\Delta(T)$ diminue donc en fonction de la température. Pour $\Delta(0) = 236\mu V$ et $T = 520mK$, $\Delta(T)/\Delta(0) = 0.99$. Cette décroissance du gap de 1% permet d'expliquer la différence de 1% entre le courant d'échappement mesuré et le courant d'échappement prévu par l'ajustement théorique à 520mK.

L'évolution du courant d'échappement mesuré à la probabilité 0.9 d'échappement est donc bien comprise. L'utilisation d'un environnement inductif est nécessaire afin d'ajuster les données expérimentales.

4.3.2.4 Largeur des probabilités d'échappement en fonction de la température

La mesure expérimentale de l'évolution de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de la température s'effectue en utilisant la définition : $\Delta I = I_{0.9} - I_{0.1}$.

Les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques de l'évolution de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de la température sont montrés à la Fig.4.11. Il existe deux régimes bien différents. Le premier correspond au régime d'AT où la largeur évolue fortement en fonction de la température. Cette évolution suit bien une loi en $T^{2/3}$ comme prédit par l'Eq.4.31. Le deuxième régime est le régime MQT où la largeur dépend peu de la température. La largeur des probabilités d'échappement dans ce dernier régime correspond aux fluctuations quantiques de point zéro de la particule au fond de son puits de potentiel. Cet effet a déjà été observé[47] dans les années 80.

Les ajustements des mesures sont de deux types et utilisent tous les deux les paramètres d'ajustement préalablement déterminés pour les mesures probabilité d'échappement. On utilise donc $I_C = 9.426\mu A$, $C_J = 0.44pF$ et $L_{env} = 2.5nH$ avec $\Delta t = 50\mu s$. Les ajustements en pointillés ne prennent pas en compte les fluctuations quadratiques moyennes de courant $\langle \delta I_{th}^2 \rangle = kT/L_{env}$ induites par l'environnement inductif utilisé. On utilise alors l'Eq.4.31 pour le régime d'AT, et l'Eq.4.33 pour le régime MQT. Les simulations en traits pleins prennent en compte ces fluctuations quadratiques moyennes de courant. Les ajustements avec et sans environnement sont en bon accord avec les données expérimentales. On peut

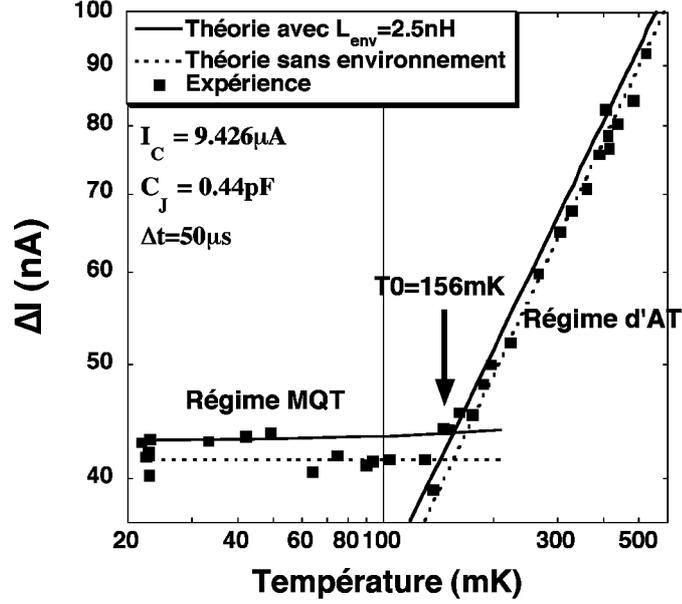


FIG. 4.11: Largeur des probabilités d'échappement de J_1 en fonction de la température : les carrés sont les points expérimentaux, les traits et les pointillés sont respectivement les résultats numériques calculés avec et sans environnement inductif, en utilisant les paramètres d'ajustement déterminés précédemment.

remarquer que la différence entre les prédictions avec et sans les fluctuations thermiques induites par l'environnement est faible. On obtient une différence de $2nA$, à $100mK$, dans le régime MQT. Dans le régime d'AT, à $400mK$, cette différence est de l'ordre de $3nA$. On peut donc supposer que la mesure de la largeur des probabilités d'échappement de J_1 est peu sensible aux fluctuations de courant générées par l'environnement inductif que nous utilisons. Les fluctuations thermiques induites par l'environnement sont cependant nécessaires afin d'ajuster parfaitement l'évolution du courant d'échappement en fonction de la température, comme nous l'avons déjà vu.

En s'intéressant de plus près au régime MQT de la jonction, on s'aperçoit que la prédiction théorique prenant en compte les fluctuations quadratiques moyennes de courant montre une légère dépendance en fonction de la température. En effet, en introduisant cet environnement inductif, on rajoute un terme qui est une fonction de la température : les fluctuations quadratiques moyennes du courant. Elles sont données par l'Eq.4.23. En insérant cette perturbation dans l'Eq.4.15, et en utilisant l'Eq.4.27, on peut ainsi calculer numériquement l'effet de cette perturbation sur la largeur des probabilités d'échappement dans le régime MQT.

Un autre paramètre permet de déterminer la température limite entre le régime MQT et le régime d'AT. Il s'agit de la température de cross-over de la jonction qui est donnée par l'Eq.4.13. En utilisant les paramètres de la jonction déterminés précédemment, et un courant injecté égal à $9.1\mu A$, on obtient $T_0 = 159mK$, ce qui est en accord parfait avec la mesure expérimentale donnant une température de cross-over de l'ordre de $156mK$.

4.3.2.5 Niveau maximal de bruit

Nous avons mesuré une jonction de plus faible courant critique. Selon l'Eq.4.31, la largeur des probabilités d'échappement est une fonction de $I_C^{1/3}$. En diminuant le courant critique d'une jonction, on doit donc obtenir des largeurs de plus faibles amplitudes. L'échantillon J_2 a donc été mesuré. Les mesures de probabilité d'échappement à différentes températures ont permis d'obtenir les paramètres de courant critique I_C , de capacité C_J et d'inductance L_{env} par des ajustements théoriques pour $\Delta t = 50\mu s$. On obtient : $I_C = 892nA$, $C_J = 0.46pF$ et $L_{env} = 10nH$. Ces paramètres sont raisonnables puisque la capacité est similaire à celle obtenue pour J_1 , et $L_{env} = 10nH$ correspond à la somme de l'inductance déterminée pour J_1 plus l'inductance obtenue en ajoutant les $14mm$ de connection en fils d'aluminium.

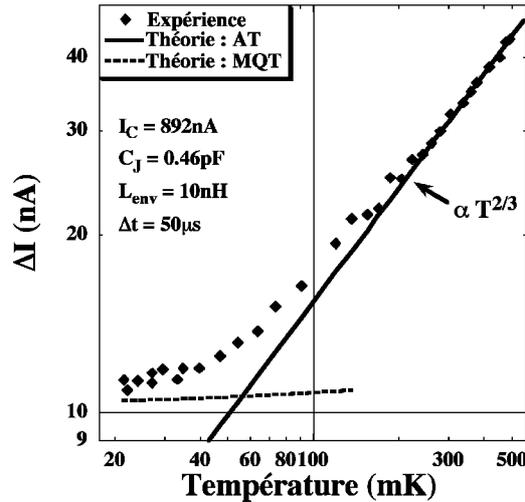


FIG. 4.12: Largeur des probabilités d'échappement de J_2 en fonction de la température : les losanges sont les données expérimentales, les traits représentent les résultats numériques calculés en prenant en compte les fluctuations $\langle \delta I_{th}^2 \rangle$, en utilisant les paramètres de courant critique, de capacité et d'inductance déterminés en ajustant les mesure de probabilité d'échappement.

L'évolution de la largeur des probabilités d'échappement de J_2 en fonction de la température est montrée à la Fig.4.12. On observe bien, dans le régime d'AT, une dépendance en $T^{2/3}$ de la largeur. Lorsque la température diminue, on observe une tendance à la saturation de cette largeur à $11nA$. Cependant, le plateau n'est pas aussi bien défini que pour la jonction J_1 . La prédiction théorique, dans le régime MQT, déterminée en utilisant les paramètres $I_C = 892nA$, $C_J = 0.46pF$, $L_{env} = 10nH$, et l'Eq.4.16, donne une largeur de l'ordre de $10nA$ (trait en pointillés), soit inférieure de $1nA$ aux données expérimentales.

Le "cross-over" entre le régime MQT et le régime d'AT n'est pas aussi net que celui obtenu pour la jonction J_1 et les prédictions théoriques ne sont pas en accord avec l'expérience dans cette région. Les résultats ne permettent donc pas de conclure de manière catégorique sur l'observation du régime quantique pour l'échantillon J_2 . Cependant, ces résultats expérimentaux obtenus pour la jonction J_2 définissent une valeur expérimentale maximale sur la largeur des probabilités d'échappement de $11nA$, et une température effective de l'échantillon au maximum égale à $60mK$. Ces mesures nous confortent donc dans l'analyse de la jonction J_1 , en particulier sur l'observation de l'effet tunnel macroscopique aux basses températures ($T < 150mK$).

4.4 Conclusion

Nous avons développé une technique de mesure basée sur la génération d'impulsions en courant afin de mesurer les probabilités d'échappement vers l'état résistif de circuits Josephson. Grâce à cette nouvelle technique de mesure, nous avons étudié les processus d'échappement d'une jonction Josephson en fonction du courant injecté et de la température. Le temps de vie de l'état de phase d'une jonction Josephson avant son échappement vers un état de tension non nulle a été mesuré. Une étude de l'évolution du courant d'échappement et de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de la température a également été réalisée.

L'environnement de la jonction est de type inductif. Cet environnement a été choisi premièrement parce qu'il est non dissipatif, mais surtout parce qu'il augmente le facteur de qualité de la jonction mesurée. Les différentes mesures que nous avons réalisées sur l'échantillon J_1 ont mis en évidence les régimes d'échappement par effet tunnel macroscopique à basse température et par activation thermique à haute température. Les modèles théoriques décrivant l'échappement par AT et MQT d'une particule dans un puits de potentiel cubique-quadratique unidimensionnel expliquent parfaitement les résultats expérimentaux. Les trois paramètres expérimentaux extraits des ajustements sont la capacité, le courant critique de la jonction Josephson, ainsi que l'inductance de l'environnement. Ces paramètres sont en accord avec les estimations réalisées à partir de la géométrie de l'échantillon ou de la valeur de la résistance dans l'état normal de la jonction. De plus, en utilisant les mêmes paramètres, un excellent accord apparaît entre les mesures de la largeur des probabilités d'échappement à différentes températures et les prédictions théoriques. La température de cross-over T_0 nous conforte également dans l'interprétation de nos résultats. L'influence de l'environnement inductif sur les taux d'échappement dans les régimes d'AT et de MQT a été étudiée. Cet environnement induit des fluctuations quadratiques moyennes de courant égales à kT/L_{env} . Ces fluctuations modifient les taux d'échappement dans les deux régimes étudiés.

DYNAMIQUE D'ÉCHAPPEMENT D'UN SQUID-DC

Le SQUID, abréviation de *Superconducting QUantum Interference Device*, est un interféromètre quantique supraconducteur. Deux catégories de SQUIDs existent : les SQUIDs-DC, composés d'une boucle supraconductrice interrompue par deux jonctions Josephson, et les SQUID-RF, n'utilisant qu'une seule jonction Josephson couplée à une boucle supraconductrice. Nous ne nous intéresserons dans la suite qu'à l'étude des SQUIDs-DC. Les processus d'échappement dans le régime MQT d'un SQUID-DC ont été peu étudiés. Une étude dans le cas particulier où l'inductance de la boucle du SQUID-DC était négligeable, a déjà été réalisée[21]. Nous nous sommes intéressés à l'étude d'un SQUID-DC pour lequel l'inductance de la boucle ne peut pas être négligée. Nous avons étudié un tel SQUID-DC dans son régime d'activation thermique ainsi que dans son régime MQT. Cette étude s'inscrit dans la compréhension de l'échappement d'un système macroscopique d'un puits de potentiel bidimensionnel. Une telle étude est également nécessaire afin de pouvoir réaliser les expériences que nous avons proposées au Chap.2.

5.1 SQUID-DC : théorie

5.1.1 SQUID-DC parfait

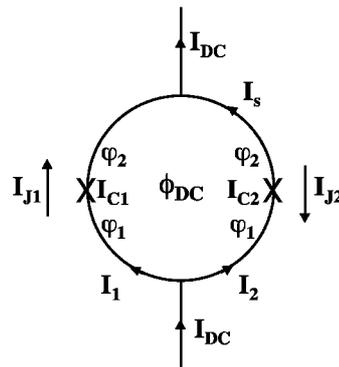


FIG. 5.1: Représentation schématique d'un SQUID parfait : il est composé d'une boucle supraconductrice interrompue par deux jonctions Josephson. On ne prend pas en compte l'inductance de la boucle supraconductrice

En appliquant un flux extérieur Φ_{DC} à travers le SQUID, la quantification d'un fluxoïde dans une boucle supraconductrice possédant deux jonctions Josephson impose :

$$\phi_1 - \phi_2 = \frac{2\pi\Phi_{DC}}{\Phi_0} \quad (5.1)$$

où ϕ_1 et ϕ_2 sont les différences de phase supraconductrice aux bornes des deux jonctions. Dans le cas où l'inductance de la boucle du SQUID est nulle, le flux appliqué est égal au flux total traversant le SQUID.

Soit I_{DC} le courant injecté à travers le SQUID (Fig.5.1). Ce courant se divise en deux courants I_1 et I_2 . Si on applique un flux extérieur Φ_{DC} à travers la boucle du SQUID-DC, un courant I_s va apparaître dans la boucle afin de s'opposer au flux total traversant le SQUID. En respectant les conventions de signe notées à la Fig.5.1, on obtient[48] :

$$I_{J1} = I_1 - I_s = -I_{C1} \sin \phi_1 \quad \text{et} \quad I_{J2} = -I_2 - I_s = -I_{C2} \sin \phi_2 \quad (5.2)$$

En utilisant l'Eq.5.1 avec les Eq.5.2, le courant I_{DC} traversant le SQUID est de la forme :

$$I_{DC} = I_{J1} - I_{J2} = -I_{C1} \sin \phi_1 - I_{C2} \sin \left(\phi_1 - \frac{2\pi\Phi_{DC}}{\Phi_0} \right) \quad (5.3)$$

Le courant critique du SQUID est obtenu en maximisant l'Eq.5.3 par rapport à ϕ_1 .

$$\frac{dI_{DC}}{d\phi_1} \Big|_{I_{DC}=I_C} = 0 = -I_{C1} \cos \phi_1 - I_{C2} \cos \left(\phi_1 - \frac{2\pi\Phi_{DC}}{\Phi_0} \right) \quad (5.4)$$

En sommant les carrés des Eq.5.3 et Eq.5.4, on obtient :

$$I_C^2 = I_{C1}^2 + I_{C2}^2 + 2I_{C1}I_{C2} \cos \left(\frac{2\pi\Phi_{DC}}{\Phi_0} \right) \quad (5.5)$$

qui peut se réécrire sous la forme :

$$I_C = \sqrt{(I_{C1} - I_{C2})^2 + 4I_{C1}I_{C2} \cos^2 \left(\frac{\pi\Phi_{DC}}{\Phi_0} \right)} \quad (5.6)$$

En supposant maintenant qu'il n'existe pas de dissymétrie dans le courant critique des deux jonctions Josephson, c'est à dire que $I_{C1} = I_{C2}$, le courant critique I_C du SQUID-DC est donné par :

$$I_C = 2I_{C1} \left| \cos \left(\frac{\pi \Phi_{DC}}{\Phi_0} \right) \right| \quad (5.7)$$

L'Eq.5.7 montre que le courant critique d'un SQUID-DC n'est fonction que du flux Φ_{DC} , dans le cas où l'inductance du SQUID est négligée. Il s'agit de plus d'une fonction périodique de période Φ_0 . La relation reliant le courant I_{DC} à la différence de phase φ aux bornes du SQUID sans inductance est analogue à celle d'une jonction Josephson unique : $I_{DC} = I_C \sin \varphi$. La dynamique du SQUID-DC sera donc décrite par celle d'une jonction unique. Le courant critique I_C du SQUID peut de plus être modulé par le flux Φ_{DC} appliqué au travers du SQUID.

5.1.2 SQUID-DC inductif

Tous les échantillons que nous avons mesurés sont dans une limite où l'inductance² de la boucle du SQUID-DC ne peut pas être négligée. Il convient donc d'étudier l'effet de cette inductance sur la modulation du courant critique du SQUID en fonction du flux appliqué. Cet effet est double puisqu'à la fois l'inductance et la dissymétrie de l'inductance jouent un rôle.

5.1.2.1 Potentiel d'un SQUID-DC

De manière similaire à l'étude d'une jonction Josephson unique, le modèle RCSJ est utilisé pour décrire la dynamique de phase du SQUID-DC. Pour cela, on utilisera la représentation de la Fig.5.2. On suppose pour l'instant qu'il n'existe pas de dissipation, donc pas d'élément résistif en parallèle à la jonction.

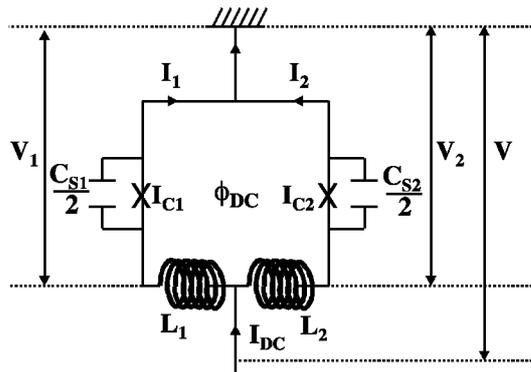


FIG. 5.2: Représentation schématique d'un SQUID inductif

On définit ϕ_1 et ϕ_2 comme étant les différences de phases aux bornes des jonctions 1 et 2, et Φ_{DC} comme le flux appliqué. Le courant injecté à travers le SQUID est donné

²il s'agit ici de l'inductance totale de la boucle : inductance géométrique et cinétique

par I_{DC} , et les courants circulant dans chaque bras du SQUID sont $I_1(t)$ et $I_2(t)$. On a $I_{DC} = I_1 + I_2$.

Les équations d'évolution de la dynamique de phase pour chaque jonction peuvent être déterminées en calculant $I_1(t)$ et $I_2(t)$, et en utilisant les équations Josephson[39]. On a :

$$I_1 = I_{C1} \sin \phi_1 + \left(\frac{\phi_0}{2\pi} \right) \frac{C_{S1}}{2} \ddot{\phi}_1 \quad (5.8)$$

$$I_2 = I_{C2} \sin \phi_2 + \left(\frac{\phi_0}{2\pi} \right) \frac{C_{S2}}{2} \ddot{\phi}_2 \quad (5.9)$$

Ces deux équations peuvent se réécrire sous une forme différente permettant d'interpréter les équations dynamiques du SQUID comme l'équation de mouvement d'une particule de masse proportionnelle à la capacité totale du SQUID évoluant dans un potentiel $U(\phi_1, \phi_2)$ bidimensionnel.

$$\left(\frac{\phi_0}{2\pi} \right)^2 \frac{C_{S1}}{2} \ddot{\phi}_1 = \frac{\phi_0}{2\pi} (I_1 - I_{C1} \sin \phi_1) = -\frac{\partial U(\phi_1, \phi_2)}{\partial \phi_1} \quad (5.10a)$$

$$\left(\frac{\phi_0}{2\pi} \right)^2 \frac{C_{S2}}{2} \ddot{\phi}_2 = \frac{\phi_0}{2\pi} (I_2 - I_{C2} \sin \phi_2) = -\frac{\partial U(\phi_1, \phi_2)}{\partial \phi_2} \quad (5.10b)$$

Avant de déterminer le potentiel $U(\phi_1, \phi_2)$, nous devons tout d'abord déterminer les courants I_1 et I_2 traversant chaque bras du SQUID en fonction de ϕ_1 , ϕ_2 et I_{DC} . Pour cela, intéressons nous au flux total Φ_T traversant le SQUID[49]. Ce flux est différent du flux extérieur Φ_{DC} appliqué car on doit maintenant considérer l'inductance du SQUID. Soit Φ_1 et Φ_2 les flux créés par I_1 et I_2 à travers le SQUID.

$$\Phi_1 = -I_1(L_1 - M) \quad (5.11)$$

$$\Phi_2 = I_2(L_2 - M) \quad (5.12)$$

où $M = M_{12} = M_{21}$ est la mutuelle inductance entre les circuits composés des inductances L_1 et L_2 . Introduisons maintenant une dissymétrie entre les inductances L_1 et L_2 :

$$L_1 - M = L(1 - \delta)/2 \quad (5.13)$$

$$L_2 - M = L(1 + \delta)/2 \quad (5.14)$$

où $L = L_1 + L_2 - 2M$ représente l'inductance totale de la boucle. On a $L_2 - L_1 = \delta L$. Le flux total Φ_T traversant le SQUID est alors donné par :

$$\Phi_T = \Phi_{DC} + \Phi_1 + \Phi_2 = \Phi_{DC} + \frac{L}{2}(I_2 - I_1) + \frac{1}{2}\delta LI_{DC} \quad (5.15)$$

En utilisant les Eq.5.1 et Eq.5.15, les courants I_1 et I_2 s'expriment en fonction de ϕ_1 , ϕ_2 et I_{DC} . On obtient :

$$I_1 = -\frac{\Phi_0}{2\pi L}(\phi_1 - \phi_2) + \frac{\Phi_{DC}}{L} + \frac{I}{2}(1 + \delta) \quad (5.16a)$$

$$I_2 = \frac{\Phi_0}{2\pi L}(\phi_1 - \phi_2) - \frac{\Phi_{DC}}{L} + \frac{I}{2}(1 - \delta) \quad (5.16b)$$

En insérant maintenant les Eq.5.16 dans les Eq.5.10, on obtient une expression du potentiel bidimensionnel $U(\phi_1, \phi_2)$ dépendant également de I_{DC} et de Φ_{DC} . Afin de simplifier l'expression de $U(\phi_1, \phi_2)$, on utilise les paramètres sans dimension $s = I_{DC}/(2I_0)$, $b = \Phi_0/(2\pi LI_0)$ et $y_B = \pi(\Phi_{DC}/\Phi_0)$. A la place de ϕ_1 et ϕ_2 , on utilise $x = (\phi_1 + \phi_2)/2$ et $y = (\phi_1 - \phi_2)/2$. La dissymétrie des courants critiques est donnée par :

$$I_{C1} = I_0(1 - \alpha) \quad (5.17)$$

$$I_{C2} = I_0(1 + \alpha) \quad (5.18)$$

Le potentiel $U(\phi_1, \phi_2)$ devient alors une fonction de x et y . Le potentiel bidimensionnel $U(x, y)$ est donné par :

$$U(x, y) = U_0[-sx - \cos x \cos y - \alpha \sin x \sin y - \delta sy + b(y - y_B)^2 - by_B^2] \quad (5.19)$$

avec $U_0 = \frac{\Phi_0 I_0}{\pi}$. Le potentiel $U(x, y)$ est montré à la Fig.5.3 pour $s = 0.7$, $b = 0.12$ et $y_B = \alpha = \delta = 0$. La pente moyenne dans la direction de x est proportionnelle au courant injecté I_{DC} . Cette forme vallonnée du potentiel est due au terme en double cosinus. La courbure moyenne dans la direction de y est donnée par le terme en by^2 . Elle est par conséquent fonction de l'inductance totale du SQUID.

On peut voir à la Fig.5.3 que l'échappement d'une particule initialement piégée dans un puits de potentiel n'est plus aussi simple que pour le cas d'une jonction Josephson unique. Le cas d'une jonction Josephson unique était un problème unidimensionnel. Dans le cas d'un SQUID-DC inductif, le potentiel devient bidimensionnel. La particule peut alors avoir un grand nombre de chemins d'échappement possible. L'étude des processus d'échappement d'un SQUID-DC réside donc dans l'étude de l'échappement d'un potentiel bidimensionnel.

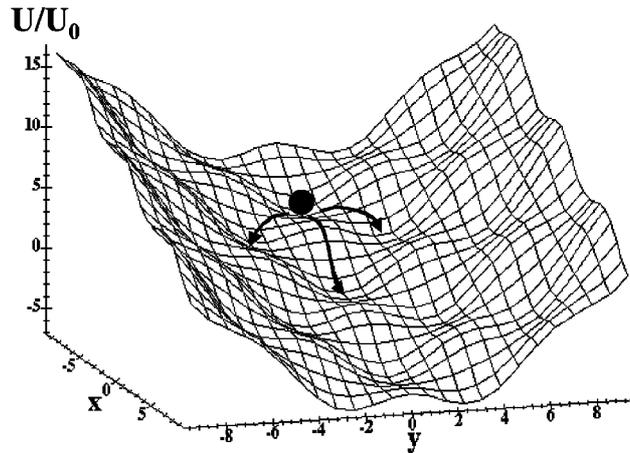


FIG. 5.3: Potentiel bidimensionnel d'un SQUID : avec $s = 0.7$, $b = 0.12$ et $y_B = \alpha = \delta = 0$

Lorsque l'inductance de la boucle du SQUID diminue, le potentiel dans la direction y devient de plus en plus raide. La particule se localise alors de plus en plus au voisinage de $y = 0$ et son mouvement devient alors unidimensionnel (Fig. 5.4). Dans le cas idéal, on a $L = 0$, et les deux jonctions du SQUID se comportent alors comme une seule.

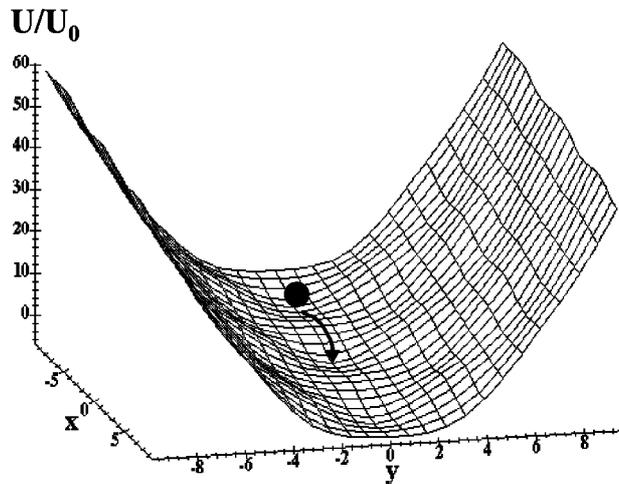


FIG. 5.4: Potentiel bidimensionnel d'un SQUID dans la limite unidimensionnelle : avec $s = 0.7$, $b = 0.6$ et $y_B = \alpha = \delta = 0$

5.1.2.2 Courant critique I_C d'un SQUID-DC inductif

Le courant critique normalisé $s_c = I_C/(2I_0)$ est le courant correspondant à une hauteur de barrière et à une fréquence plasma nulles. Les paramètres de phase pour ce courant seront notés x_c et y_c . Afin de déterminer la modulation du courant critique normalisé du

SQUID en fonction du flux extérieur Φ_{DC} , de l'inductance L du SQUID et de la dissymétrie dans le courant critique des deux jonctions (paramètre α), il faut tout d'abord déterminer les extrémums du potentiel bidimensionnel $U(x, y)$:

$$\frac{\partial U}{\partial x} = U_x = 0 \longrightarrow \sin x \cos y - \alpha \cos x \sin y = s \quad (5.20a)$$

$$\frac{\partial U}{\partial y} = U_y = 0 \longrightarrow \cos x \sin y - \alpha \sin x \cos y - \delta s + 2b(y - y_B) = 0 \quad (5.20b)$$

Le point critique permettant de déterminer l'ensemble (s_c, x_c, y_c) est tel que la courbure dans la direction d'échappement est nulle tandis que la courbure dans la direction perpendiculaire à l'échappement est positive. Ces deux caractéristiques s'expriment par [50] $\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - (\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y})^2 = 0$ et $\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \geq 0$, ce qui donne :

$$\begin{aligned} & (\cos x \cos y + \alpha \sin x \sin y)(\cos x \cos y + \alpha \sin x \sin y + 2b) \\ & = (\sin x \sin y + \alpha \cos x \cos y)^2 \end{aligned} \quad (5.21)$$

En utilisant les Eq.5.20 et l'Eq.5.21, on peut, pour un flux extérieur appliqué Φ_{DC} , une inductance de boucle (paramètre b), une dissymétrie d'inductance (δ) ou de courant critique (α) donnés, déterminer les paramètres s_c , x_c et y_c . Ces paramètres permettent de déterminer la modulation du courant critique I_C du SQUID en fonction du flux extérieur Φ_{DC} .

L'influence de l'inductance de la boucle du SQUID, de la dissymétrie en inductance et en courant critique sur le courant critique du SQUID seront étudiées par la suite en analysant la modulation du courant critique I_C en fonction du flux extérieur Φ_{DC} .

5.1.2.3 Modulation du courant critique I_C d'un SQUID-DC inductif en fonction de Φ_{DC}

Pour étudier tout d'abord l'influence seule de l'inductance de la boucle du SQUID sur son courant critique I_C , nous admettrons qu'il n'existe de dissymétrie ni dans l'inductance ($\delta=0$), ni dans le courant critique ($\alpha=0$). On suppose donc que $I_{C1} = I_{C2} = I_0$. Le système de trois équations à trois inconnues à résoudre devient plus simple que précédemment :

$$\sin x \cos y = s \quad (5.22a)$$

$$\cos x \sin y + 2b(y - y_B) = 0 \quad (5.22b)$$

$$(\cos x \cos y)(\cos x \cos y + 2b) = (\sin x \sin y)^2 \quad (5.22c)$$

L'influence de l'inductance de la boucle du SQUID sur le courant critique I_C du SQUID est présentée à la Fig.5.5. I_0 est le courant critique d'une seule jonction Josephson. Le courant critique maximal est obtenu pour $\Phi_{DC} = 0 + n\Phi_0$ tandis que le minimum est obtenu pour $\Phi_{DC} = \Phi_0/2 + n\Phi_0$.

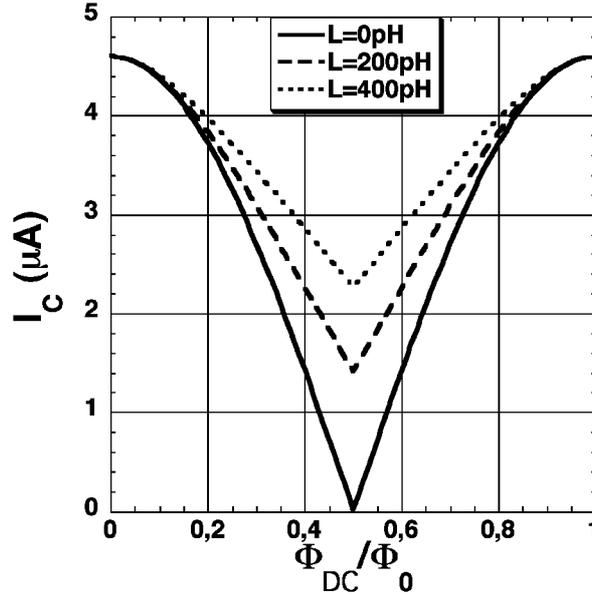


FIG. 5.5: Modulation du courant critique en fonction du flux pour différentes inductance du SQUID : seule l'influence de l'inductance de la boucle du SQUID est étudiée ici. $\alpha = \delta = 0$ et $I_0 = 2.3\mu A$

Le courant critique maximal obtenu est égal à $2I_0$. Il est indépendant de la valeur de l'inductance de la boucle du SQUID. L'influence de l'inductance du SQUID est visible pour $\Phi_{DC} \neq 0 + n\Phi_0$, et est maximale aux minimas du courant critique. Lorsque l'inductance croît, le courant critique augmente également. La modulation du courant critique en fonction du flux se réduit au fur et à mesure que l'inductance augmente. La valeur d'inductance pour laquelle son influence devient importante est donnée par $\frac{\Phi_0}{2\pi I_C}$. Pour un courant critique de l'ordre du micro-Ampère, l'inductance influencera les propriétés du SQUID-DC dès lors qu'elle sera de l'ordre de la centaine de pico-Henrys. Ces valeurs d'inductance correspondent à l'inductance des SQUIDs que nous étudierons par la suite.

5.1.2.4 Dissymétrie d'inductance d'un SQUID-DC

Etudions maintenant l'influence de la dissymétrie d'inductance de la boucle du SQUID sur son courant critique I_C . En effet, les deux bras du SQUID ne sont pas forcément totalement identiques, entraînant une dissymétrie telle que $L_2 - L_1 = \delta L$. Nous allons donc supposer que $\delta \neq 0$, et étudier l'influence de ce paramètre sur la modulation du courant critique du SQUID en fonction de Φ_{DC} . On doit alors résoudre le système des Eq.5.22, en remplaçant l'Eq.5.22b par :

$$\cos x \sin y - \delta s + 2b(y - y_B) = 0 \quad (5.23)$$

L'influence de la dissymétrie en inductance de la boucle du SQUID est montrée à la Fig.5.6 pour $I_0 = 2.3\mu A$ et une inductance totale $L = 200pH$.

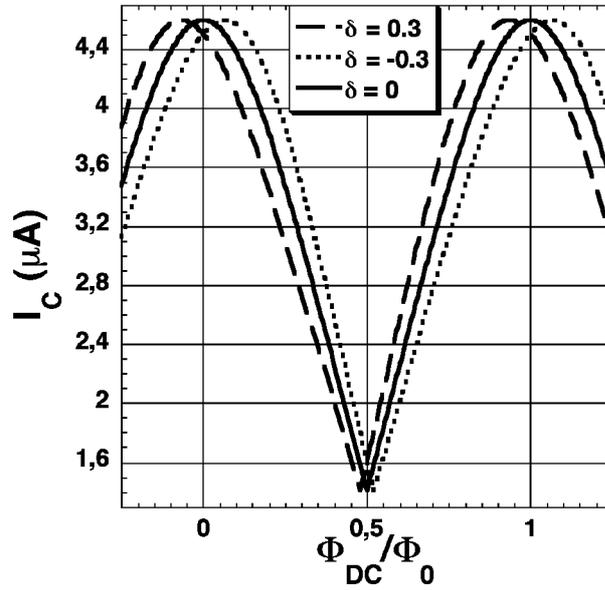


FIG. 5.6: Modulation du courant critique en fonction du flux pour différentes dissymétries inductives du SQUID : on fixe l'inductance à 200pH, et on fait varier le paramètre de dissymétrie d'inductance δ . $\alpha = 0$ et $I_0 = 2.3\mu A$.

Cette dissymétrie ne change ni le courant critique maximal, ni le courant critique minimal. Cependant, lorsqu'il existe une dissymétrie ($\delta \neq 0$), les extrêmes du courant critique I_C ne se situent plus à $\Phi_{DC} = 0 + \Phi_0/2$. En effet, si $\delta \neq 0$, les flux Φ_1 et Φ_2 créés par les courants I_1 et I_2 circulant dans les deux branches du SQUID ne se compensent plus, entraînant un déplacement dans la caractéristique courant critique en fonction de Φ_{DC} du SQUID. Il y aura donc une dissymétrie en flux dans un tel SQUID.

5.1.2.5 Dissymétrie des jonctions Josephson d'un SQUID-DC

Considérons maintenant une dissymétrie en courant critique donnée par le paramètre α . Il peut en effet exister une variation de courant critique entre les deux jonctions Josephson due à une oxydation non homogène ou à une surface de jonction différente. L'influence d'une telle dissymétrie sur la modulation du courant critique I_C du SQUID en fonction du flux extérieur Φ_{DC} est montrée à la Fig.5.7. Les équations utilisées pour ces simulations sont données par l'Eq.5.20 et l'Eq.5.21. On utilise $I_0 = 2.3\mu A$, une inductance totale $L = 200pH$ et $\delta = 0$.

Différents phénomènes sont observables. Tout d'abord, la modulation du courant critique en fonction du flux se réduit au fur et à mesure que la dissymétrie α augmente. D'autre part, les extrêmes de courant critique ne se situent plus en $0 + n\Phi_0$ et $1/2 + n\Phi_0$.

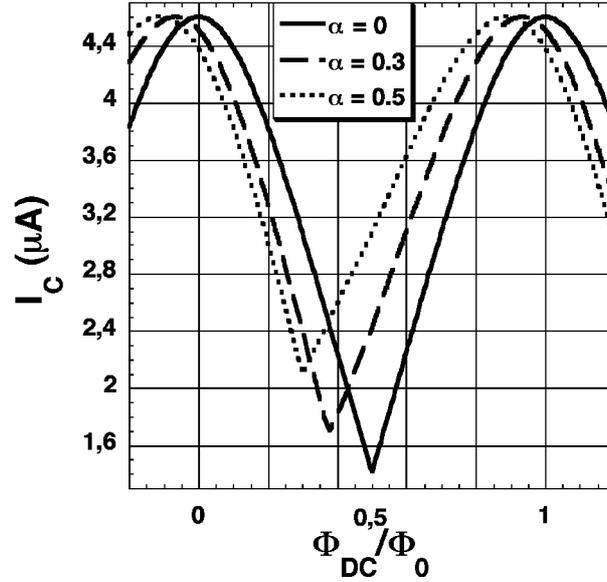


FIG. 5.7: Modulation du courant critique en fonction du flux pour différentes dissymétrie du SQUID : on fixe l'inductance à 200pH et on fait varier α . $\delta = 0$

Enfin, la modulation du courant critique en fonction du flux présente de nouveau une dissymétrie.

5.1.3 Etude de l'échappement dans un SQUID-DC inductif

La dynamique de la différence de phases aux bornes d'un SQUID-DC sans inductance est identique à celle d'une jonction Josephson unique. En effet, si l'inductance du SQUID est nulle, le caractère bidimensionnel de l'échappement dans le SQUID peut se limiter à l'étude de l'échappement d'un potentiel unidimensionnel (voir Fig.5.4). L'étude de l'échappement d'un tel SQUID se résume donc à l'étude de l'échappement d'une jonction Josephson unique de courant critique total I_C égal à $2I_0$, de capacité équivalente égale à $2C_0$ où C_0 est la capacité par jonction. Si le courant injecté est nul, la particule reste piégée dans un puits de potentiel (Fig.5.3). On augmente alors le courant injecté $s = I_{DC}/2I_0$ jusqu'à ce que la particule s'échappe. Cela se produit pour une valeur de s proche mais inférieure à la valeur critique $s_c = I_C/2I_0$. La particule, dans le cas d'un SQUID hystérétique, évolue alors de puits en puits en suivant la pente le long de l'axe des x . La position moyenne en x , liée à la différence de phase, évolue avec le temps. Le SQUID est alors dans son régime de tension non nulle. Le système étant peu dissipatif, la particule ne peut se repièger dans un puits que si le courant injecté redevient faible. Ce courant est appelé le courant de repiègeage.

Si on considère maintenant un SQUID-DC inductif, sa dynamique est fortement modifiée. La particule ne se déplace plus dans un potentiel unidimensionnel, mais dans un potentiel bidimensionnel. La valeur d'inductance pour laquelle son influence sur les propriétés d'échappement devient importante est donnée par $\frac{\Phi_0}{2\pi I_C}$. Les SQUIDs que nous avons mesurés sont dans une limite où l'influence de l'inductance doit être prise en compte afin d'étudier la dynamique d'échappement dans le régime d'activation thermique et dans

le régime d'effet tunnel macroscopique.

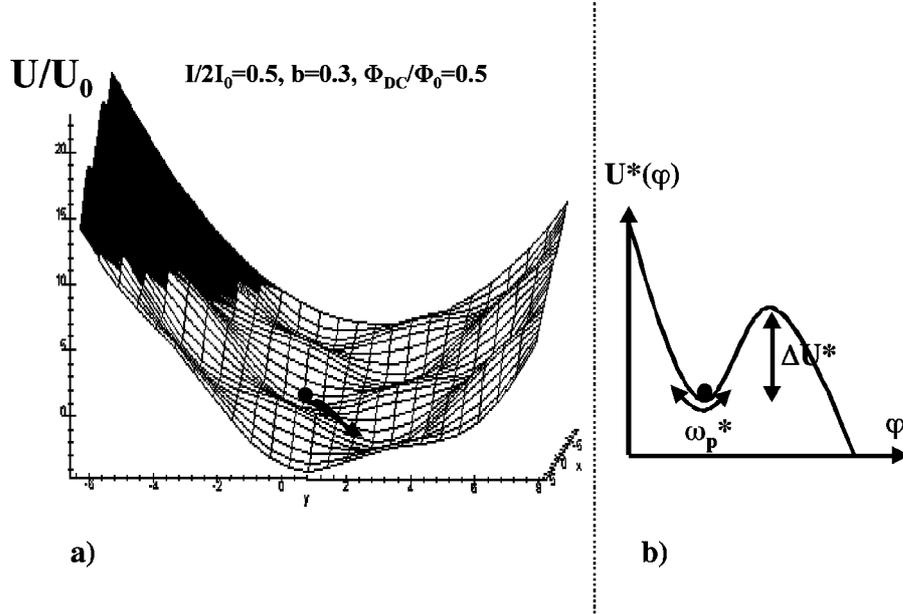


FIG. 5.8: Echappement d'un potentiel bidimensionnel : la figure de droite représente la forme du potentiel pour $s = I/2I_0 = 0.5$, $b = 0.3$, $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.5$ et $\alpha = \delta = 0$.

L'échappement du potentiel bidimensionnel se fait cependant dans une direction privilégiée (Fig.5.8.a) faisant un angle θ par rapport à l'axe des x . Cette direction peut être déterminée comme nous le verrons par la suite. Seul le premier échappement nous intéresse car la particule une fois échappée ne peut se repièger. L'échappement peut donc être étudié dans la direction privilégiée de l'échappement (Fig.5.8.b). Il faut alors déterminer la hauteur de barrière ΔU^* et la fréquence plasma longitudinale ω_p^* dans cette direction. Les taux d'échappements dans le régime d'AT et dans le régime MQT pourront alors être déterminés.

5.1.3.1 *Etude du potentiel d'un SQUID inductif*

Ce cas a déjà été traité [50] dans le cas d'un SQUID-DC parfaitement symétrique ($\alpha = \delta = 0$). En se plaçant dans un régime où le courant injecté est proche mais inférieur au courant critique du SQUID, c'est à dire lorsque $s \lesssim s_c$, on peut développer le potentiel $U(x, y)$ donné par l'Eq.5.19 au voisinage de son point critique (s_c, x_c, y_c) . Il faut alors déterminer le minimum et le point col du potentiel dans la direction d'échappement. Cette direction est donnée par θ , l'angle entre l'axe des x et la direction d'échappement. Il est donné par :

$$\tan \theta = \frac{-U_{xx}}{U_{xy}} = \frac{-U_{xy}}{U_{yy}} = \frac{\cos x_c \cos y_c}{\sin x_c \sin y_c} = \frac{\sin x_c \sin y_c}{\cos x_c \cos y_c + 2b} \quad (5.24)$$

En introduisant alors ces extrémums dans le potentiel $U(x, y)$, on peut déterminer la hauteur de barrière ΔU^* dans la direction d'échappement[50].

$$\Delta U^*(s) = (s_c/u)^{1/2}(\cos \theta)^{3/2}\Delta U(s/s_c, I_C) \quad (5.25)$$

où ΔU correspond à la hauteur de barrière dans le cas d'une jonction unique. Pour un courant critique I_0 , on a :

$$\Delta U = \frac{4I_0\Phi_0\sqrt{2}}{6\pi}(1 - I_{DC}/I_0)^{3/2} \quad (5.26)$$

Le terme u de l'Eq.5.25 est une fonction de θ et du point critique (x_c, y_c) . Il est donné par :

$$u(x_c, y_c, \theta) = (1 + 2\sin^2 \theta) \sin x_c \cos y_c \cos \theta + (1 + 2\cos^2 \theta) \sin y_c \cos x_c \sin \theta \quad (5.27)$$

On peut également exprimer la fréquence plasma ω_p^* en calculant la courbure du potentiel dans la direction d'échappement. On obtient :

$$\omega_p^* = (us_c \cos \theta)^{1/4}\omega_p(s/s_c, I_0, C_0) \quad (5.28)$$

où ω_p représente la fréquence plasma d'une jonction unique. Elle est donnée, dans la limite où $I_{DC} \lesssim I_0$, pour un courant critique I_0 , et une capacité C_0 par :

$$\omega_p = 2^{1/4}\sqrt{\frac{2\pi I_0}{\Phi_0 C_0}}(1 - I_{DC}/I_0)^{1/4} \quad (5.29)$$

L'influence de l'inductance du SQUID sur la dynamique d'échappement d'un SQUID inductif peut être déterminée. Elle renormalise la hauteur de barrière ΔU^* et la fréquence plasma longitudinale ω_p^* dans la direction de l'échappement. Ces paramètres font tous les deux intervenir la hauteur de barrière ΔU , et la fréquence plasma ω_p d'une jonction unique renormalisées par un terme dépendant de θ , u et s_c .

Les fréquences propres transverses à la direction d'échappement au point minimum ω_\perp^m et au point col ω_\perp^c sont en général très proches[50] pour le potentiel bidimensionnel du SQUID. Nous supposons par la suite que $\omega_\perp^m = \omega_\perp^c$.

Étudions dans un premier temps l'influence du préfacteur renormalisant la hauteur de barrière ΔU . Il est donné par $(s_c/u)^{1/2}(\cos \theta)^{3/2}$. L'évolution de ce préfacteur en fonction

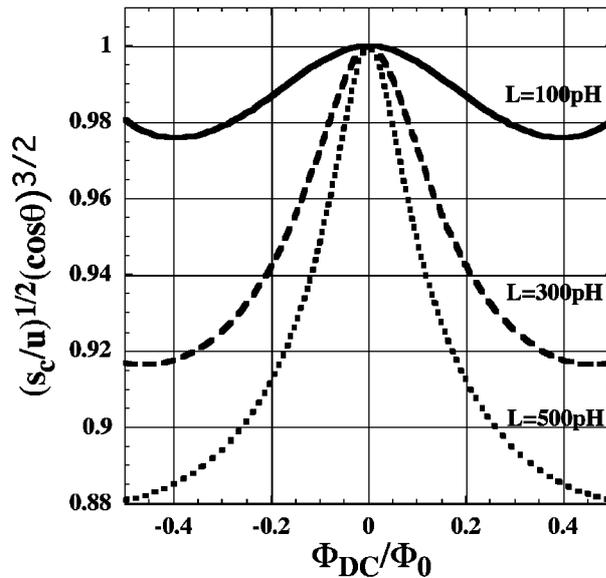


FIG. 5.9: Renormalisation de la hauteur de barrière d'un SQUID inductif : on utilise $I_0 = 2.3\mu A$. Trois différentes valeurs d'inductance du SQUID sont utilisées : $L=100\text{pH}$, 300pH et 500pH .

du champ extérieur Φ_{DC} est montrée à la Fig.5.9 pour différentes valeurs d'inductance de la boucle du SQUID.

Pour un flux extérieur Φ_{DC} non nul, le préfacteur $(s_c/u)^{1/2}(\cos\theta)^{3/2} < 1$, tandis que pour Φ_{DC} nul il est toujours égal à 1. Si l'inductance est égale à zéro, le préfacteur est égal à un, quelque soit la valeur du flux extérieur Φ_{DC} . L'inductance de la boucle a donc pour effet de diminuer la hauteur de barrière. L'échappement est alors plus important pour un SQUID inductif que pour un SQUID "parfait" où l'inductance est nulle.

On peut étudier de même l'influence du préfacteur $(us_c \cos\theta)^{1/4}$ sur la fréquence plasma du SQUID. L'évolution de ce préfacteur en fonction de Φ_{DC} est montrée à la Fig.5.10 pour différentes valeurs d'inductance.

Ce préfacteur entraîne, si l'inductance du SQUID est nulle, une décroissance de la fréquence plasma pour $\Phi_{DC} \neq 0 \pm n\Phi_0$. Si l'inductance est faible, on observe également une décroissance. Ceci est physiquement cohérent car si on se rapporte à l'équation d'une jonction Josephson unique, la fréquence plasma est proportionnelle à la racine carré du courant critique. L'inductance du SQUID a pour effet de diminuer cet effet, et peut même augmenter la fréquence plasma pour certaine valeur de flux Φ_{DC} .

Afin de déterminer la probabilité d'échappement pour un SQUID donné, sous un flux extérieur Φ_{DC} , il faut tout d'abord déterminer le point critique (s_c, x_c, y_c) en résolvant le système d'équations 5.22. Ceci permet alors de déterminer l'angle critique θ_c , ainsi que la hauteur de barrière et la fréquence plasma longitudinale dans la direction θ_c de l'échappement.

5.1.3.2 Echappement dans le régime d'activation thermique

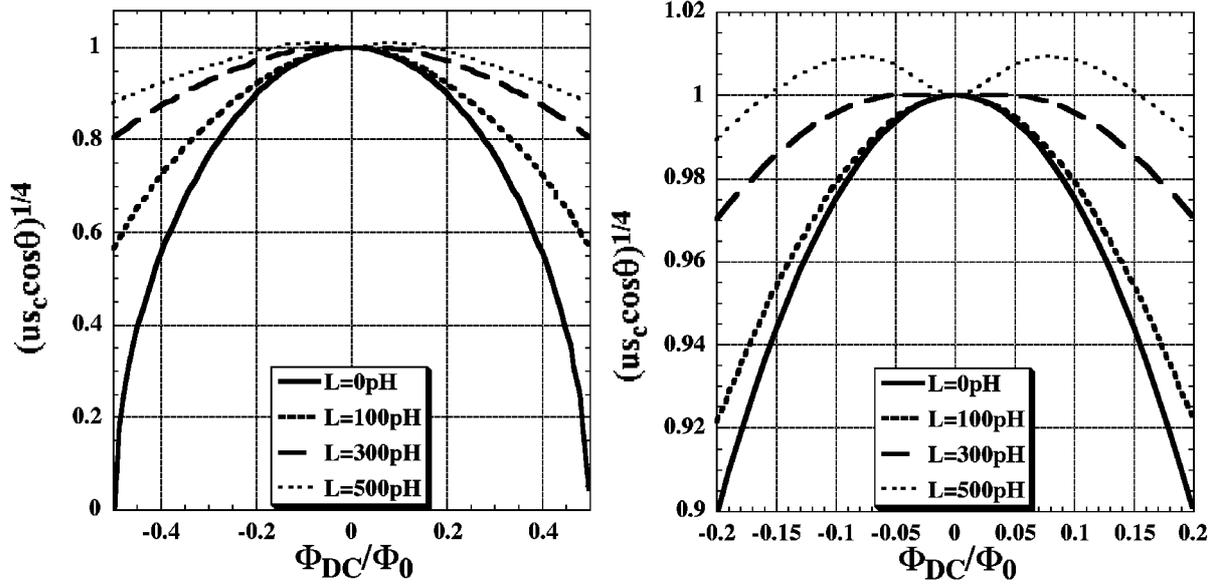


FIG. 5.10: Renormalisation de la fréquence plasma d'un SQUID inductif : on utilise $I_0 = 2.3\mu A$ et $C_0 = 0.45pF$. Quatre différentes valeurs d'inductance du SQUID sont utilisées : $L=0pH$, $100pH$, $300pH$ et $500pH$. La figure de gauche est obtenue pour Φ_{DC} allant de $-\Phi_0/2$ à $+\Phi_0/2$. Celle de droite est un zoom pour les faibles valeurs de Φ_{DC} .

Pour le potentiel bidimensionnel que représente le SQUID, le taux d'échappement théorique prédit[51], dans le régime d'activation thermique, est donné par :

$$\Gamma_0^{S^*}(T) = \frac{\omega_{\perp}^m \omega_p^*}{\omega_{\perp}^c 2\pi} e^{-\frac{\Delta U^*}{kT}} \quad (5.30)$$

Ce dernier représente l'inverse du temps de vie moyen de l'état de phase du SQUID. Afin de déterminer la largeur des probabilités d'échappement dans le régime d'AT, on calcule la probabilité d'échappement induite par une impulsion en courant DC de durée Δt . Elle est donnée par :

$$P(\Delta t) = 1 - e^{-\Gamma_0^{S^*}(T)\Delta t} \quad (5.31)$$

La largeur des probabilités d'échappement est définie par $\Delta I^{S^*}(T) = I_{0.9} - I_{0.1}$, où $I_{0.9}$ et $I_{0.1}$ sont les courants pour lesquels la probabilité d'échappement est respectivement égale à 0.9 et 0.1. Elle est donnée par :

$$\Delta I^{S^*}(T) = -2I_0 \left(\frac{kT}{\Delta U_0} \right)^{2/3} \frac{u^{1/3}}{\cos \theta} \left[\left(\ln \left(\frac{\omega_p^* \Delta t}{2\pi} \right) + \ln \frac{1}{\ln \frac{1}{1-0.9}} \right)^{2/3} - \left(\ln \left(\frac{\omega_p^* \Delta t}{2\pi} \right) + \ln \frac{1}{\ln \frac{1}{1-0.1}} \right)^{2/3} \right] \quad (5.32)$$

où $\Delta U_0 = (3\pi)/(2I_0\Phi_0 2\sqrt{2})$. Si on a $\ln \left(\frac{\omega_p^* \Delta t}{2\pi} \right) \gg \ln \frac{1}{\ln \frac{1}{1-0.1}}$, on peut alors effectuer un développement limité au premier ordre. On obtient :

$$\Delta I^{S^*}(T) = \left(\frac{u^{1/3}}{\cos \theta} \right) \frac{2}{3} \left(\frac{3\pi}{2\sqrt{2}} \right)^{2/3} \left(\frac{2I_0}{\ln \left(\frac{\omega_p^* \Delta t}{2\pi} \right)} \right)^{1/3} \left(\frac{kT}{\phi_0} \right)^{2/3} (K_{0.1} - K_{0.9}) \quad (5.33)$$

avec :

$$K_{0.1} = \ln \frac{1}{\ln \left(\frac{1}{1-0.1} \right)} \quad \text{et} \quad K_{0.9} = \ln \frac{1}{\ln \left(\frac{1}{1-0.9} \right)} \quad (5.34)$$

On retrouve l'expression de la largeur des probabilités d'échappement calculée pour une jonction unique (voir Eq.4.31) de courant critique $2I_0$, renormalisé par le préfacteur $u^{1/3}/\cos \theta$. L'influence de ce préfacteur sur la largeur des probabilités d'échappement est montrée à la Fig.5.11. On estime ici que la renormalisation de la fréquence plasma n'influe pas sur la largeur, c'est à dire que le terme $(1/\ln \left(\frac{\omega_p^* \Delta t}{2\pi} \right))^{1/3}$ est supposé constant.

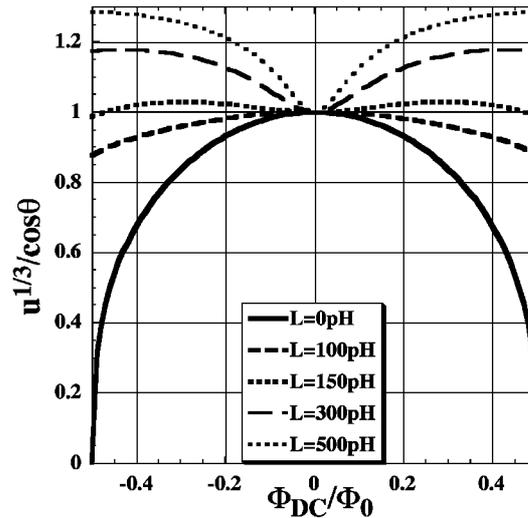


FIG. 5.11: Renormalisation de la largeur des probabilités d'échappement d'un SQUID inductif dans le régime d'activation thermique : on utilise $I_0 = 2.3\mu A$ et $C_0 = 0.45pF$. Cinq différentes valeurs d'inductance du SQUID sont utilisées : $L = 0pH$, $100pH$, $150pH$, $300pH$ et $500pH$.

Pour un champ extérieur Φ_{DC} nul, et quelque soit la valeur de l'inductance L du SQUID, le préfacteur $u^{1/3}/\cos\theta$ est égal à un. Pour Φ_{DC} différent de zéro, l'évolution de $u^{1/3}/\cos\theta$ dépend de la valeur de L , pour une capacité C_0 et un courant critique I_0 par jonction fixés. Si $L = 0$, on se retrouve dans le cas d'un SQUID "parfait" : la largeur $\Delta I^{S^*}(T)$ diminue en fonction du flux Φ_{DC} et atteint zéro pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = n + 1/2$. Si l'inductance du SQUID est différente de zéro, il existe deux types d'évolution. Le premier montre également une diminution de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de Φ_{DC} mais ne tend plus vers zéro pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = n + 1/2$. Le deuxième entraîne une augmentation de la largeur des probabilités d'échappement bien que le courant critique diminue en fonction de Φ_{DC} .

On retrouve cependant, et quelque soit la valeur de L , une dépendance, dans le régime d'AT, de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de la température en $T^{2/3}$ comme dans le cas d'une jonction unique.

5.1.3.3 Echappement dans le régime d'effet tunnel macroscopique.

Etudions maintenant le régime MQT d'un SQUID-DC hystérétique. Dans le cas d'un SQUID "parfait", le taux d'échappement est donné par une fonction identique à celle d'une jonction unique :

$$\Gamma_{MQT}^S(0) = Ae^{-B} \quad (5.35)$$

où A et B sont donnés, dans le cas d'un SQUID parfait sous-amortie[24], par la forme générale :

$$A = \frac{\omega_p}{2\pi} \left(\frac{\Delta U}{\hbar\omega_p} \right)^{\frac{1}{2}} 12\sqrt{6\pi} \quad \text{et} \quad B = \frac{36}{5} \frac{\Delta U}{\hbar\omega_p} \quad (5.36)$$

Plaçons nous maintenant dans le cas d'un SQUID-DC inductif. Ce problème n'a été traité théoriquement qu'à champ nul[52, 53] ou en fonction du flux[54]. Dans ce dernier cas, l'analyse théorique ne donnait pas un résultat cohérent. Pour estimer l'échappement du SQUID dans la limite quantique, nous avons donc appliqué la formule du taux d'échappement d'une jonction unique, en utilisant le potentiel et la fréquence plasma renormalisés par l'inductance du SQUID. On obtient alors un taux d'échappement renormalisé du SQUID dans le régime MQT donné par :

$$\Gamma_{MQT}^{S^*}(0) = A^*e^{-B^*} \quad (5.37)$$

où A^* et B^* sont définis par les expressions suivantes :

$$A^* = \frac{\omega_p^*}{2\pi} \left(\frac{\Delta U^*}{\hbar\omega_p^*} \right)^{\frac{1}{2}} 12\sqrt{6}\pi \quad \text{et} \quad B^* = \frac{36}{5} \frac{\Delta U^*}{\hbar\omega_p^*} \quad (5.38)$$

Nous n'avons pas tenu compte ici de l'effet de la dissymétrie inductive. Pour déterminer la largeur des probabilités d'échappement dans le régime MQT, on utilise alors la même démarche que celle expliquée pour déterminer la largeur dans le régime d'activation thermique, en utilisant cette fois l'Eq.5.37 correspondant au taux d'échappement dans le régime MQT.

En supposant que le terme $(1/(\ln(A^*\Delta t)))^{1/5}$ est constant et qu'on peut effectuer le même développement limité à l'ordre un que précédemment, la largeur des probabilités d'échappement dans le régime MQT est donnée par :

$$\Delta I_{MQT}^{S^*}(0) = \left(\frac{u^{3/5}}{\cos \theta} \right) \frac{4}{5} \left(\frac{5}{36} \frac{3\pi^{3/2}}{2^{3/4}} \right)^{4/5} \left(\frac{1}{\ln(A^*\Delta t)} \right)^{1/5} \frac{(2I_0)^{3/5}}{(2C_0)^{2/5}} \left(\frac{\hbar}{\Phi_0^{3/2}} \right)^{4/5} (K_{0.1} - K_{0.9}) \quad (5.39)$$

Comparons cette équation à l'Eq.4.33 correspondant à la largeur de probabilité d'échappement d'une jonction Josephson unique dans le régime MQT. Si on étudie une jonction de courant critique $2I_0$ et de capacité $2C_0$, la différence entre ces deux équations provient uniquement du préfacteur $u^{3/5}/\cos \theta$. Si on ne prend pas en compte ce préfacteur, on voit directement que si le courant critique par jonction I_0 diminue, la largeur de probabilité d'échappement diminue proportionnellement à $(2I_0)^{3/5}$. Mais qu'elle est l'évolution de cette largeur si on diminue le courant critique du SQUID en jouant sur le flux extérieur Φ_{DC} ? Cette évolution dépend alors de l'inductance du SQUID, et la largeur ne diminue pas forcément en diminuant le courant critique I_C du SQUID. L'évolution du préfacteur $u^{3/5}/\cos \theta$ en fonction de Φ_{DC} est tracée à la Fig.5.12 pour différentes valeurs d'inductance L du SQUID.

On observe qu'une diminution du courant critique du SQUID apportée par une modification du flux appliqué Φ_{DC} n'engendre pas toujours une décroissance de la largeur probabilités d'échappement $\Delta I_{MQT}^{S^*}(0)$. Cette effet provient du préfacteur $u^{3/5}/\cos \theta$ et dépend de l'inductance L du SQUID.

5.1.3.4 Effet de l'environnement inductif sur l'échappement d'un SQUID-DC

Nous avons jusqu'à présent étudié l'influence de l'inductance du SQUID sur la modulation du courant critique en fonction du flux extérieur Φ_{DC} ainsi que sur l'échappement du SQUID dans les régimes d'AT et MQT.

On peut également étudier l'influence d'un environnement donné sur les processus d'échappement du SQUID. L'environnement étudié et expérimenté est de type inductif,

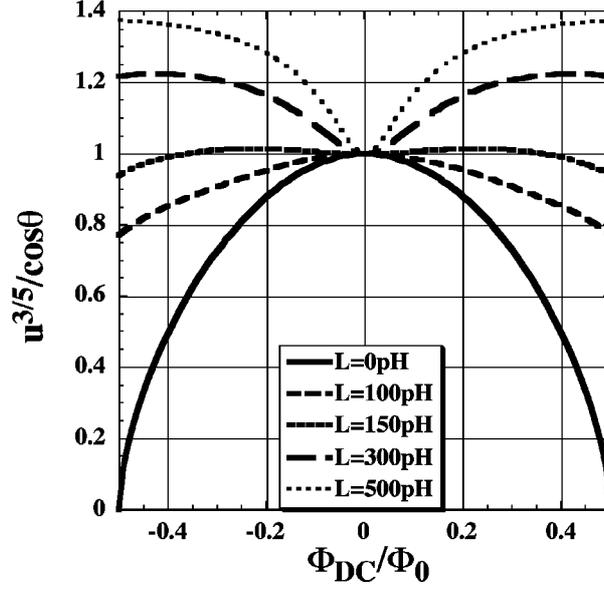


FIG. 5.12: Renormalisation de la largeur des probabilités d'échappement d'un SQUID inductif dans le régime MQT : on utilise $I_0 = 2.3\mu A$ et $C_0 = 0.45pF$. Cinq différentes valeurs d'inductance du SQUID sont utilisées : $L=0pH$, $100pH$, $150pH$, $300pH$ et $500pH$.

comme pour les études d'une jonction unique. Il est modélisé par la Fig.4.4, en remplaçant la jonction Josephson par un SQUID-DC. L'influence de cet environnement est le même que celui étudié pour la jonction unique. L'environnement génère des fluctuations quadratiques de courant égales à kT/L_{env} , introduisant des termes supplémentaires dans les taux d'échappement du SQUID, aussi bien dans le régime d'AT que dans le régime MQT. Les taux d'échappement incluant cet environnement dans le régime thermique $\Gamma_{L_{env},T}^{S^*}(T)$ et dans le régime MQT $\Gamma_{L_{env},MQT}^{S^*}(T)$ sont alors :

$$\Gamma_{L_{env},T}^{S^*}(T) = \Gamma_0^{S^*}(T) e^{\frac{1}{2(kT)^2} \left(\frac{\partial \Delta U^*}{\partial I}\right)^2 \langle \delta I_{th}^2 \rangle} \quad (5.40)$$

où $\Gamma_0^{S^*}(T)$ est défini par l'Eq.5.30, et

$$\Gamma_{L_{env},MQT}^{S^*}(T) = \Gamma_{MQT}^{S^*}(0) e^{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial B^*}{\partial I}\right)^2 \langle \delta I_{th}^2 \rangle} \quad (5.41)$$

où $\Gamma_{MQT}^{S^*}(0)$ est défini par l'Eq.5.37.

Les largeurs des probabilités d'échappement dans le régime thermique $\Delta I_{L_{env}}^{S^*}(T)$ et dans le régime MQT $\Delta I_{L_{env},MQT}^{S^*}(T)$ peuvent également être obtenues. Elles doivent cependant être calculées numériquement en utilisant les taux d'échappement dans ces deux régimes qui viennent d'être définis.

Afin d'augmenter l'environnement inductif du SQUID étudié, des filaments supraconducteurs ont été intégrés dans l'environnement du SQUID. Ces filaments sont obtenus

durant les mêmes étapes de réalisation du SQUID. La densité de courant supraconducteur dans un filament supraconducteur s'écrit, à température nulle et en supposant que le champ extérieur est nul, sous la forme[55] :

$$\vec{j}_S = \sigma \frac{\pi \Delta(0)}{e} \vec{\nabla} \varphi \quad (5.42)$$

où σ est la conductivité du filament dans l'état normal. Supposons que le filament supraconducteur peut être considéré comme étant unidimensionnel. On a alors $\|\vec{\nabla} \varphi\| \approx \varphi/l$ où l est la longueur du filament. On obtient :

$$I_S = \frac{\pi \Delta(0)}{e} \frac{1}{R_n} \varphi \quad (5.43)$$

où $R_n = l/(S\sigma)$ est la résistance normale du filament. S est sa section. On peut alors calculer la dérivé de I_S par rapport au temps et utiliser l'équation Josephson[39] nous donnant la relation entre la tension V aux bornes du filament et l'évolution temporelle de la différence de phase aux bornes du SQUID. On détermine alors l'inductance³ cinétique L_{cin} du filament en fonction de R_n et de $\Delta(0)$:

$$L_{cin} = \frac{\hbar}{2\pi} \frac{R_n}{\Delta(0)} \quad (5.44)$$

En mesurant la résistance de l'échantillon avant sa transition supraconductrice, et son gap $\Delta(0)$, on obtient une estimation de l'inductance L_{cin} des filaments. Pour augmenter cette inductance, afin d'augmenter l'environnement inductif du SQUID, on utilise de longs filaments d'aluminium de longueur $\approx 700\mu m$ et de largeur $1\mu m$. L'épaisseur est définie par l'épaisseur évaporée pour le SQUID. Elle est de l'ordre de $20nm$.

5.2 Résultats expérimentaux

Nous étudierons dans ce paragraphe les caractéristiques courant/tension afin d'extraire la résistance tunnel des jonctions ainsi que le gap Δ à basse température. Des mesures de courant critique I_c en fonction du flux extérieur Φ_{DC} permettront d'estimer l'inductance de la boucle du SQUID. Enfin, des mesures d'échappement du SQUID vers son état de tension non nulle nous informerons de la dynamique d'échappement du SQUID en fonction de la température, de la durée Δt des impulsions et du flux extérieur Φ_{DC} .

Les mesures réalisées sur le même échantillon nommé A , dans deux configurations expérimentales différentes seront présentées. Je présenterai tout d'abord ces deux configurations.

³on s'intéresse ici à l'inductance cinétique du filament et non pas à l'inductance géométrique de la ligne bifilaire

5.2.1 Caractéristiques expérimentales des SQUIDs mesurés

Le SQUID-DC nommé "A" a été obtenu par évaporation sous angles de $\pm 45^\circ$. 10nm d'aluminium ont été évaporé pour chaque angle. La pression d'oxygène a été maintenue à 10^{-2}mBar durant quatre minutes et quarante cinq secondes pour l'oxydation. La surface de chaque jonction est de l'ordre de $11.5\mu\text{m}^2$. L'environnement inductif du SQUID a été augmenté en insérant de longues lignes d'aluminium de $1\mu\text{m}$ de large, $700\mu\text{m}$ de long et de 20nm d'épaisseur, directement connectées au SQUID. Deux photographies optiques de l'échantillon sont montrées à la Fig.5.13. La surface de la boucle du SQUID est de l'ordre de $360\mu\text{m}^2$.

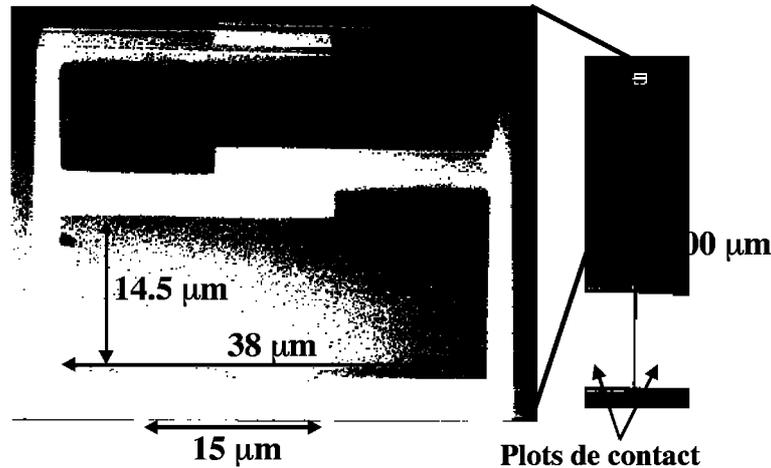


FIG. 5.13: Photographie du SQUID A et de son environnement inductif : La figure de droite nous montre la totalité de l'échantillon (SQUID et lignes supraconductrices). Celle de gauche est un agrandissement sur le SQUID.

Le motif adopté pour l'échantillon A se décrit électriquement à la Fig.5.14, où $C_2 = 60\text{fF}$ et $C_1 = 40\text{pF/m}$ sont obtenues[56] en prenant $\epsilon_r = 12$ comme constante diélectrique du silicium.

L'inductance géométrique linéique de la ligne bifilaire supraconductrice de $700\mu\text{m}$ de long est de l'ordre de $1.6\mu\text{H/m}$. L'inductance cinétique de cette ligne est estimée à $1.2\mu\text{H/m}$. L'inductance linéique totale est donc égale à $2.8\mu\text{H/m}$.

L'échantillon A a été mesuré en utilisant le Filtre Basses Températures 3 (FBT3). La cavité dans laquelle est placé l'échantillon résonne au dessus de 15GHz . Cette fréquence de résonance est supérieure à la fréquence plasma des SQUIDs que nous étudierons. Les modes résonants de la cavité ne pourront donc pas se coupler avec les modes résonants du SQUID. Le SQUID A a été mesuré dans deux configurations expérimentales différentes. Nous nommerons par la suite A_1 et A_2 l'échantillon dans la première et la deuxième configuration.

5.2.1.1 Echantillon A_1

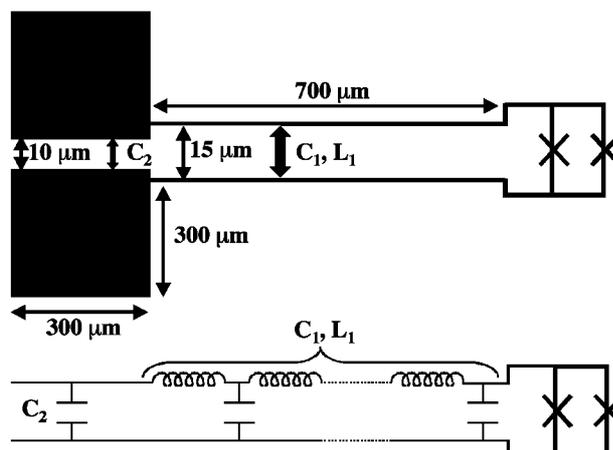


FIG. 5.14: Représentation schématique de l'échantillon A : on représente schématiquement A afin de montrer les distances caractéristiques. On peut ainsi déterminer les différentes capacités et inductances dues à cette configuration. C_2 représente la capacité entre les plots. C_1 et L_1 représentent respectivement la capacité et l'inductance linéique de la ligne bifilaire supraconductrice.

Les connexions du système de mesure au SQUID se font par micro-soudure de fils d'aluminium de diamètre $30\mu m$. L'inductance L_{Alu} de ces fils a été mesurée à température ambiante. Elle est de l'ordre de $0.6nH/mm$. L'utilisation de longs fils de soudure nous permet d'accroître l'environnement inductif du SQUID. Un fil de même type est utilisé pour connecter l'extrémité de la ligne hyperfréquence à la masse. Ce fil est disposé à $500\mu m$ de la boucle du SQUID (Fig. 5.15).

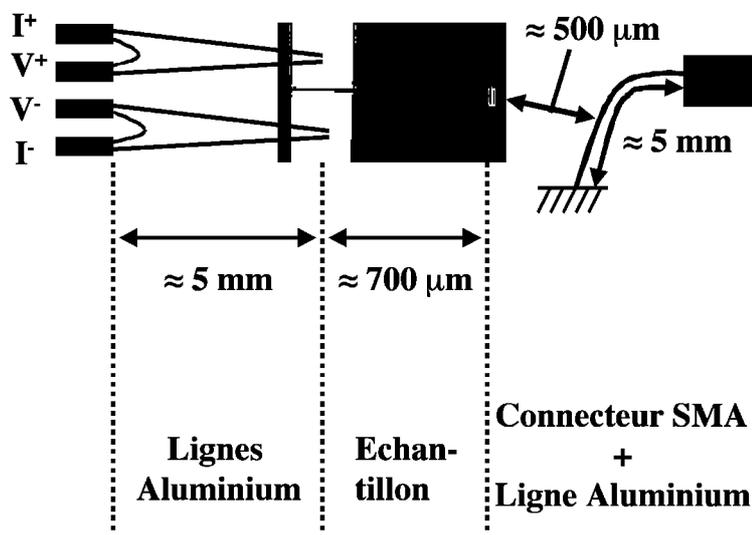


FIG. 5.15: Environnement proche de l'échantillon A_1 : il ne s'agit pas d'une réelle mesure 4 fils, puisqu'on court-circuite I^+ et V^+ ainsi que I^- et V^- . Les impulsions DC ou RF sont envoyées par l'intermédiaire d'un fil d'aluminium de $30\mu m$ de diamètre, long d'environ $5mm$ et distant de la boucle du SQUID de $500\mu m$.

Cet échantillon a été mesuré en utilisant le filtre Basses Températures 3 (BT3). Des absorbeurs ont été introduits à l'intérieur de la cavité dans laquelle est placé l'échantillon A_1 . Un écran en μ -métal entoure le cryostat orange, réduisant d'environ un facteur cent

le champ terrestre à l'intérieur du cryostat.

5.2.1.2 *Echantillon A_2*

Il s'agit du même échantillon que A_1 . Cependant, diverses modifications ont été introduites car les mesures effectuées sur A_1 nous permettaient de penser qu'il existait un excédent de bruit, ainsi qu'un couplage à l'environnement trop important, comme nous pourrions le voir dans les mesures de largeur probabilités d'échappement en fonction du flux extérieur Φ_{DC} .

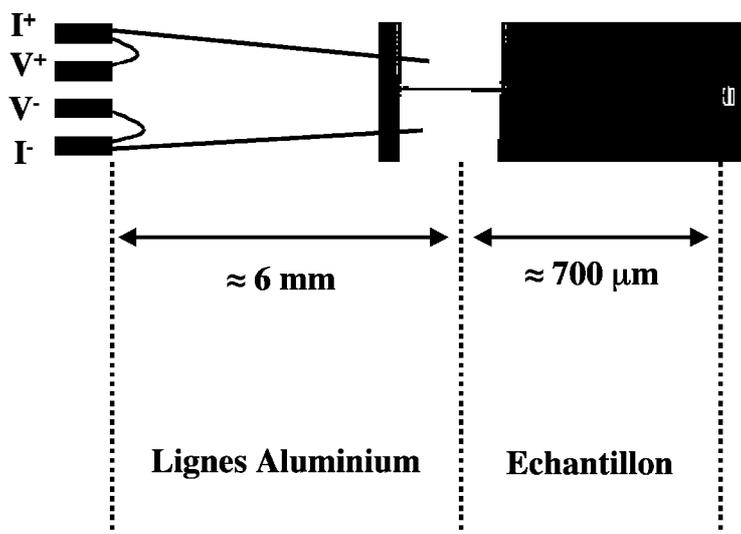


FIG. 5.16: Environnement proche de l'échantillon A_2 : il ne s'agit pas d'une réelle mesure 4 fils, puisqu'on court-circuite I^+ et V^+ ainsi que I^- et V^- .

Afin d'augmenter l'environnement inductif du SQUID, les connections du SQUID au circuit de mesure ont été modifiées comme l'indique la Fig.5.16. Les fils de connections ont été rallongés. La longueur est de l'ordre de 7mm par fil. Afin de diminuer le bruit de flux extérieur, nous avons placé à l'intérieur du calorimètre un écran supraconducteur en plomb. Un écran en fer doux a également été disposé autour du μ -métal. Nous n'avons pas estimé l'influence de ce dernier sur le champ interne au cryostat. Une dernière modification provient de la ligne hyperfréquence. Elle a été déconnectée et remplacée par un court-circuit connecté au filtre BT3.

5.2.2 *Caractéristiques courant/tension*

Le SQUID A mesuré est fortement hystérétique. Les caractéristiques courant/tension sont obtenues en injectant un signal triangulaire en courant à travers le SQUID.

L'influence de la température sur la caractéristique I/V de l'échantillon A_2 est montrée à la Fig.5.17. On observe tout d'abord une diminution du courant d'échappement du SQUID en fonction de la température. Des mesures de probabilité d'échappement décrivant

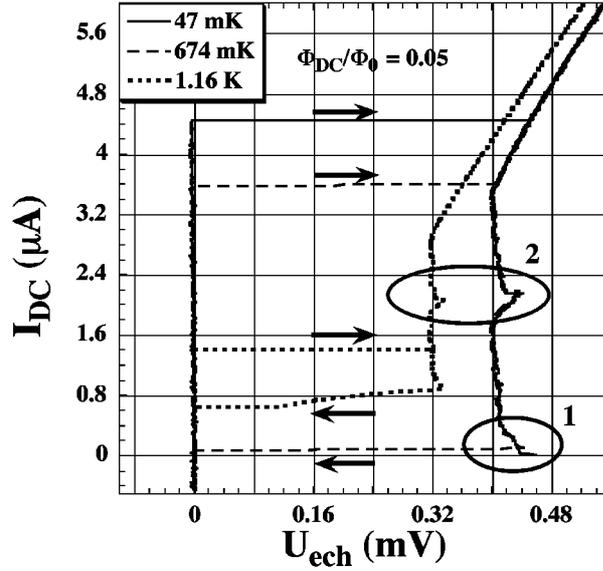


FIG. 5.17: Caractéristique courant/tension de A_2 à différentes températures : ces mesures ont été effectuées en utilisant des paliers de $3nA$ en courant, et un moyennage de 500 par palier. $\Phi_{DC} = 0.05\Phi_0$

la diminution de ce courant d'échappement en fonction de la température seront montrées ultérieurement. On remarque également une diminution du gap supraconducteur Δ en fonction de la température. Enfin, en s'intéressant au courant de repiégeage I_{re} , courant minimal qu'il faille atteindre pour se retrouver dans la branche supraconductrice, on observe une augmentation de celui-ci en fonction de la température. A $47mK$ il est de l'ordre de $5nA$. En mesurant ce courant de repiégeage et le courant critique I_C du SQUID, on peut obtenir une estimation du facteur de qualité de notre système[46]. On obtient $Q = \frac{4I_C}{\pi I_{re}} \approx 1200$. Cependant, il s'agit du facteur de qualité correspondant à 2 fois le gap Δ du SQUID, soit à une fréquence de l'ordre de $111GHz$. Cette fréquence est supérieure à la fréquence plasma ω_p du SQUID qui, pour les différents SQUID mesurés, est inférieure à $14GHz$ et ne nous renseigne donc pas sur la facteur de qualité à ω_p .

La résistance $R_{jonction}$ correspond à la résistance par jonction Josephson du SQUID, et est extraite de la branche résistive de la caractéristique courant/tension. On peut également déterminer le gap $\Delta(T)$ en fonction de la température. Enfin, les mesures effectuées au dessus de la température critique T_c du SQUID ($T_c \approx 1.47K$) permettent de déterminer la résistance des filaments d'aluminium, et ainsi estimer l'inductance cinétique de ceux-ci(Eq.5.44).

Un récapitulatif de ces résultats expérimentaux est donné dans la Table.5.1 pour les échantillons A_1 et A_2 .

Les inductances cinétiques obtenues ne sont pas élevées. Il faut cependant y ajouter l'inductance de la ligne bifilaire, ainsi que l'inductance des fils de soudure qui dépend de l'échantillon considéré.

Il existe cependant une partie de la caractéristique I/V pas encore comprise. Ces zones sont encadrées sur la Fig.5.17. La zone 1 correspond à une résistance négative. Ce phénomène avait déjà été observé dans le cas d'une jonction unique. Nous l'avons at-

Echantillon	$R_{4K}(\Omega)$	$R_{jonction}(\Omega)$	$\Delta(\approx 60mK)(\mu eV)$	$L_{cin}(nH)$
A_1	4100	129.26	230	1.83
A_2	3700	128.5	226	1.68

TAB. 5.1: Les différents paramètres des SQUIDs sont donnés. On donne la résistance à 4K et le gap Δ à 60mK, afin de déterminer l'inductance cinétique L_{cin} des filaments en aluminium (Eq.5.44). La résistance de la jonction $R_{jonction}$ est également donnée.

tribué au chauffage de la jonction. Cependant, nous ne pouvons pas réellement expliquer cette caractéristique. La zone 2 se conduit exactement de la même manière, avec l'apparition d'une résistance négative. Ce phénomène est reproductible et n'apparaît que sur les SQUIDs.

Les caractéristiques I/V de l'échantillon A_2 pour différentes valeurs du flux extérieur Φ_{DC} et à 42mK sont montrées à la Fig.5.18.

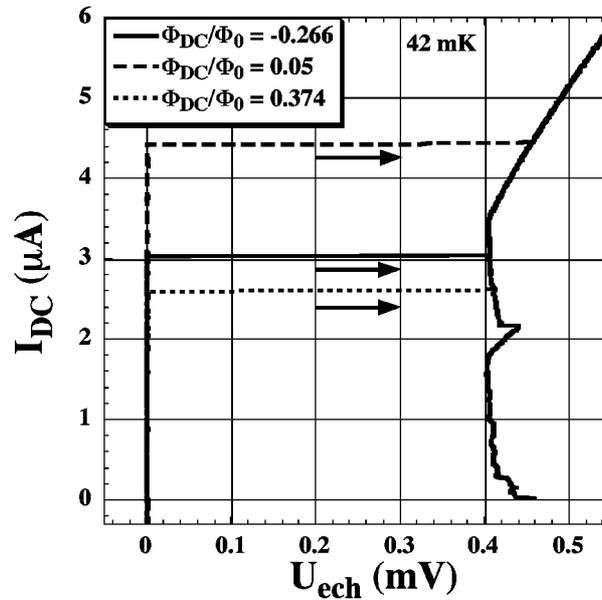


FIG. 5.18: Caractéristique courant/tension de A_2 à différents flux extérieurs : ces mesures ont été effectuées à 42mK en utilisant des paliers de 6nA en courant et un moyennage de 2000 par palier, pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = -0.266$, $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.05$ et $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.374$.

Le maximum du courant critique n'est pas obtenu pour $\Phi_{DC} = 0$, mais pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.05$, pour des raisons de dissymétrie d'inductance, comme on le verra dans le paragraphe suivant. En modifiant le flux extérieur, on observe une diminution du courant d'échappement du SQUID. Ni le gap, ni le courant de repiégeage I_r n'évoluent en fonction de Φ_{DC} . On n'observe pas ici le courant I_r , car celui-ci a été mesuré à 5nA, et on utilise un palier en courant de 6nA. Le changement en flux ne change pas la position et l'amplitude des deux zones de résistance négative.

5.2.3 Modulation du courant critique d'un SQUID en fonction de Φ_{DC}

Pour décrire la modulation du courant critique I_C des SQUIDs en fonction du flux extérieur Φ_{DC} , les probabilités d'échappement des SQUIDs sont mesurées à différents flux Φ_{DC} . On définit ici le courant critique I_C comme le courant d'échappement à la probabilité 0.9 d'échappement. La modulation du courant critique en fonction du flux extérieur appliqué est présentée à la Fig.5.19 pour l'échantillon A_1 . On retrouve la modulation habituelle, pour un SQUID, du courant critique en fonction du flux.

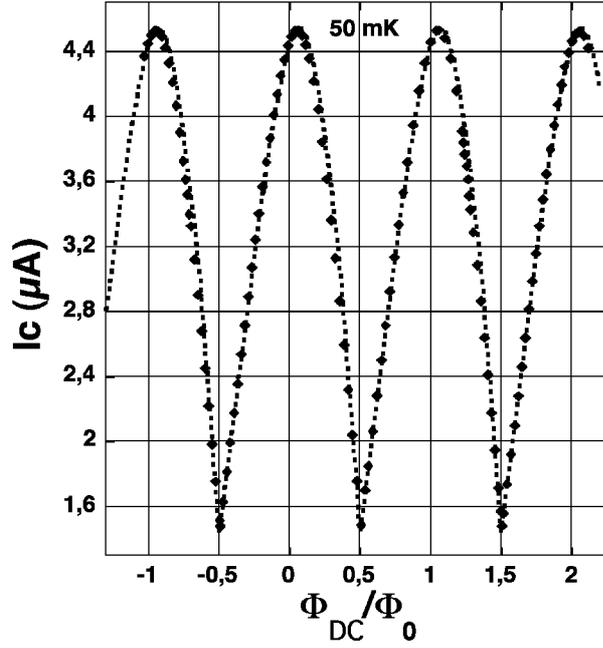


FIG. 5.19: Modulation du courant critique I_C en fonction de Φ_{DC} pour A_1 : ces mesures ont été effectuées à 50mK en utilisant des impulsions en courant I_{DC} de durée $\Delta t = 50\mu\text{s}$. Les losanges sont les données expérimentales. La ligne en pointillé est l'ajustement théorique.

Afin d'obtenir l'ajustement théorique de cette dépendance, les Eq.5.22 sont utilisées, en supposant qu'il n'existe pas de dissymétrie en courant critique ($\alpha = 0$). On ne considère donc que l'effet de l'inductance de la boucle du SQUID et la dissymétrie en inductance dont l'amplitude est donnée par δ . Ces équations ne prennent en compte ni la température ni l'environnement. Elles ne nous permettent donc pas d'obtenir une valeur théorique de courant critique. Cependant, cet ajustement nous donne une estimation de l'inductance L_{squid} du SQUID, ainsi que de la dissymétrie inductive δ . On obtient $L_{squid} = 245\text{pH}$ et $\delta = -0.26$. Ces deux paramètres permettent d'expliquer la modulation du courant critique, ainsi que la dissymétrie de cette modulation. Ces paramètres sont les mêmes pour l'échantillon A_2 puisqu'il s'agit du même échantillon mesuré dans une configuration différente.

Nous ne considérons que l'effet de l'inductance et de sa dissymétrie sur la modulation du courant critique des SQUIDs en fonction de Φ_{DC} car l'oxydation des échantillons est supposée homogène. Cette hypothèse a été confirmée en mesurant un SQUID de plus faible courant critique.

5.2.4 Mesures d'échappement des SQUIDs

5.2.4.1 Probabilité d'échappement des SQUIDs

Afin de comprendre la dynamique d'échappement d'un SQUID, on mesure les probabilités d'échappement de ceux-ci. Le résultat des mesures effectuées sur l'échantillon A_2 est montré à la Fig.5.20. Des impulsions en courant I_{DC} de durée $\Delta t = 50\mu s$ ont été utilisées. Les probabilités d'échappement sont présentées pour différentes températures et à deux flux distincts.

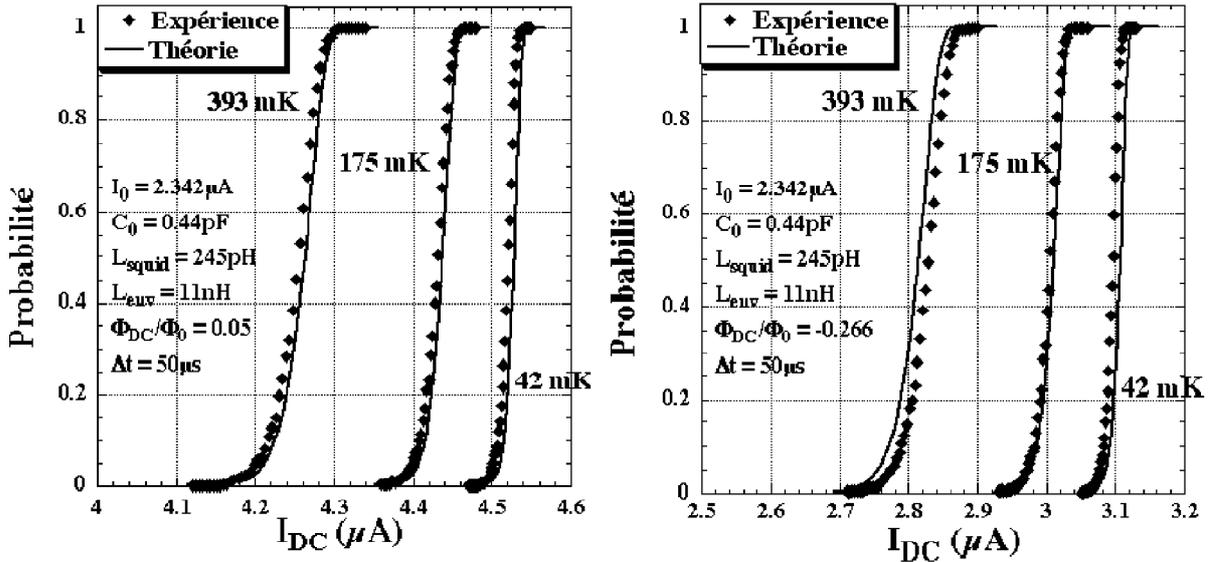


FIG. 5.20: Probabilités d'échappement de A_2 à différentes températures : ces mesures ont été effectuées en utilisant des impulsions en courant I_{DC} de durée $\Delta t = 50\mu s$. Les losanges sont les données expérimentales. Les lignes sont les ajustements théoriques. La figure de gauche est une mesure effectuée à $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.05$ à différentes températures. Celle de droite a été mesurée pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = -0.266$. Chaque point expérimental a été moyenné 4000 fois.

Les ajustements théoriques utilisent l'Eq.5.40 pour le régime d'AT et l'Eq.5.41 pour le régime MQT. Je rappelle que ces équations ne prennent en compte aucune dissymétrie dans le SQUID ($\alpha = \delta = 0$). Les paramètres d'ajustement sont l'inductance de la boucle du SQUID qui a été déterminée précédemment ($L_{squid} = 245pH$), la capacité par jonction C_0 , le courant critique par jonction I_0 , ainsi que la valeur de l'inductance de l'environnement L_{env} . Les ajustements réalisés pour deux différents flux Φ_{DC} nous donnent $C_0 = 0.44pF$, $I_0 = 2.342\mu A$ et $L_e = 11nH$. Ce même ensemble de paramètres nous permet d'ajuster parfaitement les mesures expérimentales avec la théorie pour ces deux flux distincts.

Ces paramètres sont-ils raisonnables ? Comparons la valeur de la capacité C_0 avec celle obtenue pour la mesure de la jonction Josephson unique. Nous pouvons les comparer car la surface en regard des deux armatures en aluminium est identique. La capacité obtenue pour la jonction simple était égale à $0.44pF$ c'est à dire identique à la valeur de C_0 .

Intéressons nous maintenant au courant critique par jonction I_0 . La loi d'Ambegaokar-Baratoff donne dans le cas d'un SQUID parfait un courant critique par jonction de l'ordre de $2.8\mu A$, c'est à dire une valeur supérieure à celle que nous avons ($I_0 = 2.342\mu A$). C'était

également le cas pour la jonction unique.

Le dernier paramètre est l'inductance totale de l'environnement. Afin d'estimer celle-ci, il faut ajouter à l'inductance cinétique et géométrique des filaments supraconducteurs de l'échantillon A_2 , l'inductance des fils de soudure dont l'inductance à température ambiante est de l'ordre de $0.6nH/mm$. L'inductance totale d'environnement L_{env} est ainsi de l'ordre de $10nH$, ce qui est proche de l'inductance de $11nH$ extraite par l'ajustement des mesures.

Pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.05$, correspondant expérimentalement au courant d'échappement le plus élevé, nous avons utilisé pour l'ajustement un flux extérieur $\Phi_{DC} = 0$. En effet, les équations utilisées pour les ajustements de la Fig.5.20 ne prennent pas en compte la dissymétrie inductive. Pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = -0.266$ expérimental, on ajuste également le flux extérieur afin de pouvoir ajuster les probabilités d'échappement. Pour l'ajustement des mesures, nous avons utilisé $\Phi_{DC}/\Phi_0 = -0.243$ afin de compenser le fait que la théorie suppose $\delta = 0$.

La dépendance du courant d'échappement du SQUID en fonction de la température est maintenant analysée. On utilise pour cela les mesures de probabilités d'échappement afin d'extraire pour un flux donné, et une température donnée, le courant correspondant à une probabilité d'échappement égale à 0.5. Les ajustements des mesures expérimentales utilisent l'Eq.5.40 pour le régime d'AT, et l'Eq.5.41 pour le régime MQT. On utilise également pour ces ajustements, les mêmes paramètres du SQUID ou de l'environnement déterminés précédemment, c'est à dire $C_0 = 0.44pF$, $I_0 = 2.342\mu A$, $L_{env} = 11nH$ et $L_{squid} = 245pH$. La durée de l'impulsion en courant est égale à $50\mu s$. Le résultat des mesures pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.05$ et $\Phi_{DC}/\Phi_0 = -0.266$ est montré à la Fig.5.21.

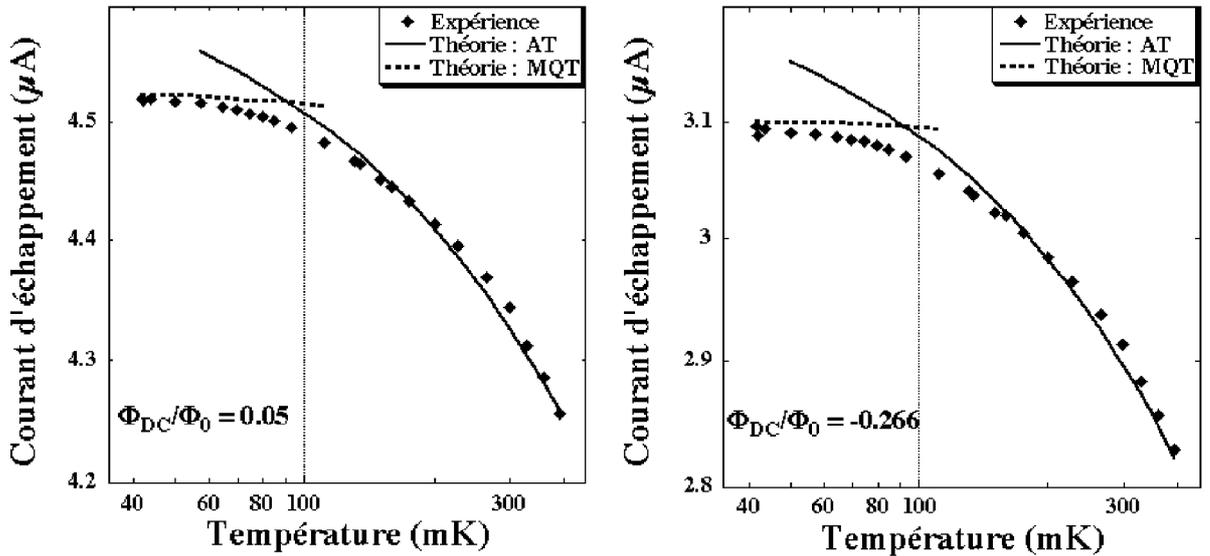


FIG. 5.21: Evolution du courant d'échappement de A_2 en fonction de la température : ces mesures ont été effectuées pour deux flux extérieurs différents : $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.05$ pour la figure de gauche et $\Phi_{DC}/\Phi_0 = -0.266$ pour celle de droite. La durée de l'impulsion en courant est $\Delta t = 50\mu s$. On extrait des probabilités d'échappement, le courant correspondant à la probabilité 0.5 d'échappement. Les points représentent les données expérimentales. La ligne continue et la ligne pointillée sont respectivement les ajustements théoriques dans le régime d'AT et dans le régime MQT.

Les ajustements théoriques expliquent bien nos résultats expérimentaux dans le régime d'effet tunnel macroscopique et dans le régime d'activation thermique, aussi bien pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.05$ que pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = -0.266$. Cependant, dans le régime intermédiaire, le courant d'échappement est plus faible que celui donné par une des deux théories. Il peut s'agir, expérimentalement, d'une combinaison des deux causes de l'échappement. Mais nous n'avons pas finalisé les calculs permettant de prendre en compte ces deux effets.

La dépendance du courant d'échappement à la probabilité 0.5 d'échappement en fonction de la durée Δt des impulsions en courant a également été étudiée. De tels impulsions n'engendrent aucunes transitions vers des états excités du SQUID. L'évolution de ce courant d'échappement en fonction de la durée Δt des impulsions en courant I_{DC} est donnée à la Fig.5.22.

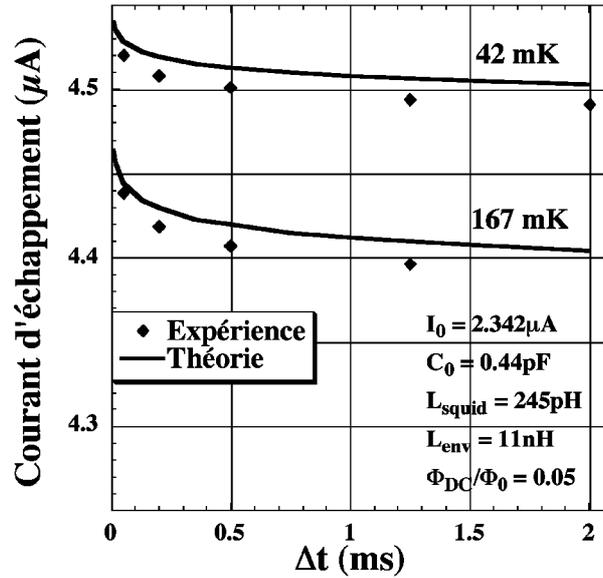


FIG. 5.22: Evolution du courant d'échappement de A_2 en fonction de la durée d'impulsions en courant : ces mesures ont été effectuées à $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.05$ pour deux températures distinctes : $42mK$ et $167mK$. Les points sont les données expérimentales. Les lignes sont les ajustements théoriques. Les paramètres utilisés sont $C_0 = 0.44pF$, $I_0 = 2.342\mu A$, $L_{env} = 11nH$ et $L_{squid} = 245pH$.

Expérimentalement, une diminution du courant d'échappement en fonction de l'augmentation de Δt est observée. L'amplitude du courant d'échappement donnée par les mesures expérimentales est inférieure aux ajustements théoriques. La différence maximum obtenue est de l'ordre de $160nA$ entre les mesures et la théorie, soit une erreur de l'ordre de 3%. La décroissance générale du courant d'échappement est en accord avec la théorie.

5.2.4.2 Temps de vie de l'état de tension nulle du SQUID

La dépendance du temps de vie de l'état de tension nulle d'un SQUID en fonction du courant I_{DC} a été mesurée (Fig.5.23).

Ces mesures donnent accès à des temps de vie minimum de quelques micro-secondes en utilisant des impulsions en courant de durée $\Delta t = 50\mu s$. Une décroissance du temps de vie du SQUID est observée lorsque l'amplitude des impulsions en courant augmente. Cet effet

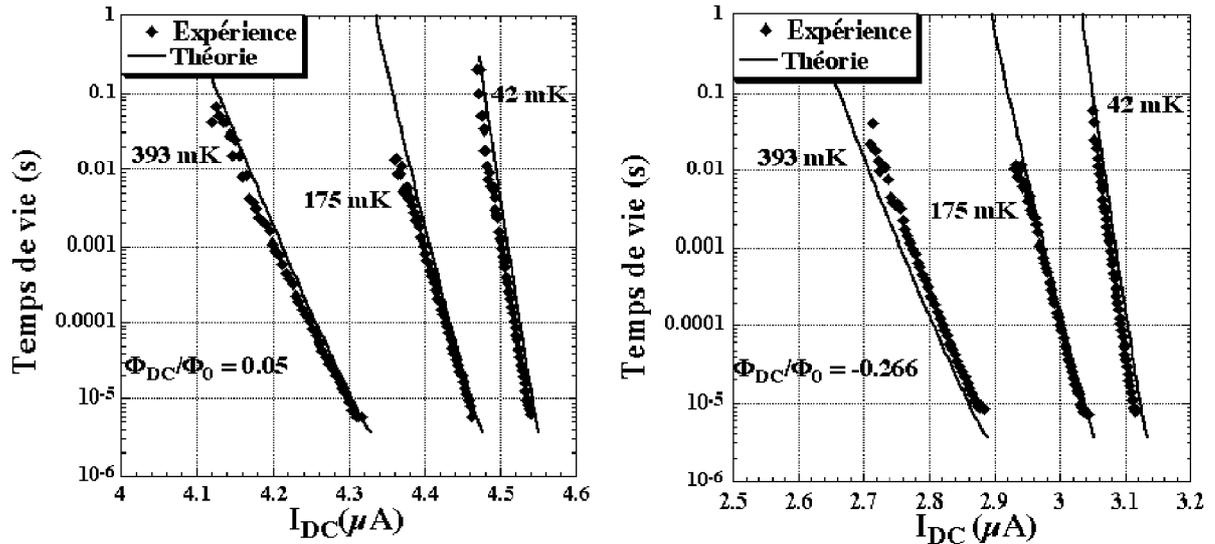


FIG. 5.23: Temps de vie de l'état de tension nulle de A_2 pour une durée d'impulsion donnée, à différentes températures : les mesures de gauche ont été effectuées pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.05$. Celles de droite pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = -0.266$. $\Delta t = 50\mu s$, et les paramètres d'ajustements sont les mêmes que ceux que nous avons utilisés afin d'ajuster les mesures de probabilités d'échappement présentées à la Fig.5.20.

est principalement relié à la décroissance de la hauteur de barrière du potentiel avec une augmentation du courant injecté. Les paramètres utilisés pour les ajustements théoriques sont les mêmes que ceux utilisés pour ajuster les probabilités d'échappement.

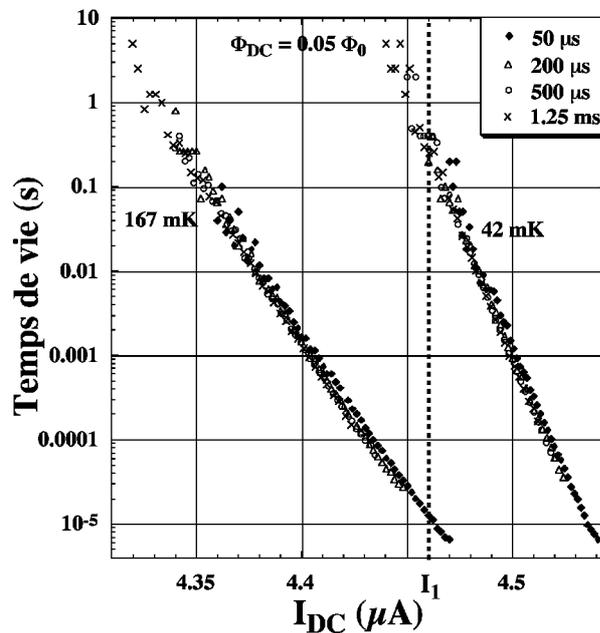


FIG. 5.24: Temps de vie de l'état de tension nulle de A_2 pour différentes durée d'impulsions en courant : ces mesures ont été effectuées à $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.05$ pour deux températures distinctes : $42mK$ et $167mK$. Nous avons utilisé quatre différentes durée d'impulsions en courant : $50\mu s$, $200\mu s$, $500\mu s$ et $1.25ms$.

Les résultats des mesures effectuées à deux températures différentes sur l'échantillon A_2 pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.05$ et pour des durées d'impulsions en courant différentes sont présentés

à la Fig.5.24. Plus l'impulsion en courant est longue, plus le temps de vie du SQUID auquel nous avons accès est grand. Les différents points expérimentaux correspondant à une même température mais à des durées d'impulsions Δt différentes se superposent parfaitement.

Pour une même amplitude d'impulsion en courant noté I_1 à la Fig.5.24, on observe entre les mesures à $42mK$ et $167mK$, une différence de l'ordre de cinq décades dans le temps de vie mesuré. L'effet de la température sur le temps de vie de l'état de tension nulle du SQUID provient essentiellement de l'énergie thermique kT apportée à la particule dans sont puits de potentiel. Plus cette énergie est importante, plus le temps de vie du SQUID, pour un même courant injecté, est faible.

Nous ne pouvons pas sonder des temps de vie plus faibles en utilisant cette technique car nous sommes limités par la durée et le temps de montée de ces impulsions de l'ordre de sept micro-secondes. Une technique utilisant des impulsions en flux nano-secondes nous permettra d'obtenir des temps de vie d'une dizaine de nano-secondes comme nous le verrons au Chap.6.

5.2.4.3 Etude de la largeur des probabilités d'échappement

Intéressons nous tout d'abord à l'évolution de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de la durée Δt des impulsions en courant. Cette évolution pour des mesures effectuées sur l'échantillon A_2 à deux températures différentes correspondant à deux régimes d'échappement distincts est montrée à la Fig.5.25 pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.05$.

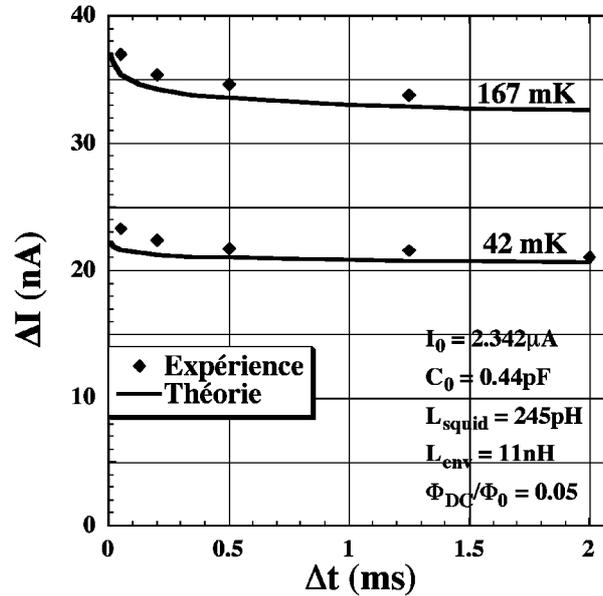


FIG. 5.25: Largeur des probabilités d'échappement de A_2 pour différentes durée d'impulsions en courant : ces mesures ont été effectuées à $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.05$ pour deux températures distinctes : $42mK$ et $167mK$. Les points sont les données expérimentales. Les lignes sont les ajustements théoriques. Les paramètres utilisés sont $C_0 = 0.44pF$, $I_0 = 2.342\mu A$, $L_{\text{env}} = 11nH$ et $L_{\text{squid}} = 245pH$.

Une diminution de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de la durée des impulsions en courant est observée. Cette diminution intervient aussi bien dans le

régime d'activation thermique à $167mK$, que dans celui d'effet tunnel macroscopique à $42mK$. Cette diminution sature assez rapidement quand Δt augmente. Les ajustements théoriques qui utilisent les Eq.5.40 et Eq.5.41 pour différencier les deux régimes décrivent bien les mesures.

Analysons maintenant la dépendance de la largeur des probabilités d'échappement en fonction du flux extérieur Φ_{DC} . Le courant d'échappement du SQUID mesuré à la probabilité 0.5 d'échappement, ainsi que la largeur des probabilités d'échappement en fonction du champ appliqué Φ_{DC} sont montrés à la Fig.5.26. Ces mesures ont été réalisées sur l'échantillon A_1 à $52mK$. Elles conduisent à quatre remarques :

- La largeur minimum obtenue est de l'ordre de $27nA$ alors que la valeur théorique de cette largeur dans le régime MQT, à $52mK$, devrait être de l'ordre de $22nA$. La largeur mesurée est donc supérieure à celle que nous devrions obtenir.

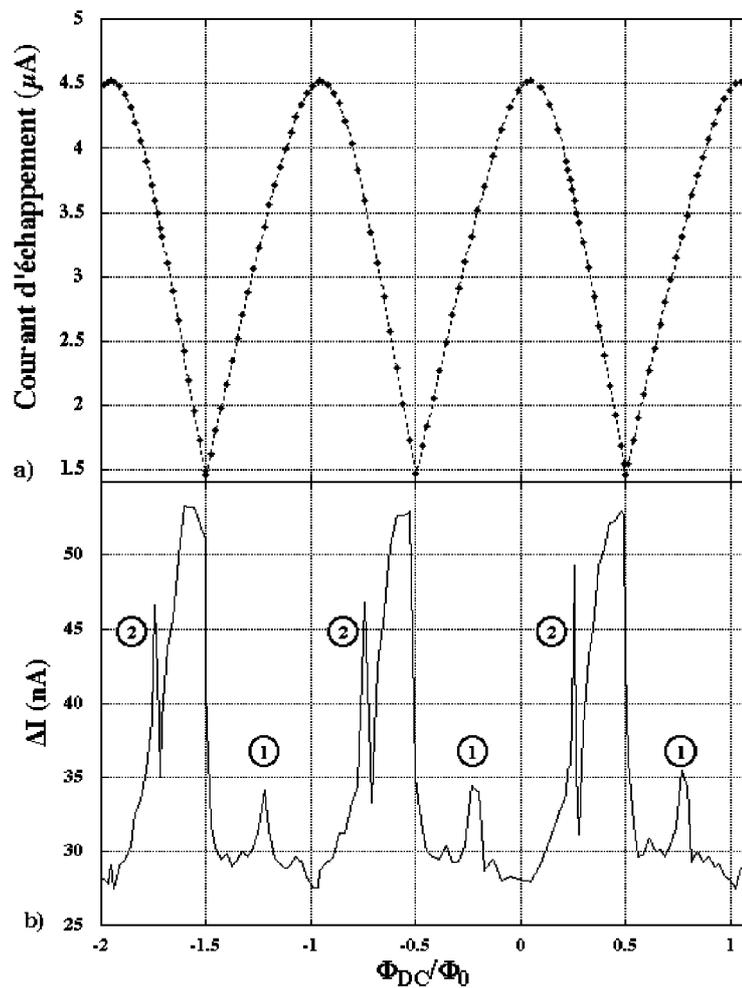


FIG. 5.26: Evolution du courant d'échappement et de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de Φ_{DC} pour A_1 : ces mesures ont été effectuées à $52mK$. La modulation du courant d'échappement à la probabilité 0.5 d'échappement en fonction de Φ_{DC} est présentée en a). La largeur des probabilités d'échappement correspondante est donnée en b).

- On observe une augmentation de la largeur pour $|\Phi_{DC} \neq 0|$. Cet effet est dû à l'inductance finie du SQUID. En effet, si on se rapporte à l'Eq.5.39, il faut prendre en

compte l'effet du préfacteur, et comme on peut le voir à la Fig.5.11, une diminution du courant d'échappement du SQUID n'entraîne pas forcément une diminution de la largeur des probabilités d'échappement.

- Des résonances apparaissent dans la mesure de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de Φ_{DC} . Ces résonances sont reproductibles et les résonances notées 1 et 2 sur la Fig.5.26 sont pratiquement symétriques par rapport au maximum du courant d'échappement. En effet, ces deux résonances apparaissent toutes deux pour un courant d'échappement de l'ordre de $3.5\mu A$. On les attribue donc à un couplage entre la fréquence plasma du SQUID et un mode résonant de l'environnement. Afin de s'affranchir de ces résonances, il faut modifier l'environnement du SQUID.

- Une dernière remarque est l'apparition d'une forte augmentation de la largeur lorsqu'on s'approche de $\Phi_{DC}/\Phi_0 = n/2$.

Deux conclusions s'imposent après ces mesures réalisées sur l'échantillon A_1 . Il faut tout d'abord diminuer le bruit de l'expérience. Pour cela, nous avons introduit dans le calorimètre un écran supraconducteur en plomb afin de réduire le bruit en flux. La ligne hyperfréquence a également été déconnectée afin de réduire un possible bruit électro-magnétique. Il faut de plus éviter les phénomènes de résonances entre le SQUID et l'environnement. Nous avons donc modifié l'environnement de l'échantillon en augmentant l'inductance de l'environnement. Ces modifications conduisent à la configuration expérimentale de l'échantillon A_2 .

Le courant d'échappement à la probabilité 0.5 d'échappement et la largeur des probabilités d'échappement correspondante de l'échantillon A_2 , mesurés à $42mK$ en fonction de Φ_{DC} sont présentés à la Fig.5.27.

On remarque, par rapport à la mesure effectuée sur l'échantillon A_1 , que la largeur minimum obtenue est de l'ordre de $22nA$. Nous avons donc diminué le bruit de l'expérience. Nous ne savons pas si cela provient de l'ajout du bouclier supraconducteur ou de l'augmentation de l'inductance de l'environnement. Les résonances ont disparu suite à la modification de l'environnement. La largeur est minimale au voisinage du flux nul et augmente en s'en écartant. On observe cependant une forte dissymétrie de la largeur par rapport au maximum de courant d'échappement.

L'ajustement théorique a été réalisé en utilisant l'Eq.5.41 et l'Eq.5.31 et les paramètres du SQUID et de l'environnement déterminés au Para.5.2.4. Les courants correspondant à une probabilité 0.9 et 0.1 d'échappement sont déduits pour une température et un flux donnés. La différence entre ces deux courants donne la largeur théorique des probabilités d'échappement dans le régime MQT. Cependant, l'Eq.5.41 ne prend pas compte l'effet de la dissymétrie inductive du SQUID. Nous supposons donc que le zéro de champ pour la courbe théorique correspond au maximum du courant d'échappement expérimental. La courbe théorique a donc été décalée de $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.05$. Le minimum en largeur théorique apparaît donc pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.05$ et non pas pour $\Phi_{DC} = 0$ comme le calcul théorique le prédit.

L'étude de la largeur des probabilités d'échappement en fonction du flux extérieur permet de conclure que le régime d'effet tunnel macroscopique a été atteint pour le SQUID

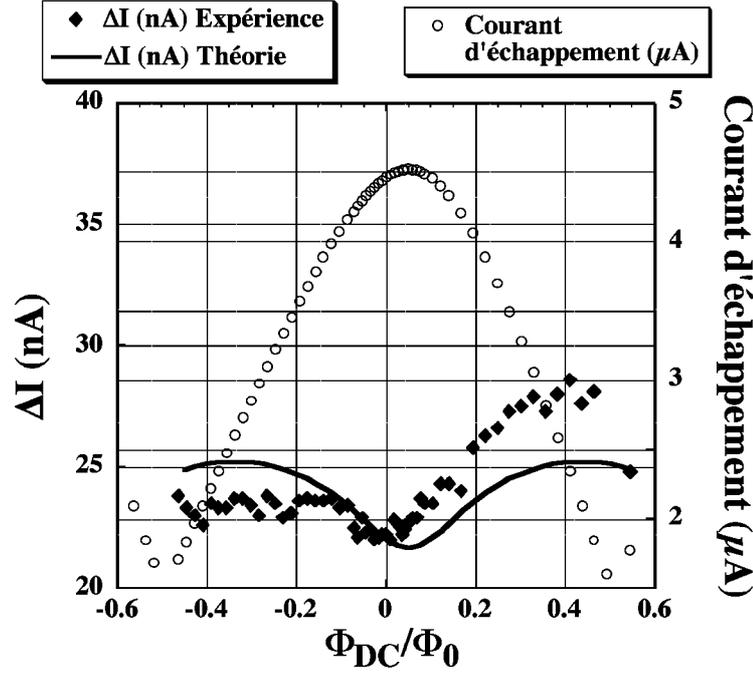


FIG. 5.27: Evolution du courant d'échappement et de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de Φ_{DC} pour A_2 : ces mesures ont été effectuées à $42mK$. Les ronds et les losanges définissent respectivement le courant d'échappement mesuré à la probabilité 0.5 d'échappement et la largeur des probabilités d'échappement pour un flux Φ_{DC} donné. La ligne correspond à l'ajustement théorique en utilisant les paramètres $C_0 = 0.44pF$, $I_0 = 2.342\mu A$, $L_{env} = 11nH$, $L_{squid} = 245pH$ et $\Delta t = 50\mu s$.

A_2 . Elle montre également que l'inductance de la boucle du SQUID tend, dans notre système, à augmenter la largeur des probabilités d'échappement lorsque le courant critique du SQUID diminue. L'ajustement théorique utilisant les processus d'échappement dans le régime MQT ne rend pas compte de la dissymétrie observée dans la largeur. Il la surestime pour les flux négatifs et la sous-estime pour les flux positifs.

Nous n'avons traité pour l'instant que l'influence du flux Φ_{DC} sur la largeur dans le régime MQT. Afin d'étudier le régime d'AT, on utilise l'Eq.5.40 et l'Eq.5.31 qui relie le taux d'échappement à la probabilité d'échappement. On peut ainsi déterminer la largeur théorique des probabilités d'échappement dans le régime d'AT en fonction de Φ_{DC} . Les largeurs expérimentales obtenues, en fonction du flux, pour trois températures différentes, ainsi que les ajustements théoriques dans le régime MQT et dans le régime d'AT sont donnés à la Fig.5.28.

On observe, aussi bien dans le régime MQT que dans le régime d'AT, une augmentation de la largeur des probabilités d'échappement quand le courant critique du SQUID diminue. La dissymétrie dans la largeur observée pour le régime MQT est également mesurée dans le régime d'AT.

Les mesures expérimentales sont réalisées sur un SQUID dissymétrique. L'ajustement théorique ne prend pas en compte cette dissymétrie inductive. Nous supposons donc que la différence entre la mesure et la théorie provient de l'effet de cette dissymétrie. Nous essayons actuellement d'introduire cette dissymétrie dans le calcul théorique de la largeur

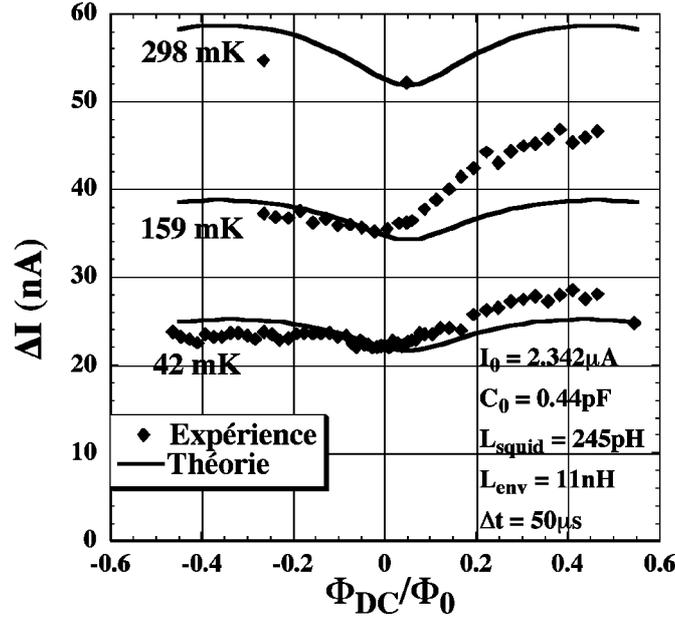


FIG. 5.28: Evolution de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de Φ_{DC} pour A_2 dans le régime MQT et le régime d'AT : ces mesures ont été effectuées à $42mK$, $159mK$ et $298mK$. Les losanges sont les données expérimentales. Les lignes sont les ajustements théoriques. Les paramètres utilisés sont $C_0 = 0.44pF$, $I_0 = 2.342\mu A$, $L_{env} = 11nH$ et $L_{squid} = 245pH$.

des probabilités d'échappement.

Etudions enfin l'influence de la température sur la largeur des probabilités d'échappement aussi bien dans le régime MQT que dans le régime d'AT pour 2 différents flux Φ_{DC} . L'un correspondant au courant d'échappement maximal mesuré pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.05$, et l'autre correspondant à un courant d'échappement de l'ordre de $3.1\mu A$ pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = -0.266$. Les largeurs de probabilité d'échappement en fonction de la température, pour les échantillons A_1 et A_2 , sont tracées à la Fig.5.29 pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.05$. Les ajustements théoriques dans les régimes d'AT et de MQT, utilisant les mêmes paramètres que précédemment, sont également tracés.

L'évolution de la largeur en fonction de la température présente deux régimes différents. Le premier est associé à l'AT où la largeur évolue comme $T^{2/3}$ comme le prédit l'Eq.5.33. Dans ce premier régime, les données expérimentales des échantillons A_1 et A_2 sont en parfait accord avec l'ajustement théorique. La différence d'environnement entre les échantillons A_1 et A_2 ne modifie pas cette dépendance.

Le deuxième régime correspond à un plateau où la largeur ne dépend presque plus de la température. Pour l'échantillon A_1 , le plateau observé est typiquement dû au bruit expérimental de notre expérience, car le même échantillon mesuré dans une configuration expérimentale différente (échantillon A_2) permet d'obtenir une largeur plus faible de $5nA$. La largeur obtenue pour l'échantillon A_2 dans le régime MQT est légèrement supérieure à l'ajustement théorique. La différence d'amplitude en largeur entre la théorie et l'expérience est de l'ordre de $2nA$.

Intéressons nous maintenant à l'évolution de la largeur des probabilités d'échappement

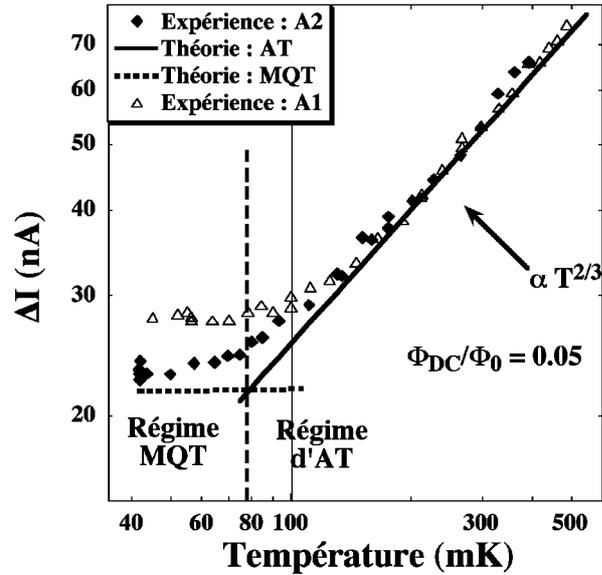


FIG. 5.29: Evolution de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de la température pour A_1 et A_2 à un flux proche de zéro : ces mesures ont été effectuées à $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.05$. Les losanges sont les données expérimentales de A_2 . Les carrés sont les données expérimentales de A_1 . Les lignes sont les ajustements théoriques. Les paramètres utilisés sont $C_0 = 0.44pF$, $I_0 = 2.342\mu A$, $L_{env} = 11nH$ et $L_{squid} = 245pH$.

en fonction de la température pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = -0.266$. Elle est tracée, pour l'échantillon A_2 , à la Fig.5.30.

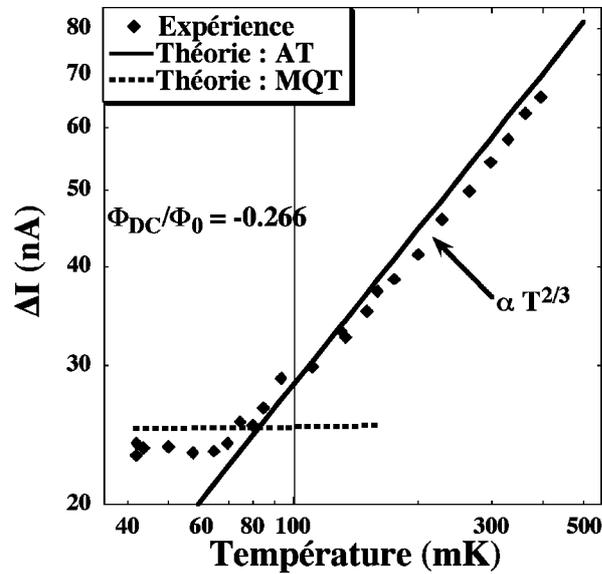


FIG. 5.30: Evolution de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de la température pour A_2 à un flux proche de $-\Phi_0/4$: ces mesures ont été effectuées à $\Phi_{DC}/\Phi_0 = -0.266$. Les losanges sont les données expérimentales de A_2 . Les lignes sont les ajustements théoriques. Les paramètres utilisés sont $C_0 = 0.44pF$, $I_0 = 2.342\mu A$, $L_{env} = 11nH$ et $L_{squid} = 245pH$.

On observe également deux régimes bien distincts. Le premier est le régime d'AT pour lequel les données expérimentales de la largeur suivent bien une loi en $T^{2/3}$. Le deuxième est le régime MQT où la largeur n'évolue pas en fonction de la température. Dans ces deux

régimes, pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = -0.266$, l'ajustement théorique donne des valeurs de largeurs supérieures d'environ $2nA$ aux mesures expérimentales. Ces mesures concluent également que le régime MQT du SQUID A_2 a été atteint, et que l'évolution de la largeur des probabilités d'échappement dans le régime d'AT est bien comprise, suivant bien la loi prédite en $T^{2/3}$.

5.3 Conclusion

Nous avons étudié, par une technique d'impulsions en courant I_{DC} , l'influence de la température, du flux extérieur Φ_{DC} , ainsi que de la durée des impulsions en courant, sur la dynamique d'échappement d'un SQUID inductif.

En étudiant la largeur des probabilités d'échappement en fonction de la température pour l'échantillon A_2 , nous avons mis en évidence le régime MQT et le régime d'AT du SQUID. Ces régimes ont tout d'abord été étudiés à deux flux distincts : $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.05$ et $\Phi_{DC}/\Phi_0 = -0.266$. L'évolution de la largeur des probabilités d'échappement dans le régime d'AT est parfaitement comprise et suit bien une loi en $T^{2/3}$ comme prédit par la théorie. Si le régime MQT avait déjà été mesuré, la dépendance en $T^{2/3}$ n'aurait pas été observée[21] dans les années 80. Le régime MQT et le régime d'AT ont été récemment observés par l'université du Kansas[57]. Cependant, cette dernière expérience ne montre pas d'étude dans les régimes MQT et d'AT en fonction du flux. Nos mesures montrent que pour le SQUID A_2 , les régimes MQT et d'AT ont été totalement interprétés en fonction de la température et du flux. De telles mesures n'ont, à notre connaissance, pas encore été réalisées.

L'influence de l'inductance de la boucle du SQUID a également été étudiée. En effet, les mesures effectuées[21] dans les années 80, montraient une décroissance de la largeur des probabilités d'échappement en fonction d'une diminution du courant critique. Nous avons rencontré un comportement inverse en mesurant une augmentation de cette largeur pour l'échantillon A_2 avec une diminution du courant critique. Dans les régime d'AT et de MQT, l'influence de l'inductance du SQUID sur la dynamique d'échappement du SQUID est bien comprise.

L'influence de la dissymétrie de la boucle du SQUID est probablement la cause d'une dissymétrie dans l'étude de la largeur des probabilités d'échappement en fonction du flux extérieur. Le calcul théorique ne prend pas encore en compte cette dissymétrie, et nous supposons que c'est pour cette raison que nous ne pouvons pas ajuster parfaitement l'évolution de cette largeur dans le régime d'AT et le régime MQT en fonction du flux extérieur. Nous travaillons actuellement afin de prendre en compte cette dissymétrie dans l'étude de l'échappement du SQUID.

La technique de mesure utilisée permet de sonder les temps de vie de l'état de tension nulle des SQUIDS allant de quelques micro-secondes à quelques secondes. L'échantillon A_2 a été étudié dans son régime MQT, mais le temps de montée des impulsions est de l'ordre de $7\mu s$. Ce temps est trop long pour nous permettre d'obtenir des temps de vie de l'ordre de $10ns$ comme escompté afin d'utiliser un SQUID-DC comme détecteur de quantum d'énergie(voir Para.2.2). Nous devons donc utiliser un nouveau paramètre extérieur modi-

fiant les caractéristiques du SQUID d'une manière adiabatique, ou non adiabatique. Pour cela, nous avons introduit une ligne hyperfréquence dans notre cryostat afin d'appliquer des impulsions en flux extérieur de temps de montée nano- et pico-secondes. Ce SQUID A_2 a été également mesuré sous l'influence de ces impulsions en flux. Cependant, le couplage entre la ligne hyperfréquence et l'environnement (voir Para.6.5.2) était trop important. Je ne présenterai donc pas les résultats obtenus sur le SQUID A_2 sous l'influence d'impulsions nano- et pico-secondes.

Afin de réaliser les expériences proposées dans le Chap.2, nous avons développé un système de mesure permettant de coupler le SQUID à des impulsions RF, ou à des impulsions nano-secondes ou pico-secondes. Nous présenterons dans un premier temps le dispositif expérimental du SQUID nommé B_2 que nous avons mesuré. En modélisant le circuit supraconducteur et son environnement, nous analyserons théoriquement, dans une seconde partie, la dynamique du SQUID dans sa limite linéaire et classique. Les mesures I/V et d'échappement permettront de caractériser les paramètres du SQUID. En particulier, l'échappement du SQUID ne présentera plus d'effet tunnel macroscopique en raison d'un bruit extérieur trop important. Sa température effective sera estimée à $210mK$. D'autre part, l'application d'impulsions RF permettra de mettre en évidence les résonances relatives à l'environnement du SQUID. Certaines nous permettront de finaliser la caractérisation de l'environnement du SQUID. Dans une quatrième partie, nous verrons que l'application d'impulsions en flux de durée égale à quelques dizaines de nano-secondes nous permet de sonder le temps de vie de l'état de tension nulle d'un SQUID dans la gamme de quelques nano-secondes. L'influence de l'environnement sur les mesures utilisant ces impulsions sera étudiée. Finalement des impulsions RF seront appliquées au SQUID. Ces mesures mettront en évidence une activation résonante lorsque la fréquence appliquée correspondra à la fréquence plasma du SQUID. Une telle analyse a déjà été réalisée[20, 58] sur des jonctions Josephson uniques en irradiant celle-ci avec des radio-fréquences, mais n'avait, jusqu'à présent, jamais été réalisée pour un SQUID. Une analyse en fonction de la puissance des impulsions RF permettra de préciser la sensibilité en énergie de notre détecteur. Nous verrons finalement les résultats préliminaires d'une technique permettant de mesurer l'état d'un SQUID en dix nano-secondes. Ces mesures vérifient la condition d'adiabaticité nécessaire à la mesure quantique discutée au Chap.2.

6.1 Caractéristiques expérimentales du SQUID B_2

Le SQUID B_2 a été réalisé par évaporation sous angles de $\pm 30^\circ$. $10nm$ d'aluminium ont été évaporé pour chaque angle. La pression d'oxygène a été maintenue à $2.1 \times 10^{-1}mBar$ durant dix minutes pour l'oxydation. La surface de chaque jonction obtenue est de l'ordre de $7\mu m^2$. Les micro-lignes d'aluminium sont larges de $0.8\mu m$, longues de $520\mu m$ (Fig.6.2) et épaisses de $20nm$. Deux photographies optiques de l'échantillon sont montrées à la Fig.6.1. La surface de la boucle du SQUID S_S est de l'ordre de $360\mu m^2$.

Nous avons modifié le montage expérimental en comparaison à l'échantillon A_2 . Les lignes d'amenées de courant ne sont plus espacées que de $2.7\mu m$. Ceci permet de réduire le couplage mutuel entre la ligne coaxiale et les lignes d'amenées. Les longs fils lithographiés

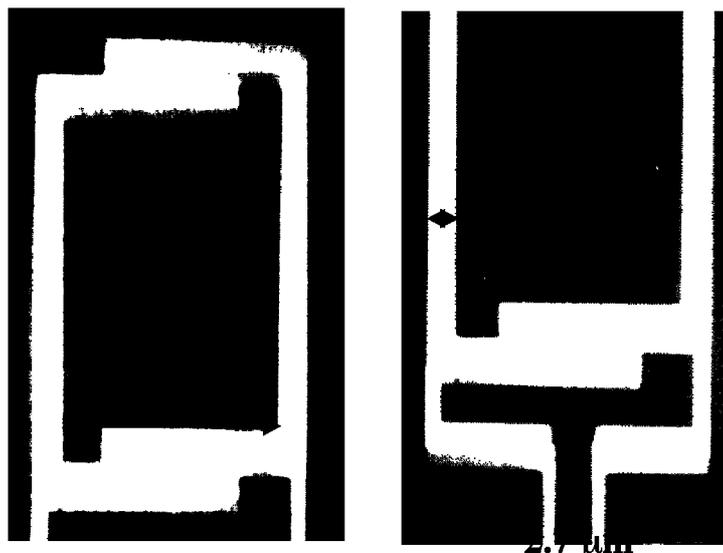


FIG. 6.1: Photographie du SQUID B_2 : La figure de gauche montre la boucle du SQUID. Celle de droite nous montre la jonction inférieure et le début des filaments d'aluminium.

de longueur approximative $500\mu m$ situés entre le SQUID et les plots de contacts peuvent être décrits comme une ligne coplanaire (voir Fig.6.2). L'inductance géométrique et la capacité par unité de longueur sont $0.6\mu H/m$ et $32pF/m$. La surface des plots de contacts a été réduite et leur capacité est de l'ordre de $25fF$.

FIG. 6.2: Photographie optique du SQUID B_2 et de son environnement inductif : les lignes d'amenées de courant sont longues d'environ $500\mu m$. L'espacement entre les plots de contacts a été augmenté.

Une capacité de capacitance élevée a de plus été introduite très proche de l'échantillon. Cette capacité a été réalisée au laboratoire. La surface inférieure est en niobium, le diélectrique utilisé est l'alumine (d'épaisseur $500nm$ et de constante diélectrique $\epsilon_r = 10$) et la surface supérieure est en aluminium. La surface en regard entre les deux armatures est de l'ordre de $0.49\mu m^2$. Cette capacité C_{env} est de l'ordre de $86pF$. Elle a pour rôle de

réaliser un court-circuit dans la gamme des hautes fréquences.

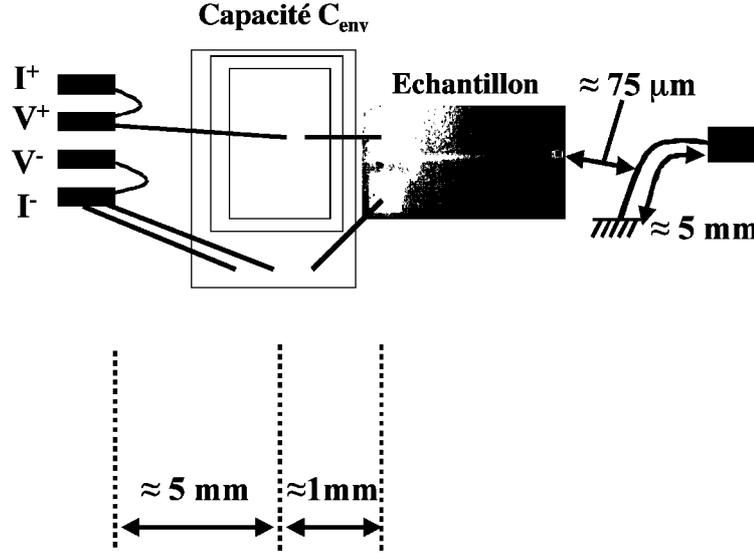


FIG. 6.3: Montage expérimental du SQUID B_2 : l'échantillon B_2 est montré dans son environnement. C_{env} est la capacité de l'ordre de $86pF$. L'échelle n'est pas respectée.

Un schéma de la connectique est donné à la Fig.6.3. Les connexions de I^+ , V^+ et I^- , V^- sur la capacité C_{env} se font avec des fils d'aluminium de $30\mu m$ de diamètre et d'environ $6mm$ de long. La connexion de la capacité C_{env} à l'échantillon se fait avec les mêmes fils d'aluminium mais de longueur de $1mm$. Un fil d'aluminium de $30\mu m$ de diamètre court-circuite à la masse l'extrémité de la ligne coaxiale transportant les hyper-fréquences. La distance entre la ligne coaxiale et le SQUID est de l'ordre de $75\mu m$.

Le SQUID B_2 a été mesuré en utilisant le filtre BT3. La cavité dans laquelle est placée le SQUID résonne au-dessus de $15GHz$ (voir Fig.3.7). Le bouclier μ -métal ainsi que le bouclier supraconducteur et le fer doux entourent le cryostat orange.

6.2 Dynamique du SQUID soumis à une excitation RF

Dans ce paragraphe, un modèle théorique très simplifié permettra de considérer l'influence d'une impulsion RF sur la dynamique du SQUID. De nombreuses études théoriques ont été menées pour discuter de l'échappement d'une jonction Josephson sous l'influence de radio-fréquences [58, 26]. Dans le modèle proposé ci-dessous, les approximations classiques et linéaires seront effectuées. D'autre part l'inductance du SQUID sera négligée.

Le circuit supraconducteur discuté par la suite est décrit à la Fig.6.4. M_{SQUID} et M_{env} représentent respectivement les coefficients de mutuelle inductance entre la ligne coaxiale et le SQUID, et entre la ligne coaxiale et l'environnement. C_{env} et L_{env} sont respectivement la capacité et l'inductance de l'environnement. R_{env} décrit les pertes dans l'environnement. I_0 , C_0 et $2R_J$ représentent respectivement le courant critique, la capacité et la résistance en parallèle par jonction du SQUID. $i_{contrôle}$, I_{induit} et I_{DC} sont respectivement le courant injecté le long de la ligne coaxiale, le courant induit à travers le SQUID et le courant

DC injecté le long des lignes de mesure. Finalement, nous considérerons une dynamique en temps sinusoïdale. Le courant de contrôle traversant la ligne coaxiale s'écrira donc, en notation complexe : $i_{\text{contrôle}}(t) = i_{\text{contrôle}}^m e^{j\omega t}$.

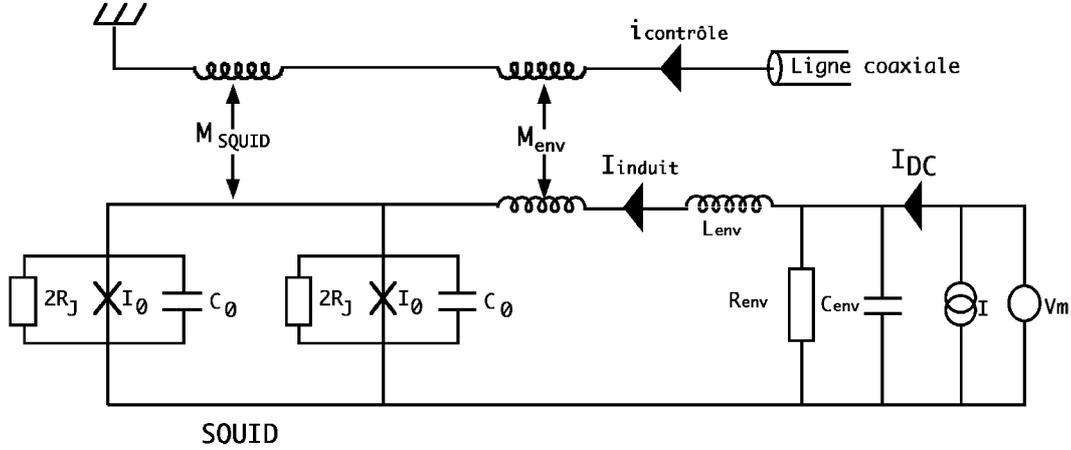


FIG. 6.4: Modélisation du circuit supraconducteur

Grâce à la capacité C_{env} il n'est pas nécessaire de prendre en compte les circuits d'injection de courant et de mesure de tension en amont de cette dernière. Le courant $i_{\text{contrôle}}(t)$ va induire, par l'intermédiaire de la mutuelle M_{env} et M_{SQUID} , un courant oscillant $I_{\text{induit}}(t)$ à travers le SQUID. Nous verrons par la suite que tous les paramètres relatifs au SQUID, à l'environnement et aux mutuelles inductances peuvent être déterminés expérimentalement. Pour cela, nous devons tout d'abord nous intéresser aux équations d'évolutions de la différence de phase φ aux bornes du SQUID, lorsqu'un courant $i_{\text{contrôle}}(t)$ est appliqué au travers de la ligne coaxiale. Ce courant induit une variation de flux $\delta\Phi(t)$ au travers du SQUID égale à $M_{\text{SQUID}}i_{\text{contrôle}}(t)$. D'autre part, l'équation d'évolution de la dynamique de phase du SQUID, sous l'influence d'une variation de flux $\delta\Phi(t)$ est donnée par :

$$I_{DC} + I_{\text{induit}}(t) = \left(\frac{C_0 \Phi_0}{\pi} \right) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \left(\frac{\Phi_0}{2\pi R_J} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial t} + I_C(\Phi_{DC} + \delta\Phi(t)) \sin \varphi \quad (6.1)$$

où $I_C(\Phi_{DC} + \delta\Phi(t))$ est le courant critique du SQUID lorsqu'un flux constant Φ_{DC} et une variation de flux $\delta\Phi(t)$ sont appliqués à travers celui-ci. La loi de Kirchhoff nous permet de relier les différentes tensions mesurées à travers le circuit par :

$$-M_{\text{env}} \frac{\partial i_{\text{contrôle}}(t)}{\partial t} - \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = Z_{\text{env}}(\omega) I_{\text{induit}}(t) \quad (6.2)$$

où $Z_{\text{env}}(\omega)$ est l'impédance de l'environnement décrit à la Fig.6.4. Elle est donnée par $Z_{\text{env}}(\omega) = jL_{\text{env}}\omega + \frac{1}{jC_{\text{env}}\omega + 1/R_{\text{env}}}$. Plaçons nous au voisinage du point d'équilibre du SQUID, défini par $I_{DC} = I_C(\Phi_{DC}) \sin \varphi_m$ où φ_m représente la différence moyenne de phase aux bornes du SQUID lorsqu'un courant I_{DC} est injecté. On peut alors, dans la limite des faibles oscillations de la différence de phase φ , et dans le cas où $\delta\Phi(t) \ll \Phi_0$, développer le terme purement Josephson du SQUID sous la forme :

$$I_C (\Phi_{DC} + \delta\Phi(t)) \sin \varphi = I_C(\Phi_{DC}) \sin \varphi_m + \delta\Phi(t) \frac{\partial I_C(\Phi_{DC})}{\partial \Phi} \sin \varphi_m + \delta\varphi(t) I_C(\Phi_{DC}) \cos \varphi_m \quad (6.3)$$

où $\frac{\partial I_C(\Phi_{DC})}{\partial \Phi}$ représente la sensibilité en flux du SQUID au point de fonctionnement considéré (voir Fig.6.7.a). $\delta\varphi(t)$ est la variation de la différence de phase aux bornes du SQUID induite par la variation de flux $\delta\Phi(t)$. En utilisant le développement de l'élément purement Josephson, les Eq.6.1 et Eq.6.2 deviennent :

$$\left[-\frac{\Phi_0 C_0}{\pi} \omega^2 + \frac{\Phi_0}{2\pi R_J} j\omega + I_C(\Phi_{DC}) \cos \varphi_m \right] \delta\varphi(t) = I_{induit}(t) - M_{SQUID} i_{contrôle}(t) \frac{\partial I_C(\Phi_{DC})}{\partial \Phi} \sin \varphi_m \quad (6.4a)$$

$$-j\omega \left[M_{env} i_{contrôle}(t) + \frac{\Phi_0}{2\pi} \delta\varphi(t) \right] = Z_{env}(\omega) I_{induit}(t) \quad (6.4b)$$

Dans la limite des faibles fréquences où $\omega \ll \omega_p$, les termes en ω et ω^2 de l'Eq.6.4a peuvent être négligés. En supprimant le terme $\delta\varphi(t)$ entre l'Eq.6.4a et l'Eq.6.4b, le courant induit $I_{induit}(t)$ est déduit :

$$I_{induit}(t) = \left(C_{env} \omega - \frac{j}{R_{env}} \right) \omega \left[\frac{M_{env} - \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{\partial I_C(\Phi_{DC})}{\partial \Phi} \frac{\sin \varphi_m}{\cos \varphi_m} \frac{M_{SQUID}}{I_C(\Phi_{DC})}}{1 - (L_{env} + L_J) C_{env} \omega^2 + j \frac{L_{env} + L_J}{R_{env}} \omega} \right] i_{contrôle}(t) \quad (6.5)$$

$I_{induit}(t)$ dépend des paramètres du SQUID, de l'environnement, des mutuelles, de la sensibilité en flux du SQUID au point de fonctionnement et est proportionnel à $i_{contrôle}(t)$. Nous verrons par la suite que cette équation nous permettra, en analysant la fréquence de résonance du circuit environnemental, d'estimer la valeur de la mutuelle M_{env} entre la ligne coaxiale et l'environnement.

Dans la limite des hautes fréquences, lorsque $\omega \gg 1/\sqrt{L_{env} C_{env}}$, le terme $Z_{env}(\omega)$ de l'Eq.6.4b est dominé par l'environnement inductif. Il se réécrit donc sous la forme $jL_{env}\omega$. En supprimant le terme $I_{induit}(t)$ entre l'Eq.6.4a et l'Eq.6.4b, on obtient une expression de la différence de phase $\delta\varphi(t)$ induite en fonction des paramètres du SQUID, de l'environnement, des mutuelles, de la sensibilité en flux du SQUID au point de fonctionnement et de $i_{contrôle}(t)$. L'évolution de cette différence de phase $\delta\varphi(t) = \delta\varphi^m(\omega) e^{j\omega t}$ est donnée par :

$$\delta\varphi^m(\omega) = \frac{\pi}{\Phi_0 C_0} \left(\frac{M_{env}}{L_{env}} + \frac{\partial I_C(\Phi_{DC})}{\partial \Phi} M_{SQUID} \sin \varphi_m \right) \times \frac{i_{contrôle}^m}{\left[\omega^2 - \frac{\pi}{\Phi_0 C_0} \left(I_C(\Phi_{DC}) \cos \varphi_m + \frac{\Phi_0}{2\pi L_{env}} \right) - j\omega\eta \right]} \quad (6.6)$$

où $\eta = 1/R_J 2C_0$ décrit les pertes dans le SQUID à la résonance. $\frac{\Phi_0}{2\pi I_C(\Phi_{DC}) \cos \varphi_m}$ représente l'inductance L_J du SQUID. A partir de $\delta\varphi^m(\omega)$, l'énergie emmagasinée $E_{SQUID}(\omega)$ dans le SQUID est aisément calculée. Elle est donnée par :

$$E_{SQUID}(\omega) = \frac{\Phi_0 I_C(\Phi_{DC})}{2\pi} \cos \varphi_m \frac{|\delta\varphi^m(\omega)|^2}{2} \quad (6.7)$$

Cette dernière équation permet de déterminer l'énergie emmagasinée dans le SQUID sous l'influence d'impulsions RF. Nous pourrions comparer par la suite l'énergie estimée dans notre expérience au quantum d'énergie d'oscillation $\hbar\omega_p$. La sensibilité de détection par échappement pour le SQUID B_2 pourra ainsi être estimée.

6.3 Mesures du SQUID en l'absence d'excitation RF

La résistance par jonction $R_{jonction}$ du SQUID dans l'état normal est de l'ordre de 856Ω . Son gap supraconducteur Δ est égal à $232\mu eV$. La loi d'Ambegaokar-Baratoff donne dans le cas d'un SQUID parfait un courant critique par jonction de l'ordre de $425nA$. On peut extraire l'inductance L_{squid} de la boucle du SQUID en analysant la dépendance du courant critique en fonction du flux extérieur Φ_{DC} . Une telle analyse, que je ne montre pas ici, nous donne une inductance de la boucle du SQUID L_{squid} égale à $150pH$. Cette valeur d'inductance est plus faible que pour l'échantillon A_2 . Ceci s'explique par une largeur plus importante des bras du SQUID ainsi que par une géométrie différente. On peut, avec cette valeur d'inductance, analyser la dépendance de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de la température à un flux Φ_{DC} fixe. Les paramètres de courant critique I_0 , de capacité C_0 par jonction et la valeur de l'inductance L_{env} servent alors de paramètres d'ajustement. L'évolution de la largeur des probabilités d'échappement mesurés ainsi que le résultat des ajustements sont tracés à la Fig.6.5.

On observe deux régimes d'évolution de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de la température. Le premier est le régime où la largeur dépend de la température. Sa dépendance suit bien une loi proche de $T^{2/3}$, mais l'ajustement n'est pas parfait. Il nous donne tout de même une estimation des paramètres du SQUID et de l'environnement. Ces paramètres expliquent également la décroissance du courant d'échappement en fonction de la température dans le régime d'activation thermique. Cette dernière étude n'est pas montrée ici. Le deuxième régime montre une saturation de la largeur des probabilités d'échappement à basses températures ($< 200mK$). Il ne s'agit pas cependant du régime MQT. En effet, si nous utilisons les paramètres du SQUID et de l'environnement, la largeur

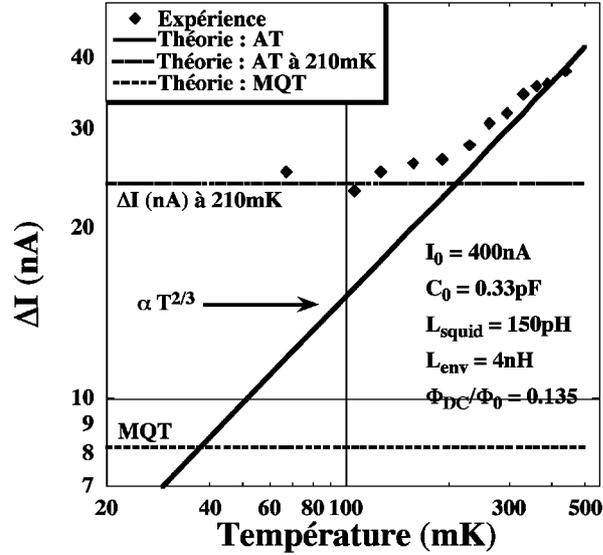


FIG. 6.5: Largeur des probabilités d'échappement vs température de B_2 : ces mesures ont été effectuées à $\Phi_{DC}/\Phi_0 = 0.135$. Les losanges sont les données expérimentales de B_2 . La ligne continue représente l'ajustement théorique dans le régime d'AT. La ligne en pointillés longs représente la largeur probabilités d'échappement obtenue dans le régime d'AT à une température fixe de 210mK . La ligne en pointillés courts est la largeur théorique dans le régime MQT. Les paramètres utilisés sont $C_0 = 0.33\text{pF}$, $I_0 = 400\text{nA}$, $L_{env} = 4\text{nH}$ et $L_{squid} = 150\text{pH}$.

des probabilités d'échappement dans le régime MQT devrait être proche de 8.2nA alors que nous mesurons une largeur de l'ordre de 24nA . Cette largeur de 24nA correspond à une température effective de l'échantillon de l'ordre de 210mK dans le régime d'AT. Cette température effective de l'échantillon ne provient pas d'un problème de thermalisation de celui-ci, puisque les mesures effectuées sur A_2 montre une température de cross-over entre le régime d'AT et le régime MQT de l'ordre de 70mK . Il peut s'agir d'un bruit de mesure électronique ou d'un bruit de flux. Nous essayons actuellement de comprendre l'origine de ce bruit en modifiant l'environnement des SQUIDS.

Bien que nous n'ayons pas accès au régime MQT pour ce SQUID, nous pouvons tout de même l'analyser dans son régime d'AT. La Fig.6.6 représente l'évolution de la largeur des probabilités d'échappement dans le régime d'AT à 440mK en fonction du flux extérieur Φ_{DC} .

L'évolution de cette largeur montre une caractéristique différente de celle obtenue pour l'échantillon A_2 (Fig.5.28). En effet, on observe maintenant dans le régime d'AT une diminution de la largeur des des probabilités d'échappement lorsque $|\Phi_{DC}|$ augmente. En utilisant les mêmes paramètres extraits de la dépendance en température de ΔI et du courant d'échappement mesuré à la probabilité 0.5, le modèle d'AT pour le SQUID décrit qualitativement cette dépendance. La différence de comportement entre le SQUID A_2 (voir Fig.5.28) et le SQUID B_2 s'explique par l'effet de l'inductance de la boucle du SQUID. En effet, pour A_2 , le terme inductif $b = \Phi_0/(2\pi I_C L_{squid})$ était de l'ordre de 0.6. Il est, pour B_2 , de l'ordre de 2.65. L'inductance du SQUID B_2 peut presque être négligée, et le SQUID peut alors être traité comme une jonction unique. Dans les analyses qui suivront, nous effectuerons cette simplification.

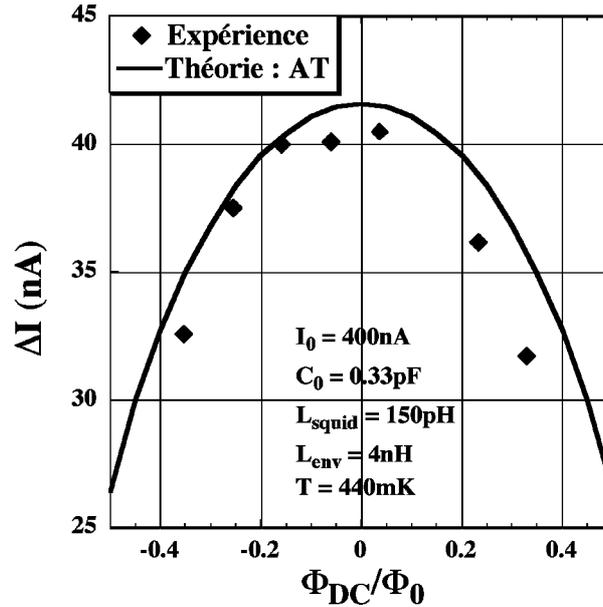


FIG. 6.6: Largeur des probabilités d'échappement vs Φ_{DC} de B_2 : ces mesures ont été effectuées à $440mK$. Les losanges sont les données expérimentales des mesures de la largeur des des probabilités d'échappement du SQUID. La ligne est la simulation numérique utilisant les paramètres $C_0 = 0.33pF$, $I_0 = 400nA$, $L_{env} = 4nH$ et $L_{squid} = 150pH$.

Dans la suite de ce chapitre, nous étudierons la dynamique de ce SQUID soumis à des excitations RF. Puisque le régime MQT n'a pu être atteint, nous supposons que sa dynamique sera décrite par le régime d'AT avec une température effective égale à $210mK$.

6.4 Détermination expérimentale des paramètres du circuit

Dans ce quatrième paragraphe, les différents paramètres du circuit indiqué à la Fig.6.4 pourront tous être évalués expérimentalement. Nous déterminerons dans un premier temps la mutuelle M_{SQUID} entre la ligne coaxiale et le SQUID. En analysant ensuite une résonance à basse fréquence, les paramètres C_{env} , L_{env} et R_{env} seront déterminés. Nous estimerons finalement la mutuelle M_{env} entre la ligne coaxiale et le circuit environnemental.

6.4.1 Mutuelle inductance entre la ligne coaxiale et le SQUID

Nous nous sommes intéressés en premier lieu au couplage entre la ligne coaxiale et la boucle du SQUID. Ce couplage est donné par le coefficient de mutuelle inductance M_{SQUID} (voir Fig.6.4). Pour déterminer ce paramètre, nous fixons le flux extérieur Φ_{DC} en utilisant une bobine extérieure, définissant ainsi le point de fonctionnement du SQUID (voir Fig.6.7.a). Un flux $\delta\Phi_{DC}$ créé par un courant dans la ligne de contrôle est superposé au flux extérieur. $\delta\Phi_{DC}$ est créé en appliquant une tension δV_{DC} à l'entrée de la ligne coaxiale.

Les mesures de la Fig.6.7.b montrent l'influence de la tension δV_{DC} appliquée au travers

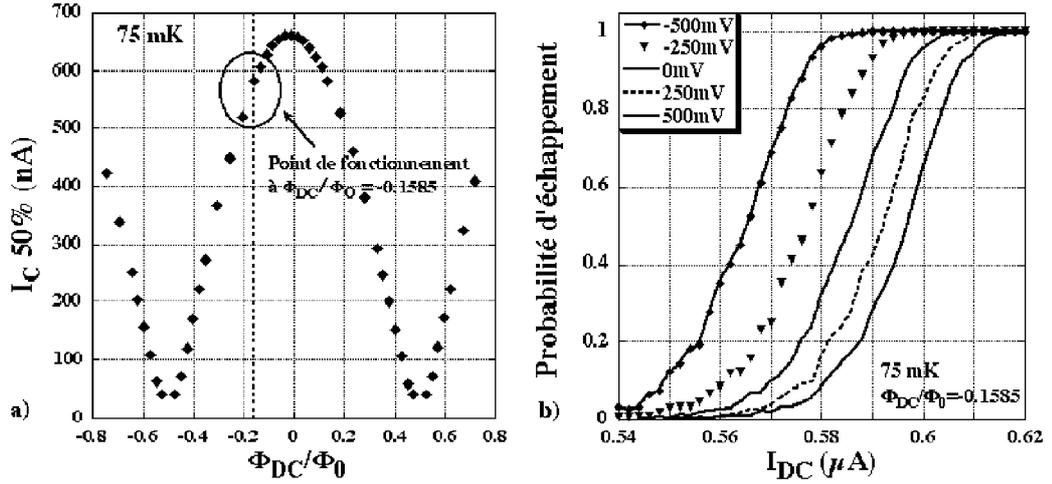


FIG. 6.7: Détermination de la mutuelle inductance entre le SQUID et la ligne coaxiale : la mesure a) détermine le courant critique à 50% du SQUID $B2$ en fonction du flux appliqué Φ_{DC} . Les mesures b) ont été réalisées pour $\Phi_{DC}/\Phi_0 = -0.1585$. Elles donnent la probabilité d'échappement du SQUID en fonction du courant I_{DC} injecté et pour différentes tensions δV_{DC} appliquées à travers la ligne coaxiale.

de la ligne coaxiale sur les des probabilités d'échappement du SQUID. En particulier, une diminution(augmentation) du courant d'échappement du SQUID est mesuré si $\delta V_{DC} < 0$ ($\delta V_{DC} > 0$). $\delta V_{DC} = 500mV$ appliqué à travers la ligne coaxiale, interrompue par trois atténuateurs A1, A2 et A3 respectivement égaux à $-20dB$, $-20dB$ et $-10dB$, correspond à un courant égal à $62\mu A$ traversant la ligne de contrôle proche du SQUID(Voir Fig.6.3).

L'étude de l'évolution du courant d'échappement induit par le flux $\delta\Phi_{DC}$ nous permet d'extraire le coefficient de mutuelle inductance $M_{SQUID} = \Delta\Phi/\Delta I$ entre le SQUID et la ligne coaxiale. $\Delta\Phi$ représente la variation de flux à travers le SQUID pour une variation de courant ΔI dans la ligne coaxiale. Au point de fonctionnement définie à la Fig.6.7.a, la dépendance du courant critique en fonction du flux extérieur appliqué est $\partial I_C/\partial\Phi_{DC} = 1.181\mu A/\Phi_0$. D'autre part, une variation de courant ΔI dans la ligne de contrôle de $124\mu A$, correspondant aux mesures pour $\delta V_{DC} = \pm 500mV$, produit une variation de courant critique ΔI_C égale à $31.7nA$. Cette variation correspond à une variation en flux réduit $\Delta\Phi/\Phi_0 = \Delta I_C(\partial I_C/\partial\Phi_{DC}) = 0.037$. Le coefficient de mutuelle inductance $M_{SQUID} = \Delta\Phi/\Delta I$ entre le SQUID et la ligne de contrôle est donc de l'ordre de $0.6pH$.

6.4.2 Environnement du SQUID

Afin d'analyser l'environnement du SQUID décrit à la Fig.6.4 nous avons étudié une résonance observée à basse fréquence($\omega \ll \omega_p$). Dans cette limite, le circuit peut se modéliser comme montré à la Fig.6.8, où l'amplitude du courant I_{induit} est donnée par l'Eq.6.5.

La probabilité d'échappement de l'état de tension nulle du SQUID en fonction de la fréquence est tracée à la Fig.6.9 pour deux valeurs de flux différentes. Une résonance est observée autour de $265MHz$ à $\Phi_{DC} = 0.358\Phi_0$. Pour $\Phi_{DC} = -0.1585\Phi_0$, la fréquence de résonance du circuit est égale à $268MHz$. Cette résonance dépend donc du flux appliqué,

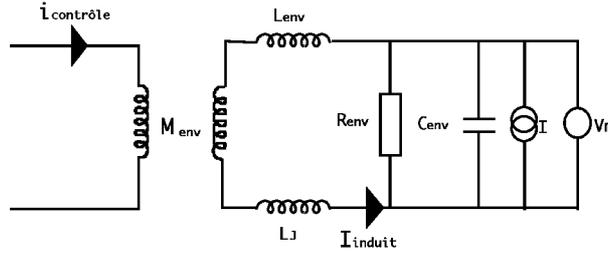


FIG. 6.8: Représentation de l'environnement du SQUID couplé à la ligne coaxiale : $I_{\text{contrôle}}$ et I_{induit} sont respectivement le courant généré à travers la ligne coaxiale et le courant induit à travers l'environnement. L_{env} et L_J représentent respectivement l'inductance de l'environnement et du SQUID. M_{env} est la mutuelle inductance entre la ligne coaxiale et l'environnement.

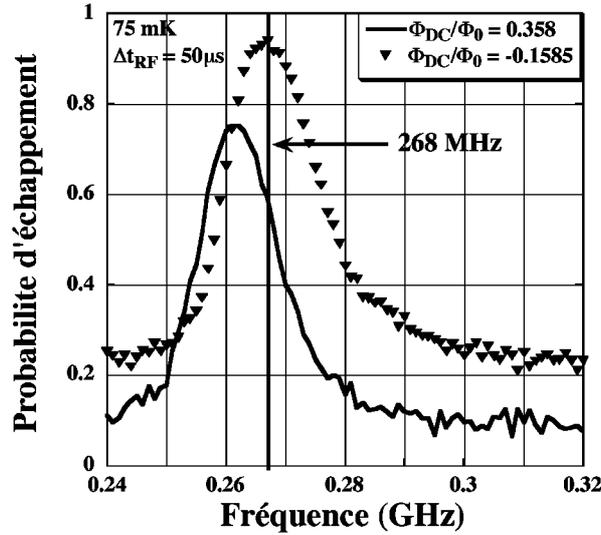


FIG. 6.9: Evolution fréquentielle d'une résonance environnementale, liée aux caractéristiques du SQUID, pour deux flux extérieurs distincts : les mesures ont été réalisées à 75mK pour deux différents flux : $\Phi_{DC} = -0.1585\Phi_0$ et $\Phi_{DC} = 0.358\Phi_0$. La durée des impulsions RF Δt_{RF} est égale à $50\mu\text{s}$.

et par conséquent de l'inductance du SQUID, par l'intermédiaire de son courant critique. Nous supposons que cette fréquence de résonance correspond à celle du circuit composé de la capacité C_{env} en parallèle avec une inductance totale $L_T = L_{\text{env}} + L_J$ (voir Fig.6.8). La capacité C_{env} étant égale à 86pF , on obtient une inductance totale L_T égale à 4.1nH . Afin de déterminer l'inductance L_{env} , il nous faut connaître l'inductance L_J du SQUID pour $\Phi_{DC} = -0.1585\Phi_0$ et $I_{DC} = 570\text{nA}$. Cette dernière est extraite des résonances plasma du SQUID que nous discuterons dans la suite, et vaut environ $L_J = 0.45\text{nH}$. L'inductance de l'environnement composé des filaments supraconducteurs et des fils de connexion des plots de contact de l'échantillon à la capacité est donc égale à $L_{\text{env}} = L_T - L_J = 3.65\text{nH}$. Cette mesure de l'inductance L_{env} est très proche de l'inductance estimée. En effet l'inductance cinétique L_f des filaments en aluminium de l'échantillon est égale² à 2.28nH . Ajoutons à L_f l'inductance des fils de soudures de 1mm de longueur chacun, soit une inductance de l'ordre de 1.2nH . L'inductance estimée selon les caractéristiques de montage de l'échantillon est donc de l'ordre de 3.48nH , ce qui est en bon accord avec l'inductance de 3.65nH extraite

²Pour calculer cette inductance cinétique, on utilise la mesure de la résistance R_{4K} à 4K de l'échantillon, ainsi que la gap Δ mesuré à très basses températures. On a $R_{4K} = 5500\Omega$ et $\Delta \approx 232\mu\text{eV}$

de la résonance observée à 268MHz . On peut également comparer cette inductance avec celle que nous avons extraite de l'ajustement de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de la température. Nous avons obtenu une inductance de l'ordre de $4nH$ (voir Fig.6.5).

Le facteur de qualité de la résonance à 268MHz est estimé à 17 en considérant la largeur à mi-hauteur de la probabilité d'échappement. Il correspond à une résistance R_{env} de l'ordre de 117Ω .

6.4.3 Mutuelle inductance entre la ligne coaxiale et l'environnement

Nous avons déterminé tous les paramètres du circuit présenté à la Fig.6.4, excepté la mutuelle inductance M_{env} entre la ligne coaxiale et les lignes d'amenés du courant. La valeur de cette mutuelle peut être déterminée en analysant la résonance mesurée autour de 268MHz présentée à la Fig.6.9. Afin de déterminer M_{env} , il faut estimer, à la résonance, l'amplitude crête $I_{induit}^m(\omega)$ induite par le courant $i_{contrôle}(t)$ d'amplitude crête égale à $i_{contrôle}^m$. Ce courant $I_{induit}^m(\omega)$ provoque un excès d'échappement à la résonance. La probabilité d'échappement passe de 0.2 hors résonance à 0.9 à la résonance. Cet effet peut être estimé en calculant la taux d'échappement du SQUID sous l'influence d'un courant induit $I_{induit}(t) = I_{induit}^m(\omega) \cos(\omega t)$. Le calcul donne, pour des fréquences très faibles en comparaison à ω_p :

$$\Gamma(I + I_{induit}(t), T) = \Gamma(I, T) \exp^{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial B}{\partial I} \right)^2 \frac{(I_{induit}^m)^2}{2}} \quad (6.8)$$

où $\Gamma(I, T)$ représente le taux d'échappement du SQUID à la température T parcouru par un courant I . Le facteur B , introduit précédemment (Eq.5.36), est une fonction de la hauteur de barrière et de la température. L'amplitude crête I_{induit}^m de courant nécessaire afin de passer de la probabilité d'échappement de 0.2 à 0.9 est estimée à $I_{induit}^m = 22nA$. L'amplitude crête $i_{contrôle}^m$ du courant appliqué par le générateur RF est de l'ordre de $5\mu A$. En utilisant les paramètres d'environnement déterminés précédemment, une sensibilité en flux égale à $1.181\mu A/\Phi_0$ déterminé au point de fonctionnement (voir Fig.6.7.a), un courant I_{DC} égal à $570nA$ et l'Eq.6.5 reliant I_{induit}^m à $i_{contrôle}^m$, on obtient alors une mutuelle inductance M_{env} de l'ordre de $1.4pH$. Nous supposons par la suite que cette valeur de mutuelle déterminée à 268MHz est encore valable à la fréquence plasma du SQUID qui se situe autour de $10GHz$.

En conclusion, nous avons donc, en analysant différentes résonances, déterminé tous les paramètres du circuit décrit à la Fig.6.4. Nous les utiliserons afin d'analyser l'influence d'une impulsion nano-secondes ou d'une impulsion RF sur la dynamique du SQUID.

6.5 Impulsions nano-secondes en flux à travers le SQUID

6.5.1 Validité des mesures de probabilité d'échappement utilisant les impulsions nano-secondes

Afin de mesurer le temps de vie de l'état de tension nulle d'un SQUID dans la gamme de la dizaine de nano-secondes, des impulsions en flux d'amplitude $\delta\Phi_{imp}$ de quelques dizaines de nano-secondes sont appliquées au travers du SQUID en utilisant la ligne coaxiale. Nous devons cependant vérifier que les mesures utilisant ces impulsions sont consistantes avec les mesures utilisant des impulsions en courant I_{DC} injectées le long des lignes DC de mesures. Pour cela, nous comparons les résultats de mesures utilisant deux procédures différentes. Ces dernières sont présentées à la Fig.6.10.

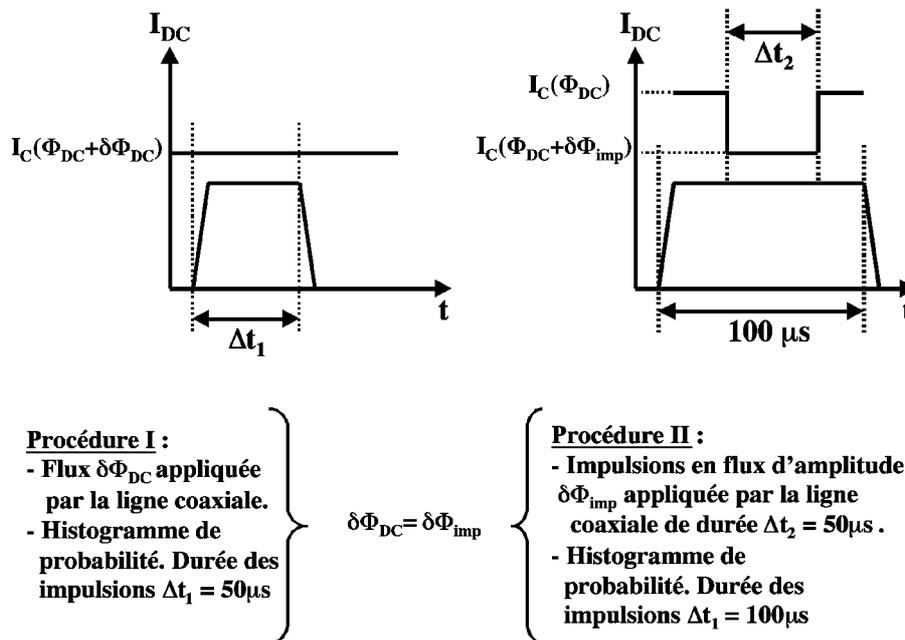


FIG. 6.10: Procédure de validation des impulsions nano-secondes : la procédure I mesure les probabilités d'échappement du SQUID subissant un flux extérieur constant égale à $\Phi_{DC} + \delta\Phi_{DC}$. La procédure II mesure les probabilités d'échappement du SQUID sous l'influence d'impulsions nano-secondes en flux d'amplitude $\delta\Phi_{imp}$ et de durée $\Delta t_2 = 50\mu s$.

La procédure I est basée sur la mesure, à un flux extérieur Φ_{DC} , des probabilités d'échappement du SQUID en utilisant des impulsions en courant I_{DC} de durée $50\mu s$, comme détaillé au Para.3.4.2. Un flux extérieur continu $\delta\Phi_{DC}$ est également appliqué au travers du SQUID par l'intermédiaire de la ligne coaxiale. Cette procédure permet donc d'obtenir le temps de vie de l'état de tension nulle du SQUID en fonction du courant I_{DC} lorsqu'il est soumis à un flux total égal à $\Phi_{DC} + \delta\Phi_{DC}$.

La procédure II de mesure est également basée sur la mesure, à un flux extérieur Φ_{DC} , des probabilités d'échappement du SQUID. La durée Δt_1 des impulsions en courant I_{DC} est maintenant égale à $100\mu s$. Ces impulsions sont synchronisées avec des impulsions nano-secondes en flux d'amplitude $\delta\Phi_{imp} = \delta\Phi_{DC}$ et de durée $\Delta t_2 = 50\mu s$. Le temps de vie de l'état de tension nulle du SQUID sous l'influence d'une impulsion en flux $\delta\Phi_{imp}$ de durée $\Delta t_2 = 50\mu s$ est déduit.

Les temps de vie mesurés du SQUID en fonction du courant I_{DC} sont présentés à la Fig.6.11. Les trois mesures ont été réalisées à flux extérieur Φ_{DC} constant égal à $-0.1585\Phi_0$ et à $75mK$. Les amplitudes en flux $\delta\Phi_{DC}$ et $\delta\Phi_{imp}$ sont égales et valent $1.35\%\Phi_0$. La mesure du temps de vie du SQUID, sans flux induit par la ligne coaxiale ($\delta\Phi_{DC} = 0$), est également montrée.

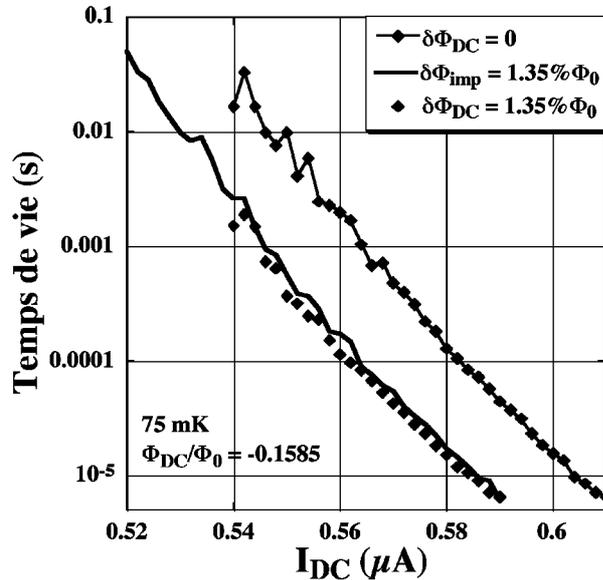


FIG. 6.11: Validité des mesures de probabilité d'échappement utilisant les impulsions nano-secondes : les trois mesures du temps de vie de l'état de tension nulle du SQUID ont été réalisées à $\Phi_{DC} = -0.1585\Phi_0$ et à $75mK$. La première ($\delta\Phi_{DC} = 0$) est une mesure sans flux induit par la ligne coaxiale. La mesure $\delta\Phi_{DC} = 1.35\%\Phi_0$ correspond à la procédure I. La mesure $\delta\Phi_{imp} = 1.35\%\Phi_0$ correspond à la procédure II.

On remarque tout d'abord, en comparant les temps de vie obtenus par les procédures I et II avec ceux obtenus à $\delta\Phi_{ext} = 0$, qu'une variation en flux égale à $1.35\%\Phi_0$ induit une diminution du courant critique du SQUID de l'ordre de $20nA$.

Comparons maintenant les temps de vie obtenus en utilisant les procédures I et II (Fig 6.11). La durée pendant laquelle est mesurée l'échappement est fixée à $\Delta t_1 = \Delta t_2 = 50\mu s$. Les amplitudes en flux $\delta\Phi_{imp}$ et $\delta\Phi_{DC}$ étant identiques, les deux procédures de mesure devraient donner le même temps de vie de l'état de tension nulle du SQUID en fonction du courant I_{DC} . En effet, elles permettent de mesurer la probabilité d'échappement dans les mêmes conditions expérimentales de courant I_{DC} , d'amplitudes de flux appliquées et de durée des impulsions. Expérimentalement, nous vérifions que les temps de vie mesurés, en utilisant les procédures I et II de mesure, se superposent parfaitement (Fig.6.11). Un tel résultat nous permet donc de valider les mesures de temps de vie du SQUID en utilisant des impulsions en flux au lieu des impulsions en courant I_{DC} .

La procédure II de mesure, utilisant des impulsions en flux d'amplitude $\delta\Phi_{imp}$, étant validée, nous pouvons appliquer des impulsions de flux beaucoup plus courtes que $50\mu s$ afin de mesurer le temps de vie du SQUID dans la gamme des dizaines de nano-secondes.

6.5.2 Impulsions nano-secondes de flux à travers le SQUID

6.5.2.1 Temps de vie dans la gamme des dizaines de nano-secondes

Nous avons mesuré le temps de vie du SQUID B_2 en fonction du courant I_{DC} , sous l'influence d'impulsions en flux d'amplitude $\delta\Phi_{imp}$ et de durées Δt_2 différentes. Nous utilisons pour cela la procédure II de mesure décrite à la Fig.6.10.

Les mesures ont été réalisées à un flux constant Φ_{DC} égal à $-0.1585\Phi_0$ et à $75mK$. L'amplitude $\delta\Phi_{imp}$ des impulsions en flux est égale à $0.0854\Phi_0$. Le temps de montée des impulsions a été optimisé pour ces mesures. Il est égal à $21ns$. Ce temps de montée est pris en compte pour définir la durée effective Δt_2 de l'impulsion en flux. L'évolution du temps de vie en fonction de I_{DC} , obtenu pour différentes durées Δt_2 d'impulsions en flux, est présentée à la Fig.6.12

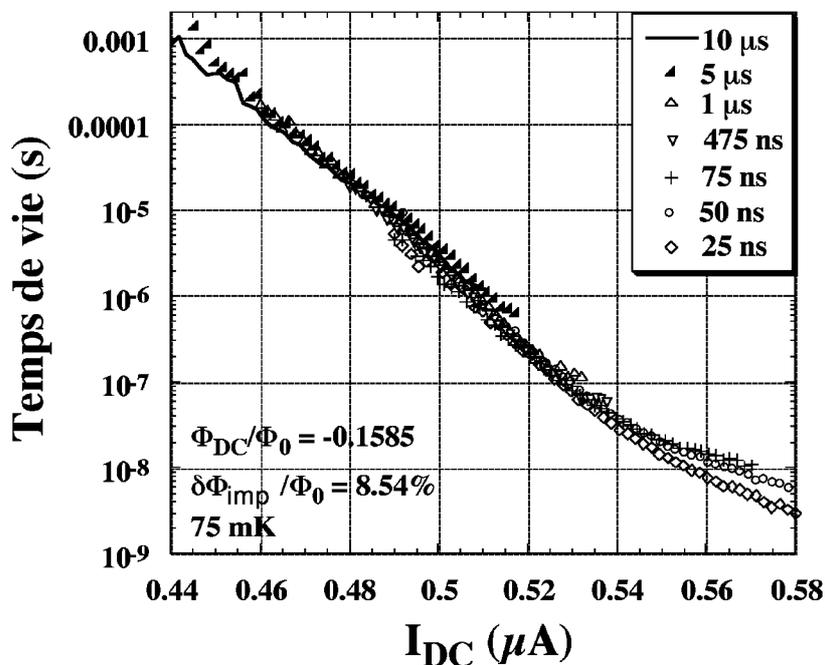


FIG. 6.12: Influence de la durée Δt_2 des impulsions en flux d'amplitude $\delta\Phi_{imp}$ sur la mesure du temps de vie de l'état de tension nulle d'un SQUID : les mesures ont été réalisées à un flux constant $\Phi_{DC} = -0.1585\Phi_0$ et à $75mK$. L'amplitude $\delta\Phi_{imp}$ des impulsions en flux est égale à $0.0854\Phi_0$.

On remarque que les différentes mesures du temps de vie du SQUID en fonction du courant I_{DC} se superposent parfaitement pour des durées d'impulsions Δt_2 allant de $10\mu s$ à $50ns$. Les temps de vie les plus courts obtenus sont maintenant de quelques nano-secondes. Cette technique de mesure utilisant des impulsions en flux permet donc de sonder le temps de vie d'un SQUID dans la gamme des nano-secondes. Cette gamme de temps de vie est celle que nous voulions atteindre afin de réaliser les expériences proposées au Chap.2.

Pour l'impulsion en flux de durée $25ns$, on observe un écart, par rapport aux autres mesures, pour les courts temps de vie. Nous sommes limités dans l'obtention des plus faibles temps de vie par le temps de montée ($21ns$) trop important de l'impulsion en flux utilisé.

En effet, si le temps de montée est trop long par rapport à la durée de l'impulsion générée, le processus d'échappement est plus compliqué puisque la forme du signal subit par le SQUID ne peut plus être approximée comme un créneau parfait.

L'idéal serait donc de réduire le temps de montée de l'impulsion en flux. Cependant, si nous réduisons ce temps, un problème relatif au couplage de l'impulsion avec l'environnement du SQUID apparaît. Ce problème est évoqué dans le sous paragraphe suivant.

6.5.2.2 Influence de l'environnement

Nous avons mesuré le temps de vie du SQUID en fonction du courant I_{DC} sous l'influence d'impulsions en flux d'amplitudes $\delta\Phi_{imp}$ égales à $0.081\Phi_0$, et de durée différentes. Le temps de montée de l'impulsion est maintenant égal à $8ns$. Ces mesures réalisées à un flux constant Φ_{DC} égal à $-0.1585\Phi_0$ et à $75mK$ sont présentées à la Fig.6.13.

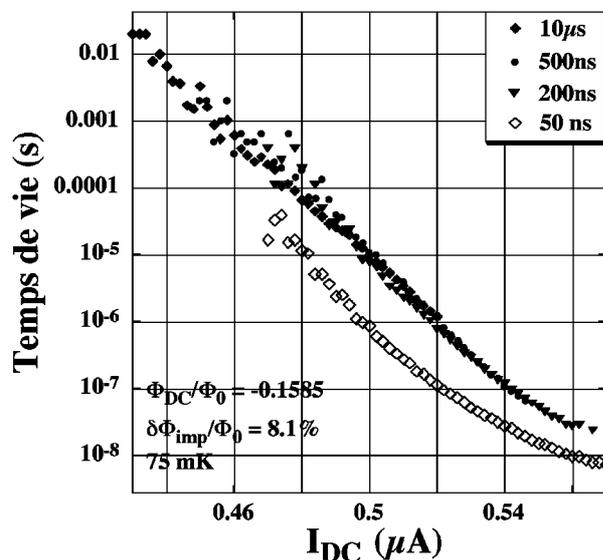


FIG. 6.13: Effet d'un temps de montée rapide de l'impulsion en flux sur les mesures de temps de vie du SQUID : les mesures ont été réalisées pour un flux extérieur $\Phi_{DC} = -0.1585\Phi_0$ à $75mK$. L'amplitude $\delta\Phi_{imp}/\Phi_0 = 8.1\%$. Le temps de montée de l'impulsion est égal à $8ns$. Ces mesures correspondent à des durées d'impulsions différentes.

Les mesures du temps de vie réalisées avec des impulsions en flux de durée $1\mu s$, $500ns$ et $200ns$ se superposent parfaitement. La mesure réalisée avec une impulsion de durée $50ns$ est décalée vers des temps de vie plus faibles. La pente du temps de vie en fonction du courant I_{DC} est également différente de celle des autres mesures. Cet effet est dû au temps de montée trop rapide de l'impulsion. Cette impulsion va se coupler à l'environnement du SQUID et un courant oscillant $I_{induit}(t)$ va alors le traverser. Ce courant oscillant va s'ajouter au courant injecté I_{DC} diminuant ainsi le temps de vie du SQUID.

Nous allons estimer l'amplitude et l'évolution temporelle de ce courant oscillant en utilisant les paramètres précédemment déterminés du circuit présenté à la Fig.6.4. Nous avons déjà calculé au Para.6.2 le courant induit par une excitation RF. Etudions maintenant le courant induit par une impulsion en courant de durée Δt définie par $i_{contrôle}(t) =$

$i_{\text{contrôle}}^m(H(t) - H(t - \Delta t))$. L'amplitude de l'impulsion en courant est donnée par $i_{\text{contrôle}}^m$. La fonction $H(t)$ est la fonction d'Heaviside. Nous supposons ici que le temps de montée de l'impulsion est infiniment petit.

En utilisant les transformations de Laplace, la transformée de l'impulsion générée s'écrit sous la forme $i_{\text{contrôle}}(p) = (i_{\text{contrôle}}^m/p)(1 - \exp^{-\Delta tp})$. Afin de déterminer le courant induit, on effectue la transformée de Laplace de l'Eq.6.5. On obtient :

$$I_{\text{induit}}(p) = \frac{M_{\text{env}}}{L_{\text{env}} + L_J} \left(\frac{p + 1/\tau_1}{p^2 + \frac{1}{C_{\text{env}}(L_{\text{env}} + L_J)} + \frac{p}{\tau_1}} \right) i_{\text{contrôle}}^m (1 - \exp^{-\Delta tp}) \quad (6.9)$$

où $\tau_1 = R_{\text{env}}C_{\text{env}}$. En calculant maintenant la transformée de Laplace inverse de $I_{\text{induit}}(p)$, on peut déterminer l'évolution temporelle du courant induit par l'impulsion en courant $i_{\text{contrôle}}(t)$:

$$I_{\text{induit}}(t) = \frac{M_{\text{env}}}{L_{\text{env}} + L_J} i_{\text{contrôle}}^m [f(t) - f(t - \Delta t)] \quad (6.10)$$

où $f(t)$ est une fonction dépendant des paramètres τ_1 , L_{env} , L_J et C_{env} . L'amplitude maximale du courant induit est donc proportionnelle à M_{env} , et inversement proportionnelle à l'inductance $(L_{\text{env}} + L_J)$. En utilisant les paramètres de l'environnement et des mutuelles déterminés précédemment, on peut calculer l'évolution temporelle du courant induit par une impulsion en courant d'amplitude $i_{\text{contrôle}}^m$ égale à $400\mu A$ et de durée $10ns$. Cette amplitude en courant correspond à une variation en flux $\delta\Phi_{\text{imp}}/\Phi_0$ égale à 8.54% . Le résultat de la simulation est montrée à la Fig.6.14.

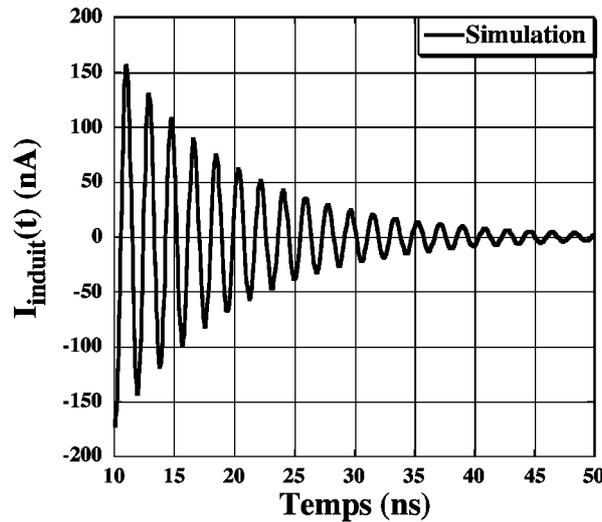


FIG. 6.14: Courant induit à travers le SQUID par une impulsion en flux : l'amplitude et la durée de l'impulsion en flux sont respectivement $\delta\Phi_{\text{imp}} = 8.54\%\Phi_0$ et $10ns$.

Cette simulation numérique montre que le couplage entre la ligne coaxiale et l'environnement, modélisé à la Fig.6.8, induit un courant $I_{\text{induit}}(t)$ oscillant, d'amplitude non

négligeable par rapport au courant appliqué dans le SQUID, lorsqu'une impulsion en flux est appliquée à travers celui-ci. Cette oscillation du courant induit, calculée ici après l'impulsion en flux de durée égale à $10ns$, va donc modifier le processus d'échappement vers l'état résistif du SQUID.

Il faut cependant prendre en compte le temps de montée de l'impulsion générée. Ce temps de montée doit être comparé au temps de réponse τ_{env} de l'environnement. Il est égal à $1/268MHz \approx 3.7ns$. Si le temps de montée est de l'ordre de τ_{env} , alors le courant induit par l'impulsion sera assez important pour modifier le processus d'échappement du SQUID. Un exemple est montré à la Fig.6.13, où le temps de montée est égal à $8ns$. Si le temps de montée est largement supérieur à τ_{env} , alors l'amplitude du courant induit devient faible. Il ne perturbe donc que faiblement le processus d'échappement. Cette condition semble être satisfaite pour les mesures effectuées avec des impulsions en flux de temps de montée égal à $21ns$ (voir Fig.6.12).

La technique de mesure utilisée permet donc, une fois les paramètres du circuit supraconducteur optimisés, de sonder le temps de vie de l'état de tension nulle d'un SQUID dans la gamme des nano-secondes.

6.6 Activation résonante du SQUID

Nous avons mesuré les probabilités d'échappement de l'état de tension nulle du SQUID sous l'influence d'impulsions RF. Ces mesures permettent de mettre en évidence l'activation résonante des modes résonants relatifs au SQUID ou à l'environnement. Deux procédures de mesure sont utilisées :

-la procédure A : la fréquence générée est gardée constante pendant que les probabilités d'échappement du SQUID sont mesurées en variant le courant I_{DC} injecté à travers celui-ci.

-la procédure B : le courant injecté I_{DC} est fixé et les probabilités d'échappement sont mesurées en variant la fréquence des impulsions RF appliquées.

La procédure A permet essentiellement de mettre en évidence la fréquence plasma du SQUID, tandis que la procédure B nous permet d'observer à la fois les modes résonants de l'environnement et du SQUID. Nous ne parlerons plus des modes résonants liés à l'environnement par la suite. Nous pouvons cependant différencier avec certitude les modes résonants propres au SQUID de ceux liés à l'environnement. Ces derniers ne dépendent ni du flux extérieur appliqué, ni du courant d'injection I_{DC} .

Tout d'abord, les résonances plasma du SQUID seront mis en évidence en utilisant les procédures A et B. La dépendance de la fréquence plasma du SQUID en fonction du courant I_{DC} sera ensuite analysée et comparée à la théorie. L'analyse des modes résonants relatifs au SQUID nous permettra d'étudier l'évolution du facteur de qualité Q_S du SQUID en fonction de la fréquence plasma. Cette étude nous renseignera sur la dissipation induite par l'environnement sur le SQUID. Nous estimerons ainsi le temps de relaxation du SQUID. Nous étudierons également l'effet de la puissance des impulsions RF sur la dynamique d'échappement du SQUID. Nous verrons finalement des résultats préliminaires sur une

procédure de mesure adiabatique de la fréquence plasma du SQUID.

6.6.1 Mesure de la fréquence plasma d'un SQUID en utilisant des impulsions RF

Si on considère un SQUID-DC parfait, de courant critique $I_C(\Phi_{DC})$ dépendant du flux extérieur appliqué, alors la fréquence plasma ω_p est donnée[40], dans le cas où le courant injecté I_{DC} est très inférieur à $I_C(\Phi_{DC})$, par :

$$\omega_p = \omega_{p0} \left(1 - \left(\frac{I_{DC}}{I_C(\Phi_{DC})} \right)^2 \right)^{\frac{1}{4}} \quad \text{avec} \quad \omega_{p0} = \sqrt{\frac{2\pi I_C(\Phi_{DC})}{\phi_0 2C_0}} \quad (6.11)$$

La fréquence plasma dépend donc de deux paramètres contrôlables : le courant injecté I_{DC} à travers le SQUID et le flux extérieur Φ_{DC} appliqué.

L'inductance de l'environnement égale à $3.65nH$ que nous avons déterminé précédemment(voir Fig.6.9) induit une renormalisation de la fréquence plasma. Cet effet peut être pris en compte et la fréquence plasma renormalisée ω_p^r est alors donnée par :

$$\omega_p^r = \omega_p \left(1 + \frac{1}{4L_{env}C_0\omega_p^2} \right) \quad (6.12)$$

Cette équation ne prend pas en compte l'effet de renormalisation de la fréquence plasma due à l'inductance finie de la boucle du SQUID(voir Para.5.1.3). Cependant, pour toutes les mesures que je présenterai dans ce paragraphe, nous nous plaçons à un flux extérieur $\Phi_{DC} = -0.013\Phi_0$ tel que le courant critique mesuré du SQUID est maximum. En ce point, l'inductance du SQUID ne modifie pas sa fréquence plasma(voir Fig.5.10).

6.6.1.1 Mesure de la fréquence plasma à fréquence générée fixe

En utilisant la procédure A, on fixe la fréquence ν_{RF} de l'impulsion RF générée et on mesure les probabilités d'échappement du SQUID en variant le courant I_{DC} injecté à travers celui-ci. Cette procédure nous permet de faire varier la fréquence plasma du SQUID. Les mesures de probabilité d'échappement réalisées sur le SQUID, pour trois impulsions RF générées de durée égale à $50\mu s$ et de fréquences ν_{RF} différentes, sont présentées à la Fig.6.15. Une mesure de probabilité d'échappement sans l'application d'impulsions RF est également donnée. Ces mesures ont été réalisées à un flux extérieur constant Φ_{DC} égal à $-0.013\Phi_0$ et à $75mK$.

On observe deux régimes. Pour les forts courants($I_{DC} > 0.65\mu A$), les probabilités d'échappement ne dépendent que très faiblement de la fréquence de l'impulsion appliquée.

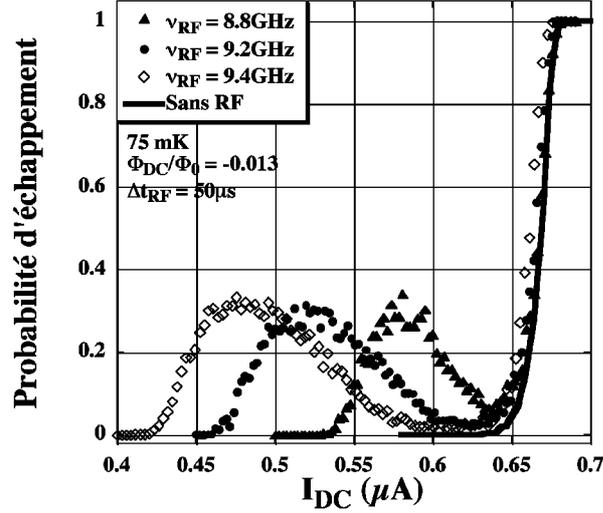


FIG. 6.15: Mesure de la fréquence plasma du SQUID B_2 par activation résonante à fréquence générée fixe : les mesures ont été réalisées pour un flux extérieur $\Phi_{DC} = -0.013\Phi_0$ et à $75mK$. La durée des impulsions RF Δt_{RF} est égale à $50\mu s$. Les fréquences utilisées sont égales à $8.8GHz$, $9.2GHz$ et $9.4GHz$.

Elles donnent une probabilité voisine de celle obtenue sur le SQUID sans l'application d'impulsions RF.

Pour les faibles courants ($I_{DC} < 0.65\mu A$), on observe une augmentation de la probabilité d'échappement en comparaison à la mesure sans impulsions RF. La position en courant de ces trois résonances varie selon la fréquence ν_{RF} de l'impulsion RF. Leurs positions en courant diminuent avec l'augmentation de la fréquence ν_{RF} . Ces résonances peuvent s'expliquer par une activation résonante du SQUID vers son état résistif.

Etudions maintenant l'évolution de la position en courant de ces résonances en fonction de la fréquence ν_{RF} des impulsions RF appliquées. La fréquence de résonance en fonction du courant I_{DC} est tracée à la Fig.6.16.

Les points sont les mesures expérimentales. Ils sont obtenus en prenant la valeur du courant I_{DC} correspondant au maximum de la probabilité d'échappement. Nous observons une diminution de la fréquence plasma lorsque I_{DC} croît. La ligne continue est l'ajustement réalisé en utilisant l'Eq.6.12. Cet ajustement s'accorde parfaitement avec nos mesures. Les paramètres utilisés pour l'ajustement sont un courant critique I_C du SQUID égal à $806nA$, et une capacité C_0 par jonction de l'ordre de $0.33pF$. Ces valeurs sont pratiquement identiques à celles ($I_C = 800nA$ et $C_0 = 0.33pF$) que nous avons déterminé en analysant la dépendance de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de la température (Fig.6.5).

L'analyse de la fréquence plasma du SQUID en utilisant cette procédure de mesure n'est pas physiquement directe et totalement comprise. En effet, pour la détermination de chaque résonance, on irradie le SQUID à une fréquence fixe et on modifie le courant injecté I_{DC} . Or, une variation de courant entraîne une modification de la fréquence plasma et de la hauteur de barrière associée. Cette procédure de mesure modifie donc au cours de la mesure les paramètres associés à l'échappement du SQUID, et influence par conséquent

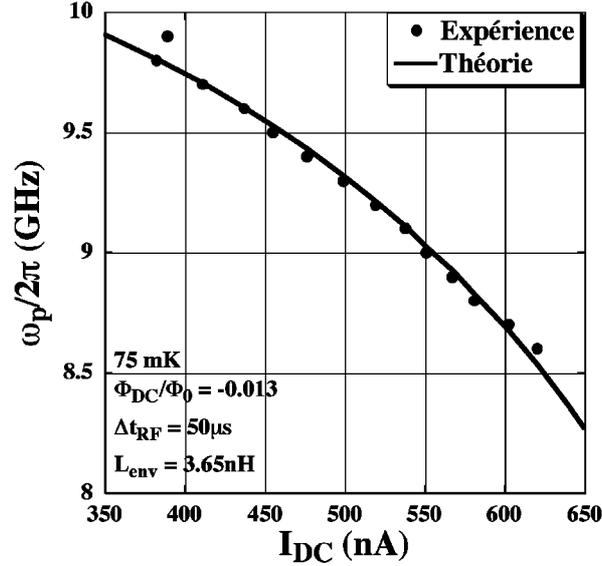


FIG. 6.16: Evolution de la fréquence plasma du SQUID B_2 en fonction du courant par activation résonante à fréquence générée fixe : les mesures ont été réalisées pour un flux extérieur $\Phi_{DC} = -0.013\Phi_0$ à $75mK$. La durée des impulsions RF Δt_{RF} est égale à $50\mu s$.

la mesure des probabilités d'échappement. Nous utiliserons donc la procédure de mesure B afin de déterminer la fréquence plasma du SQUID.

6.6.1.2 Mesure de la fréquence plasma à courant injecté fixe

La procédure B consiste à injecter un courant I_{DC} fixe à travers le SQUID, et à mesurer la probabilité d'échappement du SQUID en fonction de la fréquence ν_{RF} de l'impulsion RF générée. Cette procédure a l'avantage de ne pas modifier au cours de la mesure la fréquence plasma et la hauteur de barrière du SQUID. Les mesures utilisant cette procédure, réalisées sur le SQUID pour quatre courants I_{DC} égaux à $640nA$, $520nA$, $450nA$ et $390nA$, sont tracées à la Fig.6.17. Elles ont été réalisées à un flux extérieur $\Phi_{DC} = -0.013\Phi_0$ et à $75mK$.

La position en fréquence des résonances observées évolue en fonction du courant I_{DC} injecté à travers le SQUID. La fréquence de résonance augmente lorsque le courant I_{DC} diminue. Ces résonances s'expliquent de nouveau par l'activation résonante de la fréquence plasma du SQUID à quatre courants I_{DC} distincts. L'évolution en fréquence de ces résonances en fonction du courant injecté est indiquée à la Fig.6.18.

Une décroissance de la fréquence de résonance est observée avec une augmentation du courant I_{DC} . L'ajustement des données, réalisé avec l'Eq.6.12, est en parfait accord avec les mesures expérimentales. Les paramètres utilisés pour l'ajustement sont un courant critique I_C égal à $770nA$ et une capacité par jonction C_0 de l'ordre de $0.323pF$. Ces valeurs sont légèrement inférieures à celles obtenues en utilisant la procédure A de mesure. Elles sont également en accord avec les valeurs obtenues en analysant l'évolution de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de la température (voir Fig.6.5).

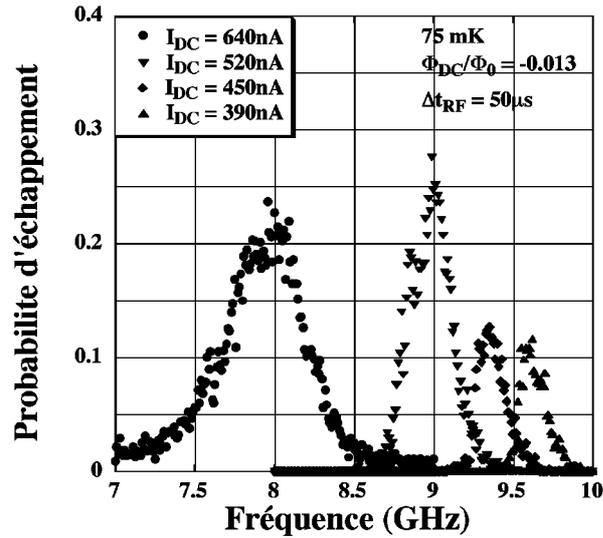


FIG. 6.17: Mesure de la fréquence plasma du SQUID B2 par activation résonante à courant injecté fixe : les mesures ont été réalisées pour un flux extérieur $\Phi_{DC} = -0.013\Phi_0$ à 75mK . La durée des impulsions RF Δt_{RF} est égale à $50\mu\text{s}$. Les quatre courants d'injections utilisés sont égaux à 640nA , 520nA , 450nA et 390nA .

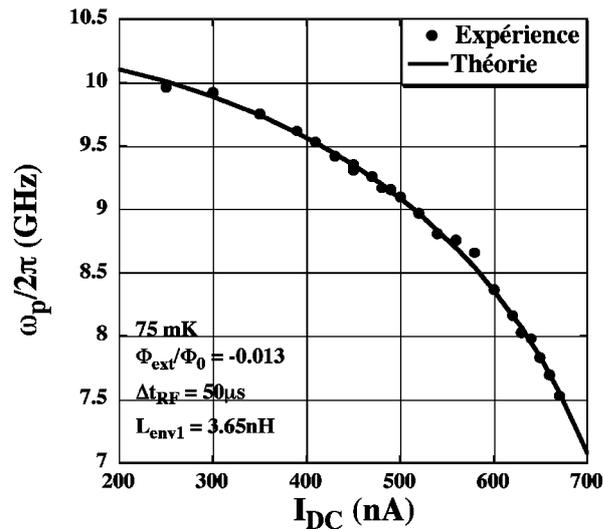


FIG. 6.18: Evolution de la fréquence plasma du SQUID B_2 en fonction du courant par activation résonante à courant injecté fixe : les mesures ont été réalisées pour un flux extérieur $\Phi_{DC} = -0.013\Phi_0$ à 75mK . La durée des impulsions RF Δt_{RF} est égale à $50\mu\text{s}$. Les points sont les données expérimentales. La ligne continue est l'ajustement de ces données.

En conclusion de ces mesures, nous avons mis en évidence, pour la première fois, l'activation résonante d'un SQUID vers son état résistif en utilisant des impulsions RF. Cette activation résonante apparaît lorsque la fréquence des impulsions RF est de l'ordre de la fréquence plasma du SQUID. L'étude de l'évolution de la fréquence plasma en fonction du courant injecté à travers le SQUID est en accord avec le modèle théorique d'une jonction Josephson polarisée en courant (voir Eq.6.12). Les paramètres d'ajustement des données expérimentales sont cohérents avec ceux que nous avons déterminés en analysant l'évolution de la largeur des probabilités d'échappement en fonction de la température (voir

Fig.6.5).

6.6.1.3 Facteur de qualité Q_S du SQUID

Une analyse des résonances mesurées (voir Fig.6.17), en utilisant la procédure de mesure B, nous permet d'étudier l'évolution de la largeur des résonances observées en fonction de la fréquence plasma. Bien que la probabilité d'échappement soit fortement non linéaire, on définit le facteur de qualité Q_S de la résonance observée sur la probabilité d'échappement en fonction de la fréquence comme le rapport entre la fréquence plasma et la largeur à mi-hauteur. On peut ainsi tracer l'évolution de Q_S , comme montré à la Fig.6.19. Ces mesures ont été réalisées à un flux extérieur $\Phi_{DC} = -0.013\Phi_0$ et à $75mK$.

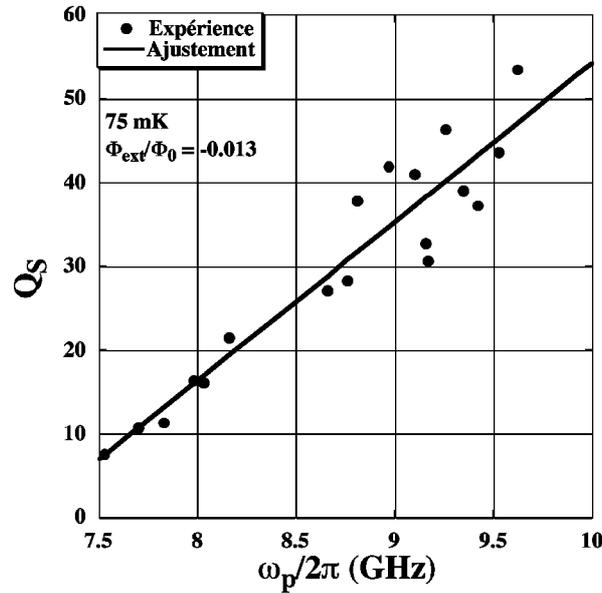


FIG. 6.19: Evolution du facteur de qualité Q_S du SQUID B_2 en fonction de la fréquence plasma : les mesures ont été réalisées pour un flux extérieur $\Phi_{DC} = -0.013\Phi_0$ à $75mK$. Les points sont les données expérimentales. La ligne continue est l'ajustement linéaire des données.

On observe une augmentation linéaire du facteur de qualité Q_S du SQUID en fonction de sa fréquence plasma ω_p . L'ajustement des données a été réalisé en supposant que le facteur de qualité Q_S est égal à $R_J C_S \omega_p + cst$, où $C_S = 0.65pF$ est la capacité totale du SQUID, et R_J représente la résistance en parallèle (voir Fig.6.4) vue par le SQUID à la fréquence ω_p . La pente de l'ajustement linéaire est donc égale à $R_J C_S$. Cependant, le facteur constant cst de l'ajustement est égal à -135 , alors qu'il devrait être nul. Nous ne comprenons actuellement pas pourquoi. Cette dépendance linéaire de Q_S ne peut de plus pas être expliquée par un environnement inductif. La résistance R_J , source de la dissipation, ne peut donc pas être estimée.

Cette dissipation entraîne de faibles facteurs de qualité ($Q_S \approx 40$) pour des fréquences plasma de l'ordre de $9GHz$. Ce faible facteur de qualité engendre un faible temps de relaxation τ^* des états excités du SQUID vers l'état fondamental. En effet, τ^* est égal à Q_S/ω_p . Il est donc de l'ordre de $0.7ns$. Ce temps de relaxation est trop faible en comparaison du temps de montée des impulsions égal à $21ns$ (voir Para.6.5). Des mesures adiabatiques des

états excités du SQUID B_2 ne peuvent donc pas être réalisées. Nous verrons que cette condition sera par contre presque remplie pour le SQUID nommé C_1 .

6.6.2 Effet de la puissance

Le SQUID a une fréquence de résonance propre associée aux modes plasma de celui-ci. La mesure de cette résonance s'effectue par le processus d'échappement. Nous supposons que pour le SQUID B_2 , cet échappement peut être décrit par une activation thermique avec une température effective de l'ordre de 210mK (voir Para.6.3). Dans ce paragraphe, l'effet de la puissance de l'impulsion RF appliquée sera analysé expérimentalement. Le modèle excessivement simplifié (voir Para.6.2) utilisant l'approximation linéaire et classique décrira qualitativement la dynamique du SQUID. De plus l'énergie moyenne emmagasinée dans le SQUID à la résonance sera estimée et comparée au quantum d'énergie $\hbar\omega_p$ des oscillations plasma.

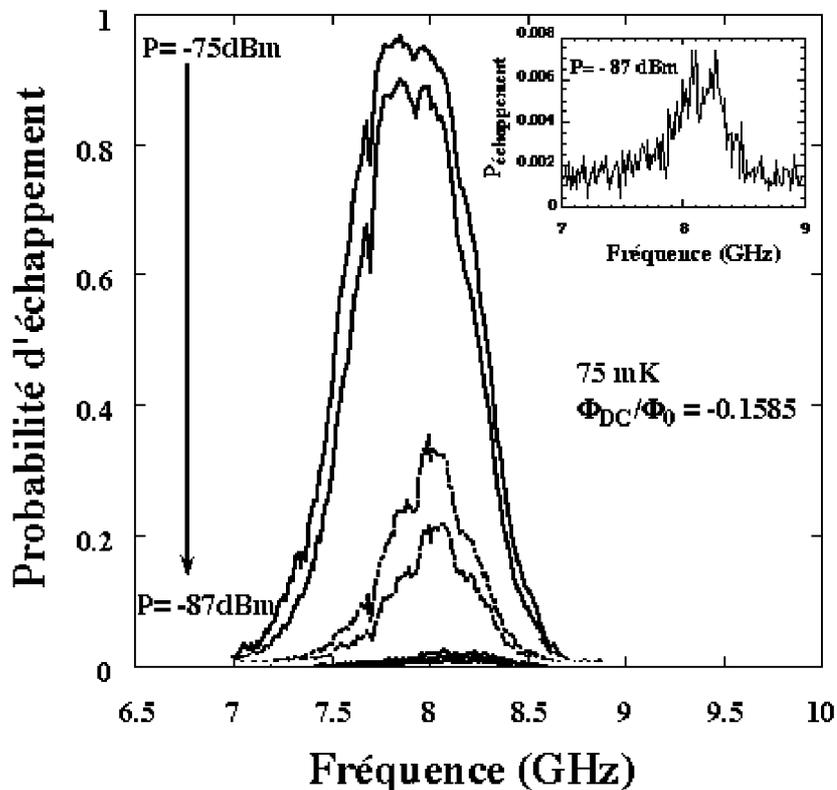


FIG. 6.20: Effet de la puissance de l'impulsion RF sur la probabilité d'échappement : les mesures ont été réalisées pour un flux extérieur $\Phi_{ext} = -0.1585\Phi_0$ à 75mK , et pour un courant I_{DC} égal à 530nA . P représente la puissance de l'impulsion RF de durée égale à $5\mu\text{s}$ générée.

L'effet de la puissance de l'impulsion RF est indiquée à la Fig.6.20. La probabilité d'échappement en fonction de la fréquence est mesurée pour différentes puissances. Ces mesures sont effectuées sous un flux réduit continu $\Phi_{DC}/\Phi_0 = -0.1585$ et à la température de 75mK . Le courant injecté I_{DC} dans le SQUID est égal à 530nA . Les impulsions RF de durées égales à $5\mu\text{s}$ sont appliquées à travers le SQUID et balayent la zone en fréquence où la fréquence plasma est observée. Les puissances envoyées en bout de ligne coaxiale juste

avant le court circuit varie de $-75dBm$ à $-87dBm$ par pas de $1dBm$. Elles correspondent à une amplitude crête de courant $i_{contrôle}^m$ variant respectivement de $2.25\mu A$ à $0.565\mu A$.

Les différentes mesures d'échappement présentent, pour toutes les puissances utilisées, une résonance très marquée au voisinage de $8GHz$. Lorsque la puissance de l'impulsion RF diminue, la probabilité d'échappement à la résonance décroît (Fig.6.20). Elle passe de presque l'unité pour $i_{contrôle}^m = 2.25\mu A$ à moins de 1% pour $i_{contrôle}^m = 0.565\mu A$ comme le montre l'encart de la Fig.6.20. Hors résonance, ou bien en l'absence de radio-fréquence, la probabilité d'échappement est de l'ordre de 0.001. Finalement on remarque une augmentation de la fréquence de résonance lorsque la puissance envoyée décroît. Elle passe de $7.9GHz$ pour les fortes puissances à $8.12GHz$ pour les faibles puissances comme montré à la Fig.6.21.a. La largeur à mi-hauteur de la résonance est constante pour les faibles puissances, et tend à augmenter pour les plus fortes puissances (voir Fig.6.21.b). Il en résulte une diminution du facteur de qualité mesuré avec une augmentation de la puissance.

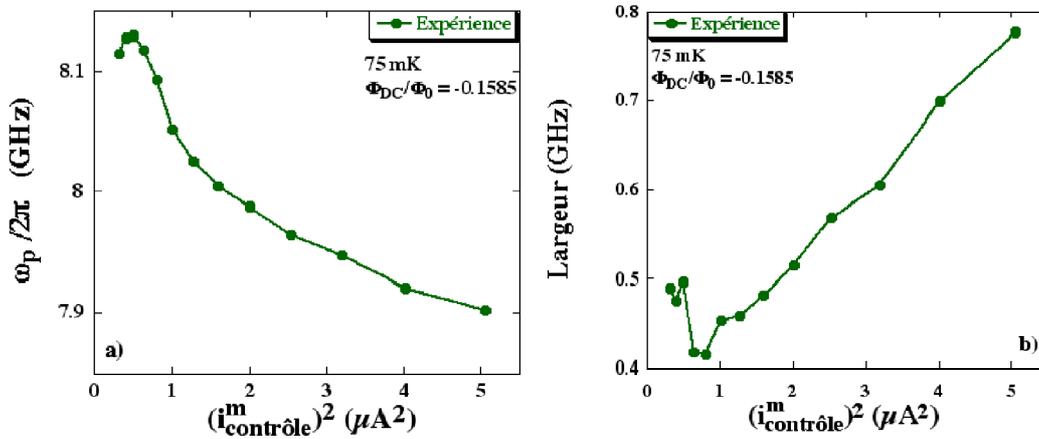


FIG. 6.21: Effet de la puissance de l'impulsion RF sur la fréquence plasma mesurée et la largeur de la résonance correspondante : les mesures ont été réalisées pour un flux extérieur $\Phi_{DC} = -0.1585\Phi_0$ à $75mK$, et pour un courant I_{DC} égal à $530nA$.

Ces mesures d'échappement sont effectuées pour une hauteur de barrière théorique de l'ordre de $11\hbar\omega_p$. D'autre part, nous supposons que la particule s'échappe par activation thermique avec une température effective de l'ordre de $210mK$. Lorsque la micro-onde excite à la résonance la particule, celle-ci oscille dans le puits et son énergie augmente conduisant à une augmentation de l'échappement par dessus la barrière. La probabilité d'échappement nous informe donc sur l'énergie emmagasinée par la particule. Elle est donnée par l'Eq.6.7.

Cette énergie, renormalisée par $\hbar\omega_p$, est tracée à la Fig.6.22 pour différents facteurs de qualité du SQUID. Pour une même impulsion RF, l'énergie apportée $E_{SQUID}(\omega)$ au SQUID renormalisée par $\hbar\omega_p$ évolue fortement en fonction du facteur de qualité Q_S de ce dernier. Plus le facteur de qualité est important plus l'énergie emmagasinée par le SQUID est élevée.

On peut comparer cette énergie à celle d'un quantum d'oscillation plasma en définissant $\langle N \rangle = E_{SQUID}/\hbar\omega_p$. Nous obtenons, pour un facteur de qualité Q_S égal à 16 dans le cas de la mesure effectuée pour une puissance égale à $-87dBm$ (voir encart de la Fig.6.20),

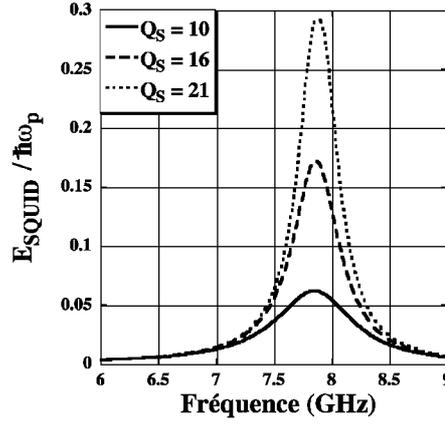


FIG. 6.22: Effet du facteur de qualité du SQUID sur l'énergie apportée par une impulsion RF au SQUID : les simulations utilisent un courant critique égal à $720nA$ correspondant à un flux extérieur $\Phi_{DC} = -0.1585\Phi_0$, et un courant I_{DC} égal à $530nA$. La capacité totale du SQUID est égale à $0.65pF$. Trois facteurs de qualité du SQUID ont été utilisés.

$\langle N \rangle = 0.015$ à la résonance. Cette très faible valeur met en évidence la sensibilité de la mesure par échappement. La résolution actuelle est de l'ordre de $10^{-3}\hbar\omega_p$ sur un moyennage de 8000 mesures.

En supposant que le taux d'échappement de la particule ne dépend non plus de la hauteur de barrière ΔU mais de cette dernière minorée par l'énergie apportée au SQUID ($\Delta U - E_{SQUID}(\omega)$), nous pouvons estimer le taux d'échappement $\Gamma_{RF}(\omega)$ sous l'influence d'une impulsion RF en fonction de la fréquence. Il est, comme dans le cas d'une jonction unique, définie par :

$$\Gamma_{RF}(\omega) = \frac{\omega_p}{2\pi} \exp\left(-\frac{\Delta U - E_{SQUID}(\omega)}{kT}\right) = \Gamma_0 \exp\left(\frac{E_{SQUID}(\omega)}{kT}\right) \quad (6.13)$$

où Γ_0 est le taux d'échappement sans impulsion RF. On peut alors calculer le rapport entre le taux d'échappement sous l'influence d'une impulsion RF et le taux d'échappement sans impulsion RF. Ce rapport est donné par $\ln(\Gamma_{RF}(\omega)/\Gamma_0) = E_{SQUID}/kT$. Ce dernier devrait donc être proportionnel à $(i_{contrôle}^m)^2$ dans le cas de l'approximation linéaire que nous avons effectuée.

Le rapport $\ln(\Gamma_{RF}(\omega_p)/\Gamma_0)$ est tracé en fonction de $(i_{contrôle}^m)^2$ à la Fig.6.23, pour l'ensemble des mesures en puissance réalisées. On observe bien, pour les faibles puissances de l'impulsion RF, une dépendance linéaire, comme prédit en utilisant un modèle linéaire. A forte puissance, le modèle ne décrit plus les résultats obtenus et la non-linéarité doit alors être prise en compte. Il est à noter que ce modèle trop simplifié ne permet pas d'expliquer la forme de la courbe montrée à la Fig.6.20, ni l'amplitude d'échappement à la résonance même pour les plus faibles puissances. Une étude théorique plus détaillée doit être menée pour décrire quantitativement ces résonances.

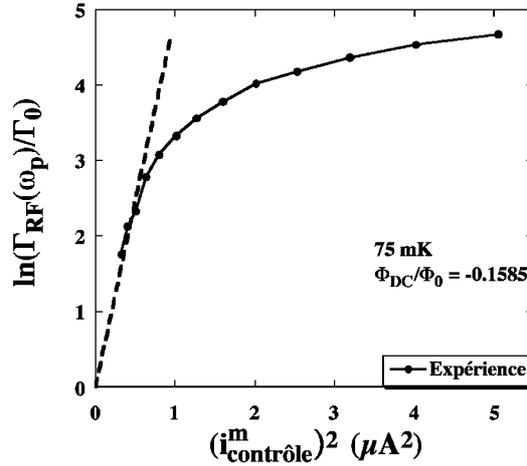


FIG. 6.23: Effet de la puissance de l'impulsion RF sur le taux d'échappement renormalisée par rapport au taux d'échappement sans impulsion RF : les mesures ont été réalisées pour un flux extérieur $\Phi_{DC} = -0.1585\Phi_0$ à 75mK , et pour un courant I_{DC} égal à 530nA . La ligne en pointillé est un ajustement linéaire à la main.

6.6.3 Résultats préliminaires sur des mesures adiabatiques

Dans ce dernier paragraphe, je présenterai des mesures d'échappement réalisées en combinant des impulsions RF et des impulsions nano-secondes de flux. Les impulsions RF, de fréquences égales ou proches de la fréquence plasma, excitent le SQUID. Les impulsions nano-secondes permettent d'effectuer la mesure sur les états excités du SQUID. Les résultats préliminaires obtenus par ces mesures ne seront discutés que qualitativement. L'échantillon mesuré, nommé C_1 , est un SQUID de dimensions caractéristiques comparables à celles de l'échantillon B_2 . Le courant critique de ce SQUID est de l'ordre de $1.2\mu\text{A}$ et sa température effective égale à 150mK . Je n'entrerai pas dans les détails de caractérisation de ce SQUID. L'objectif de ces mesures est de pouvoir effectuer des mesures adiabatiques de l'état du SQUID, mais aussi de pouvoir exciter le SQUID dans sa limite linéaire.

La procédure de mesure discutée ici est décrite à la Fig.6.24. Un courant d'amplitude fixe I_{DC} est injecté à travers le SQUID soumis à un flux extérieur Φ_{DC} . La fréquence plasma $\omega_p(I_{DC}, I_C(\Phi_{DC}))$ du SQUID est donc fixée. Le courant I_{DC} est très inférieur au courant critique $I_C(\Phi_{DC})$ de telle manière que le puits de potentiel du SQUID est profond. Le nombre de niveau d'énergie quantifiée estimée est supérieur à la dizaine. Une impulsion RF est alors appliquée sur le SQUID par l'intermédiaire de la ligne coaxiale. Après un temps de $4.5\mu\text{s}$, une impulsion nano-secondes de durée $\Delta t_{\text{nano}} = 10\text{ns}$, d'amplitude $\delta\Phi_{\text{imp}}$ et de temps de montée égal à 1.6ns est appliquée sur le SQUID. Cette impulsion nano-secondes se superpose à l'impulsion RF. Après la fin de l'impulsion nano-secondes, les RF subsistent encore durant un temps de l'ordre de 500ns . Finalement, l'état de tension du SQUID est mesuré à la fin de l'impulsion en courant I_{DC} . Cette procédure permet par exemple de mesurer la probabilité d'échappement en fonction de la fréquence ν_{RF} de l'impulsion.

Le résultat de ces mesures est montré à la Fig.6.25.b. Les mesures d'échappement sous l'influence d'une impulsion RF seule sont également montrées à la Fig.6.25.a. Ces mesures

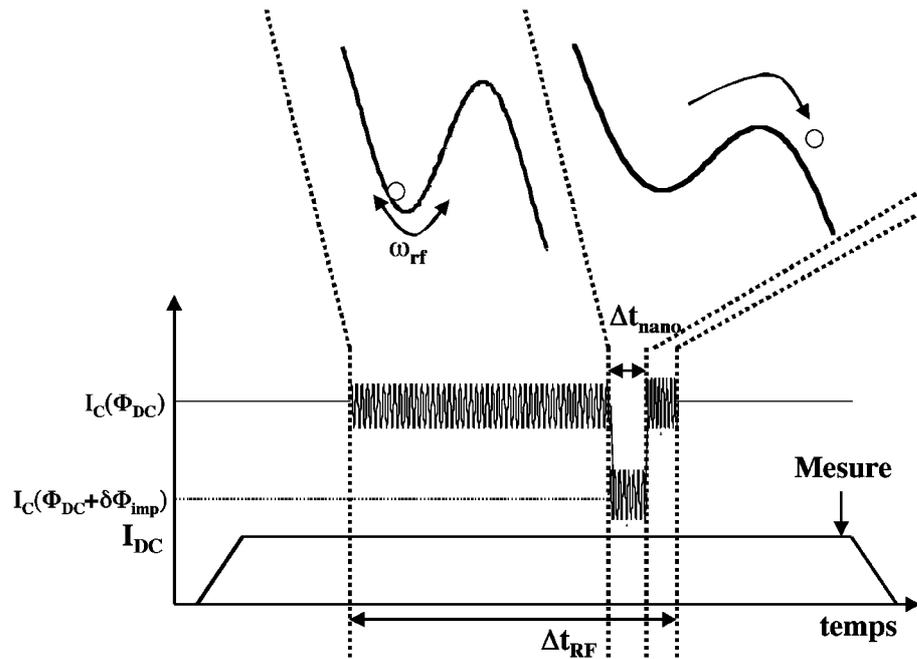


FIG. 6.24: Procédure de mesure adiabatique de la fréquence plasma d'un SQUID : la procédure combine deux types d'impulsions. Le courant injecté à travers le SQUID est d'amplitude fixe égale à I_{DC} . Des impulsions RF variant en fréquence et de durée Δt_{RF} se couplent au SQUID si ω_p est de l'ordre de la fréquence de l'impulsion. Une impulsion nano-secondes de durée Δt_{nano} , d'amplitude $\delta\Phi_{imp}$ et de temps de montée égal à $1.6ns$ est combinée à l'impulsion RF.

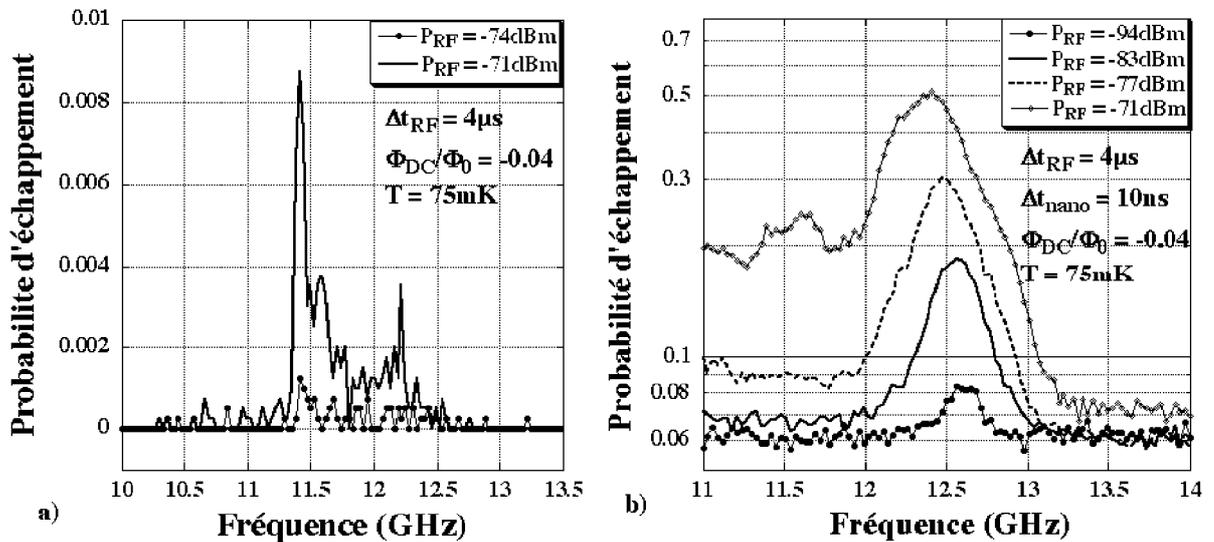


FIG. 6.25: Comparaison entre les mesures de la fréquence plasma utilisant des impulsions RF et les mesures combinant des impulsions nano-secondes à des impulsions RF : les mesures ont été réalisées pour un flux extérieur $\Phi_{DC} = -0.04\Phi_0$ à $75mK$. Les mesures a) ont été réalisées avec des impulsions RF de durée $4\mu s$ et pour des puissances P_{RF} différentes. Les mesures b) combinent des impulsions RF identiques aux précédentes, et des impulsions nano-secondes de durée $10ns$ et de temps de montée égal à $1.6ns$.

ont été réalisées à une température égale à $75mK$ et à un flux extérieur Φ_{DC} égal à $-0.04\Phi_0$, c'est à dire à un flux tel que le courant critique du SQUID est maximum. L'amplitude

de probabilité d'échappement mesurée est plus importante lorsque les deux impulsions sont combinées. On remarque par exemple que l'amplitude de probabilité mesurée pour une puissance P_{RF} d'impulsion RF égale à $-71dBm$ est de l'ordre de 0.08 lorsque seule l'impulsion RF est appliquée. Cette amplitude passe à 0.5 quand l'impulsion RF est combinée avec l'impulsion nano-secondes. Cette augmentation de l'échappement est encore plus visible pour des puissances inférieures à $-74dBm$. En effet, pour de telles puissances, aucun échappement n'est mesurable lorsque seules les impulsions RF sont appliquées alors que des probabilités d'échappement supérieures à 0.1 apparaissent en présence des impulsions nano-secondes. D'autre part, l'échappement mesuré, lorsque seules les impulsions nano-secondes sont appliquées, est de l'ordre de 0.06. Cette valeur est faible par rapport à l'échappement observé en présence de micro-ondes. L'activation résonante, pour des puissances inférieures à $-75dBm$, n'apparaît donc que lorsque les impulsions RF et les impulsions nano-secondes sont appliquées. Nous avons également vérifié que cette activation résonante ne provient pas d'une résonance, à la fréquence appliquée, durant l'impulsion de $10ns$. Elle ne peut également pas être expliquée par l'apparition d'un courant induit oscillant dans l'environnement due à l'impulsion en flux nano-secondes (voir Para.6.5.2).

Nous attribuons donc, pour l'instant, la résonance observée pour des puissances inférieures à $-71dBm$ à l'excitation de niveaux dans le SQUID durant l'application de l'impulsion RF, et avant l'impulsion nano-secondes. En effet, lorsque les micro-ondes sont appliquées, en plaçant le SQUID en résonance avec l'impulsion RF, les états excités du SQUID sont peuplés. Si le temps de montée de l'impulsion nano-secondes est plus court que le temps de relaxation des états excités du SQUID, ces états excités sont encore occupés au début de l'impulsion nano-secondes. Puisque la barrière de potentiel est fortement abaissée du fait de la diminution du courant critique, ces états excités peuvent s'échapper. L'échappement de ces états excités pourrait donc expliquer qualitativement l'augmentation de la probabilité d'échappement mesurée. Dans ce cas, nous pouvons estimer le temps de relaxation τ^* des états excités du SQUID est supérieur ou de l'ordre du temps de montée de l'impulsion nano-secondes, c'est à dire que $\tau^* \gtrsim 1.6ns$. Ces dernières mesures pourraient donc se situer dans la limite adiabatique du SQUID.

On remarque également à la Fig.6.25 que la fréquence plasma mesurée diffère selon la technique de mesure utilisée. Il apparaît en effet que la fréquence plasma mesurée en combinant les impulsions RF et les impulsions nano-secondes est plus grande que celle mesurée en utilisant uniquement les impulsions RF. Cette différence peut s'expliquer par la non linéarité de la dynamique d'échappement à forte amplitude. Les mesures de la fréquence plasma pour différents courant d'injection I_{DC} , en utilisant la combinaison d'impulsions RF et nano-secondes sont montrées à la Fig.6.26. Elles ont été réalisées à un flux extérieur Φ_{DC} égal à $-0.26\Phi_0$.

On observe une évolution de la fréquence de résonance observée en fonction du courant d'injection I_{DC} . Cette évolution est en accord avec l'Eq.6.12 donnant la dépendance de la fréquence plasma en fonction du courant I_{DC} . Le facteur de qualité de la résonance observée autour de $13GHz$ est de l'ordre de 100. Ce facteur nous apporte une estimation du temps de relaxation τ^* des états excités du SQUID pour un courant I_{DC} très inférieur au courant critique I_C du SQUID : τ^* est alors de l'ordre de $1.22ns$.

Cette procédure de mesure nous permettrait donc, dans le principe, de mesurer adiabatiquement l'état d'excitation du SQUID à la fois dans sa limite linéaire ($\Delta U \gg \hbar\omega_p$)

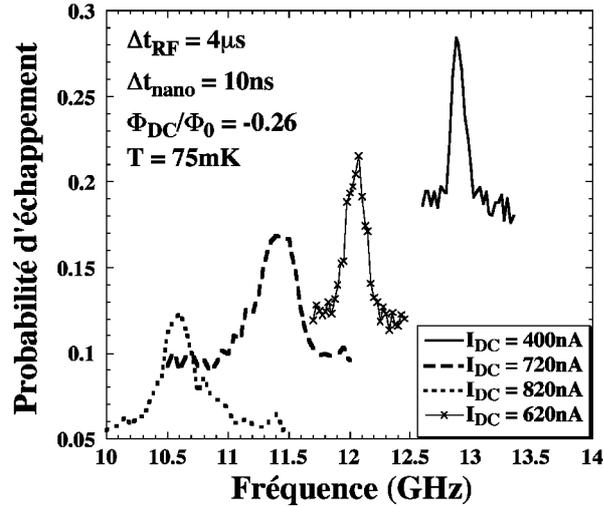


FIG. 6.26: Mesure de la fréquence plasma du SQUID en combinant une impulsion RF et une impulsion nano-secondes : les mesures ont été réalisées pour un flux extérieur $\Phi_{DC} = -0.26\Phi_0$ à $75mK$, Les courants d'injection I_{DC} utilisés sont égaux à $400nA$, $620nA$, $720nA$ et $820nA$. La durée Δt_{RF} des impulsions RF est égale à $4\mu s$. La durée Δt_{nano} des impulsions nano-secondes est égale à $10ns$.

et dans sa limite non linéaire ($\Delta U \approx \hbar\omega_p$)

6.7 Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre l'influence d'impulsions RF et d'impulsions nano-secondes sur la dynamique du SQUID B_2 . L'échappement de ce SQUID est dominé par l'activation thermique avec une température effective égale à $210mK$, nous interdisant ainsi de sonder la dynamique quantique du SQUID. L'ensemble des paramètres relatifs à l'environnement, au SQUID, ainsi qu'au couplage entre la ligne coaxiale et le SQUID et entre le ligne coaxiale et l'environnement a été déterminé par des mesures micro-ondes. Ces informations nous ont permis d'étudier précisément l'influence d'impulsions nano-secondes sur la dynamique du SQUID. Ces impulsions nano-secondes peuvent induire un courant parasite à travers l'environnement si le temps de montée de l'impulsion est trop rapide. Pour s'affranchir de cet effet, le temps de montée des impulsions nano-secondes a été limité à $21ns$. En utilisant ce temps de montée, nous avons sondé des temps de vie de l'état de tension nulle du SQUID allant de quelques nano-secondes à quelques dizaine de micro-secondes.

L'utilisation d'impulsions RF nous a également permis de mettre en évidence, pour la première fois, l'activation résonante d'un SQUID lorsque la fréquence appliquée est voisine de sa fréquence plasma. La fréquence plasma mesurée est en parfait accord avec l'évolution théorique de cette dernière en fonction du courant injecté à travers le SQUID. La renormalisation de la fréquence plasma du SQUID par l'inductance de l'environnement a été prise en compte. La largeur des résonances plasma mesurées renseigne sur le temps de relaxation des états excités du SQUID qui est estimé à environ $0.7ns$ pour le SQUID B_2 .

Nous avons également étudié l'influence de la puissance des impulsions RF sur la dynamique du SQUID. Un modèle excessivement simplifié utilisant l'approximation linéaire et classique nous a permis de décrire qualitativement la dynamique du SQUID. De plus l'énergie moyenne emmagasinée dans le SQUID à la résonance a été estimée et comparée au quantum d'énergie $\hbar\omega_p$ des oscillations plasma. Cette comparaison nous permet de définir la sensibilité de notre système de mesure de quanta d'oscillations plasma. Cette sensibilité est estimée à $10^{-3}\hbar\omega_p$ pour un moyennage de 8000. Cependant, la simplicité du modèle que nous avons utilisé ne nous permet pas d'expliquer les phénomènes non linéaires observés pour des puissances d'impulsions RF plus importantes. Des études théoriques dans ce domaine sont en cours en collaboration avec le groupe théorique du *LP2MC* à Grenoble.

Dans une dernière partie, nous avons mesuré la fréquence plasma d'un SQUID de courant critique différent de celui de l'échantillon B_2 . En superposant une impulsion nano-secondes, de temps de montée égal à $1.6ns$, à l'impulsion RF, des mesures adiabatiques de l'oscillation plasma semblent avoir été atteintes malgré des temps de relaxation de l'ordre de la nano-seconde.

Mesurer adiabatiquement les temps de vie de l'état de tension nulle d'un SQUID dans la gamme des nano-secondes est un objectif que nous voulions atteindre afin de déterminer l'état de charge d'un qubit couplé à un SQUID en un coup (voir Para.2.2), ou de mesurer les oscillations cohérentes temporelles d'états induites par une impulsion de flux à travers le SQUID (voir Para.2.1). Nous essayons maintenant de réaliser un SQUID dont l'échappement aux basses températures est décrit par l'effet tunnel macroscopique. Il devrait nous permettre d'obtenir des états quantiques d'oscillations bien définis, et d'effectuer ainsi des mesures quantiques en un coup.

Le regain d'intérêt, apporté par la théorie de l'information quantique, dans l'étude des circuits supraconducteurs à bases de jonctions Josephson, a engendré des résultats primordiaux[14, 15, 20, 11] dans l'étude de ces circuits quantiques et dans l'enchevêtrement d'états. Malgré ces formidables résultats montrant des temps de cohérence quantique de plus en plus longs, la mesure quantique en un coup d'un qubit n'a pas encore été réalisée. Ma thèse s'est inscrite dans l'étude et le développement expérimental d'un tel système de mesure : le SQUID-DC.

Nous avons tout d'abord étudié d'un point de vue théorique l'influence d'une impulsion en flux non adiabatique sur la dynamique quantique du SQUID. Nous avons montré qu'une variation instantanée de flux au travers du SQUID induit une probabilité non nulle de transition de l'état fondamental du SQUID vers ses états excités oscillant en fonction de la durée de l'impulsion. Cette oscillation est nommée : oscillation temporelle cohérente d'états. Expérimentalement, elle apporterait des résultats fondamentaux sur la superposition d'états dans le SQUID, sur la relaxation des états excités vers les états de plus basses énergies ou sur les temps de décohérence dans un SQUID. Une procédure de mesure quantique en un coup d'un qubit de charge a également été proposée et discutée théoriquement. Cette procédure, basée sur l'enchevêtrement d'états entre une boîte à paires de Cooper et un SQUID polarisé en courant, permet une mesure de l'état de charge du qubit par l'intermédiaire d'une mesure d'échappement du SQUID vers son état résistif. Des paramètres standards ont été utilisés dans notre modèle théorique afin de valider les performances d'une telle procédure. Une erreur de l'ordre de 2% a été estimée pour un facteur de qualité du SQUID égal à cent.

Toutes les prédictions théoriques discutées dans le Chap.2 supposent que le processus d'échappement du SQUID est décrit par l'effet tunnel macroscopique. Au cours de mon travail de thèse, un important développement expérimental a donc été réalisé pour atteindre cette limite. Nous avons optimisé le réfrigérateur à dilution, conçu un système de filtrage à basse température, développé une électronique de mesure bas bruit, réalisé la programmation du système de mesure et utilisé les techniques de micro-lithographie afin d'obtenir les SQUIDs. Nous avons également développé les techniques impulsionnelles à basse température afin de coupler un SQUID à des impulsions en flux pico- et nano-secondes ou à des impulsions RF.

Pour valider notre système de mesure, nous avons tout d'abord étudié les processus d'échappement d'une jonction Josephson unique dans un environnement inductif. Les mesures de probabilité d'échappement de la jonction vers son état résistif ont mis en évidence les régimes d'échappement par effet tunnel macroscopique à basse température et par activation thermique à haute température. Les modèles théoriques utilisés prennent en

compte l'environnement inductif des jonctions. Ils décrivent l'échappement par activation thermique et par effet tunnel macroscopique d'une particule dans un puits de potentiel unidimensionnel et expliquent parfaitement nos résultats expérimentaux.

Les processus d'échappement d'un SQUID ont ensuite été étudiés. Une étude complète a été réalisée en incluant l'effet de l'inductance du SQUID. Cette dernière modifie les processus d'échappement car ils doivent être étudiés dans le cadre de l'échappement d'une particule d'un potentiel bidimensionnel. Nos mesures ont mis en évidence l'effet tunnel macroscopique du SQUID à basse température. Cet effet avait déjà été observé[21] dans les années 80, dans le cas où l'effet de l'inductance du SQUID pouvait être négligé. Dans ce dernier cas, les processus d'échappement pouvaient être étudiés dans le cadre de l'échappement d'une particule d'un potentiel unidimensionnel. Nos mesures montrent une compréhension totale des processus d'échappement d'un potentiel bidimensionnel aussi bien dans le régime d'effet tunnel macroscopique que dans le régime d'activation thermique. Une dissymétrie observée dans l'évolution de la largeur des histogrammes en fonction du flux pourrait être expliquée par la dissymétrie inductive de notre SQUID. Des simulations numériques actuellement réalisées semblent valider cette hypothèse.

Finalement, la dynamique d'un SQUID soumis à des impulsions en flux nano-secondes et/ou à des impulsions RF a été étudiée. Nous avons vérifié que le temps de vie de l'état de tension nulle du SQUID pouvait être extrait en appliquant des impulsions de flux à travers celui-ci. Cette technique de mesure originale a permis de mesurer le temps de vie d'un SQUID dans la limite des nano-secondes. Cette limite est celle que nous voulions atteindre afin de réaliser les expériences proposées au Chap.2. Malheureusement, ces résultats ont été obtenus pour un SQUID ne présentant pas d'effet tunnel macroscopique à basse température. Cependant, l'application de micro-ondes a permis de mettre en évidence, pour la première fois, l'échappement d'un SQUID par activation résonante vers son état résistif. Cet effet apparaît lorsque les fréquences appliquées sont égales à la fréquence plasma du SQUID. Le facteur de qualité du SQUID a été estimé. Il est de l'ordre de 50, et correspond à des temps de relaxation de l'ordre de la nano-seconde. La sensibilité de la mesure des quanta d'oscillations plasma du SQUID est estimée à environ $10^{-3}\hbar\omega_p$ pour un moyennage de 8000. En superposant une impulsion nano-seconde à une impulsion RF, des mesures adiabatiques de l'oscillation plasma semblent également avoir été atteintes malgré des temps de relaxation de l'ordre de la nano-seconde.

A la vue de nos résultats, nous sommes actuellement limités par deux facteurs afin de mettre en évidence les oscillations temporelles cohérentes d'états dans un SQUID, induites par une impulsion non adiabatique de flux. Le premier facteur est la température effective du SQUID. En effet, nous n'avons pas atteint le régime d'effet tunnel macroscopique pour les SQUIDs ayant un courant critique de l'ordre de $1\mu A$. Ce régime a cependant été clairement montré pour un SQUID de plus fort courant critique. Nous pensons donc réaliser des SQUIDs ayant un courant critique plus élevé. Une autre limitation est le faible facteur de qualité mesuré du SQUID. Nous ne comprenons actuellement pas pourquoi ce facteur est si faible. Nous pensons que l'interaction des quasiparticules avec notre système quantique peut diminuer en partie le facteur de qualité du SQUID. Nous pensons donc intégrer des pièges à quasiparticules, en métal normal, dans nos échantillons. Nous travaillons également afin d'augmenter l'environnement inductif des SQUIDs. Une étude théorique sur la non linéarité du SQUID doit également être menée afin d'expliquer quantitativement, par exemple, les mesures en puissance que nous avons réalisées.

PARAMÈTRES DES ÉCHANTILLONS MESURÉS

L'ordre de grandeur des paramètres des différents échantillons présentés dans cette thèse sont donnés dans le tableau suivant.

Echantillon	I_C (μA)	C (pF)	Δ (K)	$\hbar\omega_p$ (K)	E_J (K)	E_C (K)
J_1	9.426	0.44	2.7	2.3	225	0.002
J_2	0.892	0.46	2.7	0.7	21	0.002
A	4.68	0.88	2.7	1.2	112	0.001
B_2	0.8	0.66	2.7	0.55	19	0.001
C_1	1.2	0.66	2.7	0.68	29	0.001

TAB. A.1: Ordre de grandeur des paramètres et des énergies caractéristiques des différents échantillons mesurés. J_1 et J_2 sont des jonctions Josephsons uniques. A , B_2 et C_1 sont des SQUIDS-DC.

Le courant I_C et la capacité C correspondent respectivement au courant critique et à la capacité totales du circuit Josephson étudié. Δ est le gap supraconducteur mesuré selon la caractéristique I/V . ω_p est la fréquence plasma calculé pour un courant injecté à travers le circuit Josephson égal à zéro. $E_J = \Phi_0 I_C / 2\pi$ et $E_C = e^2 / 2C$ représentent respectivement l'énergie Josephson et l'énergie de charge du circuit considéré.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] P. Shor. *Algorithms for quantum computation : discrete logarithms and factoring*. IEEE Comp. Soc. Press, Los Alomitos, CA, 1994. Proc. 35th Ann Symp on Found. of Computer Science, pp124-134, quant-ph 9508027.
- [2] D. Leibfried, C. Roos, P. Barton, H. Rohde, S. Gulde, A. B. Mundt, G. Reymond, M. Lederbauer, F. Schmidt-Kaler, J. Eschner, R. Blatt. *Atomic Physics 17*. AIP, New York, 2001. Proceedings of the ICAP 2000, eds. E. Arimondo, P. De Natale, M. Inguscio, quant-ph 0009105.
- [3] P. Zoller J. I. Cirac. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :4091, 1995.
- [4] M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J. M. Raimond and S. Haroche. *Phys. Rev. Lett.*, 76 :1800, 1996.
- [5] R. Rouse, S. Han, J. E. Lukens. *Phys. Rev. Lett.*, 75 :1614, 1995.
- [6] W. J. Elion, M. Matters, U. Geigenmüller, J. E. Mooij. *Nature*, 371 :594, 1994.
- [7] G. L. Ingold and Yu. V. Nazarov. *Single charge tunneling*. Plenum Press, New York, 1992. Ch. 2, p. 21, édité par H. Grabert et M. H. Devoret.
- [8] D. V. Averin, A. B. Zorin and K. K. Likharev. *Sov. Phys. JETP*, 61 :407, 1985.
- [9] V. Bouchiat, D. Vion, P. Joyez, D. Esteve and M. H. Devoret. *Phys. Scr.*, T76 :165, 1998.
- [10] Y. Nakamura, C. D. Chen and J. S. Tsai. *Phys. Rev. Lett.*, 79 :2328, 1997.
- [11] Y. Nakamura, Yu. A. Pashkin and J. S. Tsai. *Nature*, 398 :786, 1999.
- [12] J. R. Friedman, V. Patel, W. Chen, S. K. Tolpygo, J. E. Lukens. *Nature*, 406 :43, 2000.
- [13] C. H. Van der Wal, A. C. J. ter Haar, F. K. Wilhelm, R. N. Schouten, C. J. P. M. Harmans, T. P. Orlando, S. Lloyd, J. E. Mooij. *Science*, 290 :773, 2000.
- [14] D. Vion, A. Aassime, A. Cottet, P. Joyez, H. Pothier, C. Urbina, D. Esteve and M. H. Devoret. *Science*, 296 :886, 2002.
- [15] *private communication*, 2002. Le groupe de Delft travaillant sur les qubits de flux a récemment montré une mesure équivalente à celle réalisée par le groupe de Saclay travaillant sur des qubits de charge. Leurs résultats ne sont pas encore publiés.
- [16] R. F. Voss, R. A. Webb. *Phys. Rev. Lett.*, 47 :265, 1981.
- [17] D. Estève, M. H. Devoret and J. M. Martinis. *Phys. Rev. B*, 34 :158, 1986.
- [18] M. H. Devoret J. M. Martinis and J. Clarke. *Phys. Rev. Lett.*, 55 :1543, 1985.
- [19] Yang Yu, Siyuan Han, Xi Chu, Shih-I Chu, Zhen Wang. *Science*, 296 :889, 2002.
- [20] M. H. Devoret J. M. Martinis and J. Clarke. *Phys. Rev. Lett.*, 55 :1543, 1985.
- [21] J. L. Gavilano F. Sharifi and J. Van Harlingen. *Phys. Rev. Lett.*, 61 :742, 1988.
- [22] W. C. Stewart. *Appl. Phys. Lett.*, 12 :277, 1968.
- [23] D. E. McCumber. *J. Appl. Phys*, 39 :3133, 1968.
- [24] A. O. Caldeira and A. J. Leggett. *Ann. Phys.*, 149 :374, 1983.

- [25] U. Weiss. *Quantum Dissipative Systems*. 1999. 2ème édition, World Scientific, Singapore.
- [26] A. I. Larkin et Yu. N. Ovchinnikov. *Quantum tunneling in condensed media*. Elsevier Science Publishers, 1992. Ch. 4, p. 234, édité par Yu. Kogan et A. J. Leggett.
- [27] Leonard I. Schiff. *Quantum Mechanics*. McGraw-Hill Book Company, Inc., 1955.
- [28] G. Ithier. 2000. pas publié, rapport de stage de DEA.
- [29] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu et F. Laloë. *Mécanique quantique : Tome 1*. Editions Hermann, 1977.
- [30] J. M. Martinis, S. Nam, J. Aumentado and C. Urbina. *Phys. Rev. Lett.*, page 1543, 1985.
- [31] Yu. Makhlin, G. Schön and A. Shnirman. *Rev. Mod. Phys.*, 73 :357, 2001.
- [32] O. Buisson et F. W. J. Hekking. *Macroscopic quantum coherence and computing*. Kluwer Academic, New York, 2001. p. 137, édité par D. Averin, B. Ruggiero et P. Silvestrini.
- [33] F. W. J. Hekking, O. Buisson, F. Balestro and M. G. Vergniony. *Electronic correlations : from meso- to nano-physics*. EDP Sciences, Les Ulis, 2001. p. 515, édité par T. Martin, G. Montambaux et J. Tran Thanh Van.
- [34] W. A. Al-Saidi and D. Stroud. *Phys. Rev. B*, 65 :14512, 2002.
- [35] F. Marquardt and C. Bruder. *Phys. Rev. B*, 63 :054514, 2001.
- [36] O. Buisson, F. Balestro, J. P. Pekola and F. W. J. Hekking. 2003. submitted to PRL.
- [37] A. B. Zorin. *Rev. Sci. Instrum.*, 66 :4296, 1995.
- [38] E. Serret. *Etude de réseaux de nanojonctions Josephson : compétition entre le champ magnétique et la géométrie*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble I, 2002.
- [39] B. D. Josephson. *Phys. Lett.*, 1 :251, 1962.
- [40] T. A. Fulton and L. N. Dunkleberger. *Phys. Rev. B*, 9 :4760, 1974.
- [41] H. A. Kramers. *Physica*, 7 :284, 1940.
- [42] M. Buttiker, E. P. Harris and R. Landauer. *Phys. Rev. B*, 28 :1268, 1983.
- [43] I. Affleck. *Phys. Rev. Lett.*, 46 :388, 1981.
- [44] J. M. Martinis and H. Grabert. *Phys. Rev. B*, 38 :2371, 1988.
- [45] V. Ambegaokar and A. Baratoff. *Phys. Rev. Lett.*, 10 :486, 1963.
- [46] M. Tinkham. *Introduction to Superconductivity*. Mac Graw-Hill New York, 1996.
- [47] J. Clarke, A. N. Cleland, M. H. Devoret, D. Esteve and J. M. Martinis. *Science*, 239 :992, 1988.
- [48] O. V. Lounasmaa. *Experimental principles and methods below 1K*. Academic Press, 1974.
- [49] C. D. Tesche and J. Clarke. *J. Low Temp. Phys.*, 29 :301, 1977.
- [50] V. Lefevre-Seguin, E. Turlot, C. Urbina, D. Estève, and M. H. Devoret. *Phys. Rev. B*, 46 :5507, 1992.
- [51] H. C. Brinkman. *Physica*, 22 :149, 1957.
- [52] B. I. Ivlev and Yu. N. Ovchinnikov. *Sov. Phys. JETP*, 66 :378, 1988.
- [53] C. Morais Smith, B. Ivlev, G. Blatter. *Phys. Rev. B*, 49 :4033, 1987.

-
- [54] Y.-C. Chen. *J. Low Temp. Phys.*, 65 :133, 1986.
- [55] S. Guéron. *Quasiparticles in a diffusive conductor, Interaction and pairing*. PhD thesis, Université Paris VI, 1997.
- [56] K. C. Gupta, Ramesh Garg, I. J. Bahl. *Microstrip Lines and Slotlines*. Artech House, 1979.
- [57] Shao-X. Li, Yang Yu, Y. Zhang, W. Qiu, Siyuan Han. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :098301, 2002.
- [58] M. H. Devoret, D. Esteve, J. M. Martinis, A. Cleland and J. Clarke. *Phys. Rev. B*, 36 :58, 1987.

Résumé : Dynamique quantique d'un SQUID-DC

Une étude théorique que nous avons menée prédit qu'un SQUID-DC, ayant un facteur de qualité égal à 100 dans son régime d'effet tunnel macroscopique, permet une mesure quantique en un coup l'état de charge d'un qubit avec une erreur de l'ordre de 2%. Ce travail de thèse s'inscrit donc dans l'étude et le développement expérimental d'un système de mesure quantique d'un SQUID. Nous avons étudié la dynamique d'échappement de l'état de tension nulle d'un SQUID-DC inductif en fonction du flux et de la température. Nous avons mis en évidence le régime d'effet tunnel macroscopique et d'activation thermique, dans le cadre de l'échappement d'une particule fictive métastable d'un potentiel bidimensionnel. Le temps de vie de l'état de tension nulle d'un SQUID dans son régime d'activation thermique a été mesuré dans la gamme des nano-secondes grâce à une technique d'impulsions en flux. L'utilisation d'impulsions micro-ondes a également permis de mesurer la fréquence plasma d'un SQUID par une technique d'activation résonante, et de mesurer un facteur de qualité de l'ordre de 100.

Summary : Quantum dynamic of a DC-SQUID

A theoretical study that we went through predicted that a DC-SQUID, having a quality factor equals to 100 in its quantum macroscopic regime, permits one shot quantum measurement of the charge state of a qubit within an error of the order of 2%. This thesis work is then a study and an experimental development of a quantum measurement of a SQUID. We studied the escape dynamic from the zero voltage state of an inductif DC-SQUID as a function of flux and temperature. We showed up the macroscopic quantum regime and thermal activation regime, in the way of the escape of a fictive metastable particule from a bidimensionnal potential. The lifetime of the zero voltage state of a SQUID in its thermal activation regime was measured in the nano-seconde range using a flux pulses technique. The use of microwaves pulses permitted also to measure the plasma frequency of a SQUID using a resonante activation technique, and to measure a quality factor of the order of 100.

Mots clefs :

Jonction Josephson, SQUID-DC, Qubit, Dynamique quantique, effet tunnel