

Compression d'états dans le bruit de grenaille d'une jonction tunnel photoexcité à deux fréquences

par

Charles Paradis

Mémoire présenté au département de physique
en vue de l'obtention du grade de maître ès science (M.Sc.)

FACULTÉ des SCIENCES
UNIVERSITÉ de SHERBROOKE

Sherbrooke, Québec, Canada, 16 juillet 2021

Le 16 juillet 2021

le jury a accepté le mémoire de M. Charles Paradis dans sa version finale.

Membres du jury

Professeur Bertrand Reulet
Directeur de recherche
Département de physique

Professeure Eva Dupont-Ferrier
Membre interne
Département de physique

Professeur Louis Taillefer
Président rapporteur
Département de physique

À ma famille

Sommaire

Les états comprimés du champ électromagnétique, dont la variance des fluctuations est inférieure à celle du vide, sont des états de choix pour la métrologie et l'information quantique. Les méthodes habituelles pour générer ces états font appel à des phénomènes non linéaires qui sont limités à une bande étroite en fréquence. La modulation du bruit de grenaille offre une alternative large bande où on tire avantage de la non-linéarité du bruit d'une composante linéaire, ici une jonction tunnel, pour générer des états comprimés en photo-excitant la jonction. Il a en effet été démontré qu'on peut comprimer une des quadratures du champ électromagnétique à une fréquence donnée en photo-excitant une jonction tunnel à cette fréquence ou au double de celle-ci. Je montre ici, théoriquement et expérimentalement, qu'il est possible de générer du vide comprimé en excitant la jonction simultanément à deux fréquences f_1 et f_2 symétriques par rapport à la fréquence de détection $(f_1+f_2)/2$. Je montre également qu'il existe un domaine de paramètres pour lesquels il est possible d'obtenir simultanément de la compression aux fréquences f_1 , f_2 et $(f_1+f_2)/2$. Ceci permettrait de générer des états du champ avec des corrélations multiples susceptibles d'être utiles pour le calcul quantique.

Remerciements

Je voudrais remercier mon directeur de recherche, Bertrand Reulet, pour m'avoir fait confiance, pour m'avoir offert la chance de me joindre à son groupe de recherche et pour les après-midi passés à chercher ce qui ne tournait pas rond dans mes montages. Je voudrais aussi remercier Christian Lupien et Édouard Pinsolle pour m'avoir montré comment fonctionnent les différents équipements du laboratoire et pour s'être assurés que je sois en mesure de les utiliser sans rien briser. Je voudrais aussi remercier notre technicien, Gabriel Laliberté pour son aide avec la maintenance des réfrigérateurs à dilution et pour son aide en cas de problèmes de toutes sortes. Je dois souligner la contribution de Pierre Février, qui a été d'une grande aide pour la vérification de mes calculs, pour le traitement des résultats et pour avoir fabriqué, avec son stagiaire, Charles Marseille, l'échantillon utilisé dans ce mémoire. Également, l'ensemble des membres du groupe pour la création et le maintien d'une atmosphère dans laquelle il est agréable de travailler, même lorsque l'on doit passer de longues journées au laboratoire lors d'une belle journée d'été ensoleillée. Aussi, Vishnu, Laurine et Simon pour m'avoir écouté raconter l'avancement de mes travaux et les obstacles du moment, malgré le manque de contexte par moments. Je souhaite également remercier ma famille et mes amis pour leur support tout au long de mes études.

Table des matières

Sommaire	iii
Introduction	1
0.1 Problématique	1
0.2 Notions-clés	3
0.2.1 Jonction tunnel	3
0.2.2 Formalisme de Landauer-Buttiker et matrice de diffusion	3
0.3 Densité spectrale	5
0.3.1 Mesure homodyne et quadratures du signal	7
1 Théorie	8
1.1 Calcul du corrélateur courant-courant	8
1.1.1 Prise en compte de l'effet d'une tension AC	8
1.1.2 Corrélateur courant-courant	10
1.2 Bruit photo-assisté	14
1.3 Quadratures du bruit à ω_1 , ω_2 et à $\omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$	17
1.3.1 Conséquences des prédictions précédentes	22
1.4 Effet de l'écart entre les fréquences des pompes ($d\omega$)	24
1.5 Dépendance en phase	25
2 Mise au point de l'expérience et calibration	27
2.1 Circuit et connexions à l'intérieur du réfrigérateur à dilution	27
2.2 Choix des conditions expérimentales	30
2.3 Excitation de l'échantillon	31
2.4 Détection et chaîne d'amplification	33
2.4.1 Excitation asynchrone vs synchrone	34
2.5 Mesure de la température électronique et du gain de la chaîne d'amplification	35
2.6 Mesure des imperfections du mixeur IQ (déséquilibre de phase)	38
2.7 Réglage de la phase de la détection par rapport à l'excitation	39
2.8 Décalage aux asymptotes entre les différentes courbes	40
2.9 Montage pour la mesure de l'effet de la phase	46

2.10 Effet de la phase des pompes sur les courbes synchrones (Quadratures)	47
3 Résultats	49
3.1 Bruit photo-assisté, V_{ac1} et V_{ac2}	49
3.2 Détection résolue en phase	51
3.3 Données normalisées	52
3.4 Isolement du bruit dépendant de la phase	54
3.5 Amplitude de la compression par rapport au vide	56
Conclusion	58
A Matériel Supplémentaire	59
A.0.1 Détails du calcul du corrélateur	59
A.0.2 Bruit d'une chaîne d'amplification	61
A.0.3 Listes des composantes utilisées dans les montages	62
Bibliographie	63

Liste des figures

1	Schéma d'une jonction tunnel en aluminium	3
1.1	Bruit photo-assisté, $S_{0,0}(\omega) = S_{ph}(\omega)$, en fonction de I_{dc} . Les différentes courbes correspondent à différentes valeurs de $V_{ac1} = V_{ac2} = V_{ac}$. La courbe en noir est la courbe de référence avec $V_{ac} = 0$. Les courbes, en bleu, orange, vert, rouge et mauve correspondent, respectivement, à des valeurs de $V_{ac} = 10\mu V, 20\mu V, 30\mu V, 40\mu V, 50\mu V$	15
1.2	Bruit photo-assisté, $S_{0,0}(\omega) = S_{ph}(\omega)$, en fonction de I_{dc}	16
1.3	$dS(\omega_1)$ en fonction de l'amplitude de V_{ac2}	19
1.4	$dS(\omega)$ en fonction de l'amplitude de V_{ac2} à $I_{dc} = 0$ et en fixant la valeur de la pompe à ω_1 à la valeur qui va maximiser la compression. La polarisation DC, I_{dc} est fixé à $0.0 \mu V$	20
1.5	$dS(\omega)$ en fonction de V_{ac1} et de V_{ac2} avec $V_{dc} = 0$. Les régions colorées indiquent les endroits où $dS(\omega_i)$ est inférieur à 0. Les points noirs représentent des couples de tensions pour les résultats expérimentaux.	21
1.6	Illustration des corrélations induites entre les modes à différentes fréquences par l'action des excitations AC.	23
1.7	$\langle P^2 \rangle$ en fonction de $d\omega$	24
1.8	Variation des quadrature X et P en fonction du courant I_{dc} pour différentes valeurs de phase.	25
2.1	Schéma du montage situé à l'intérieur du réfrigérateur à dilution qui contient l'échantillon ainsi que les composantes nécessaires pour transmettre les biais AC et DC jusqu'à celui-ci. On y retrouve également le premier amplificateur de la chaîne d'amplification.	29
2.2	Schéma de la portion du montage expérimental qui est responsable du contrôle et de la génération des excitations AC, à 5.8 et 8.2 GHz.	32
2.3	Schéma interne d'un mixeur IQ.	33
2.4	Schéma de la portion responsable de la détection du signal provenant de l'échantillon (portion à température ambiante).	35
2.5	$S_{0,0}(\omega)$ selon I_{dc} en l'absence de photo-excitation.	37
2.6	Valeurs de $\langle XP \rangle$ selon les valeurs de $\langle X^2 \rangle$ avec excitations non synchrone.	38

2.7	On présente les valeurs de la corrélation croisée en fonction des valeurs de la quadrature X, en soustrayant la portion photo-assistée pour chacune.	40
2.8	Courbes brutes, simplement moyennées, comprenant le bruit photo-assisté et les quadratures. Aucune correction n'a été effectuée et l'on voit l'effet du décalage sur les différentes courbes.	42
2.9	Différence entre le bruit sans photoexcitation et les courbes photo-assistées selon différentes valeurs de tension, soit $S_{ph}(\omega)$ avec une excitation asynchrone en traits plein et synchrone, soit les quadratures, $\langle X^2 \rangle$ et $\langle P^2 \rangle$, en traits pointillés.	43
2.10	Décalage aux asymptotes par rapport à la courbe du bruit sans photoexcitations.	44
2.11	Évolution de la valeur de la température de bruit des amplificateur selon la tensions des excitation AC pour les courbes avec excitation synchrones ou asynchrones.	45
2.12	Schéma du montage pour la mesure de l'effet de la phase des pompes. .	46
2.13	Validation de l'effet d'un changement de la phase d'une des pompes sur une quadrature du signal.	48
3.1	Bruit photo-assisté, $S_{ph}(\omega)$ en fonction de I_{dc} . Les différentes courbes correspondent à différents couples de valeurs de V_{ac1} et V_{ac2} pour une excitation asynchrone avec la détection.	50
3.2	Autocorrélation des quadratures du courant, photo-assistées à 5,6 GHz et à 8,2 Gz en ayant fixé tous les paramètres (gain, T_e , tensions V_{ac1} et V_{ac2} , valeurs de phase) sauf T_n	52
3.3	Données normalisées, en ayant corrigé pour le gain et T_n en fonction de la polarisation DC, I_{dc}	53
3.4	Différence entre les courbes synchrones, pour les quadratures X et P, et les courbes asynchrones, le bruit photo-assisté, normalisée par la valeur du plateau de la courbe sans excitations. ce qui nous donne la valeur de $\Delta S(\omega, \omega_1, \omega_2)$ en fonction de I_{dc}	55
3.5	Différence entre les quadratures P et X par rapport à la courbe sans photoexcitation en fonction de I_{dc}	57

Introduction

0.1 Problématique

Il y a un intérêt, notamment en optique quantique, envers les états du champ non classiques [1]. On peut penser aux états chat [2], qui sont prometteurs en informatique quantique, notamment pour la correction d'erreur [3], ou aux états comprimés, qui peuvent être utilisés en métrologie pour améliorer la précision des mesures [4]. L'obtention de ces états exotiques peut se faire, en optique, par des cristaux biréfringents [5] [6] et/ou via des phénomènes non linéaires [7]. Dans le domaine des micro-ondes, on peut penser aux amplificateurs paramétriques Josephson [8] [9], basés sur des jonctions tunnel supraconductrices, les jonctions Josephson, qui permettent de générer des états comprimés en bande très étroite. Il est aussi possible de se servir de la modulation du bruit pour obtenir des états non classiques. Pour pouvoir se servir du bruit de grenaille, il faut toutefois pouvoir le contrôler de manière fiable. Heureusement, il est possible de contrôler le passage des électrons dans des conducteurs cohérents à l'aide de la polarisation DC et AC [10–12].

Il existe plusieurs exemples de génération d'états comprimés, dans des systèmes micro-ondes couplés à des résonateurs, pour générer des états intriqués [13], ou à des oscillateurs mécaniques, comme dans [14] qui relie un qubit de charge supraconducteur à un oscillateur nanomécanique via un résonateur, des amplificateurs paramétriques Josephson avec une seule pompe [15] [9] ou encore dans un qubit de type boîte de paire de Cooper (CPB) placé dans un résonateur micro-onde [16]. Comme les états comprimés sont moins bruyants, pour une des quadratures, que

des états classiques, il y a un intérêt en métrologie pour l'utilisation des états comprimés, comme dans [17], par exemple, où l'utilisation d'états comprimés versus un état du vide présente un avantage mesurable. Ces exemples ont en commun la caractéristique d'avoir une bande passante limitée, dans les quelques dizaines de MHz, ce qui prévient certaines applications. Il y a donc des efforts d'amélioration et des propositions pour contourner cette limite. Par exemple la proposition dans cet article de U. Mendes et al [18], qui propose d'utiliser la non-linéarité des quasiparticules de la caractéristique I-V d'un seul SQUID tout près du gap supraconducteur. Les simulations sont prometteuses, mais la réalisation en laboratoire présente plusieurs défis notamment au niveau de la stabilité des polarisations AC et DC. Une autre approche pour améliorer la bande passante serait d'utiliser le bruit électronique dans une jonction tunnel, qui permet d'avoir des bandes passantes dans les GHz. Les travaux de G. Gasse [19] et J.C. Forgues [20] explorent, respectivement, la compression d'états dans le bruit de grenaille d'une jonction tunnel et les corrélations présentes à deux fréquences lorsque l'on excite une jonction tunnel à la somme de ces fréquences.

Ce qui n'a pas déjà été investigué est la question suivante; que se passe-t-il à la fréquence ω lorsque l'on excite une jonction tunnel avec 2 pompes, qui sont synchronisées, à des fréquences ω_1 et ω_2 telles que $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega$, comme ça a été observé avec des JPA? On se demande également ce qu'il advient de la compression d'états engendrée par les pompes aux fréquences ω_1 et ω_2 en présence de l'autre pompe et s'il serait possible d'avoir de la compression aux trois fréquences en jeu ($\omega, \omega_1, \omega_2$) de façon simultanée, ce qui est impossible avec des systèmes où la compression est en bande étroite, pour un certain intervalle de tension AC des pompes? Pour tenter de répondre à ces questions, des concepts clés seront abordés et décrits, un modèle théorique sera développé en s'inspirant de ce qui a été fait pour le cas à une pompe et des simulations numériques vérifieront ce qui se produit dans plusieurs cas. Par la suite, des mesures seront réalisées en laboratoire afin de valider les formules calculées à partir de notre modèle et l'accord entre la théorie et notre expérience sera quantifié. On abordera également ce qui pourrait suivre en termes de mesures en laboratoire et quelques perspectives futures.

0.2 Notions-clés

0.2.1 Jonction tunnel

Une jonction tunnel est constituée de deux conducteurs séparés par un mince isolant, voir le schéma 1. Une jonction tunnel est ainsi nommée puisqu'elle permet le transport des porteurs de charges par effet tunnel. L'effet tunnel est un phénomène quantique lié à la nature ondulatoire des électrons et à sa probabilité de présence. Celle-ci peut s'étendre de l'autre côté de la barrière de potentiel formé par l'isolant et permet donc une transmission sans que l'électron ne se retrouve à l'intérieur de l'isolant. La jonction est une composante électronique dont le bruit est très bien connu, ce qui présente plusieurs avantages. On peut notamment se servir de la jonction comme thermomètre [21] et donc on peut facilement calibrer la température électronique de la jonction. Une jonction tunnel possède une résistance ainsi qu'une capacitance. On peut donc représenter la jonction dans un circuit électrique comme une résistance, R_J en parallèle avec une capacité, C_J .

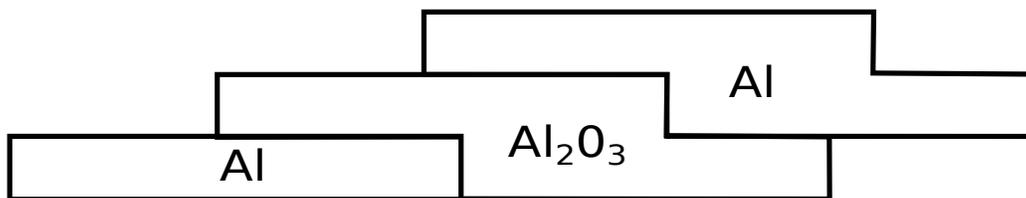


FIGURE 1 – Schéma d'une jonction tunnel en aluminium

0.2.2 Formalisme de Landauer-Buttiker et matrice de diffusion

Pour traiter ce qui se passe dans la jonction tunnel, on se sert du formalisme développé par Landauer et Buttiker [22]. On commence par spécifier les conditions et simplifications nécessaires pour que le formalisme s'applique. On considère un conducteur qui se comporte comme un guide d'onde pour les électrons et agit comme un conducteur cohérent en phase, c'est-à-dire que les électrons qui le traversent

maintiennent leur cohérence de phase. On considère des réservoirs semi-infinis à l'équilibre, dont les nombres d'occupations des modes définis dans le réservoir, $n(E)$, sont statistiquement indépendants. Les réservoirs confinent les fonctions d'onde selon 2 axes, ce qui permet un nombre de modes qui dépend de la surface des réservoirs et de la longueur de Fermi des électrons. Le nombre de modes nous donne le nombre de canaux de transmission, chaque mode constituant un canal de transmission, et l'occupation des modes dépend de l'énergie de Fermi. On considère que les réservoirs sont caractérisés par une fonction de Fermi à l'équilibre et agissent comme des émetteurs et des absorbeurs d'électrons. On se sert de la 2^e quantification pour introduire les opérateurs de création et d'annihilation dans les réservoirs de gauche et droite, $a_L(E)$ et $a_R(E)$ et les opérateurs de sortie, $b_L(E)$ et $b_R(E)$. Ces opérateurs sont reliés par une matrice de diffusion qui contient les coefficients de transmission et de réflexion, t et r .

$$\begin{bmatrix} b_L \\ b_R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t & r \\ r & t \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_L \\ a_R \end{bmatrix} \quad (1)$$

L'opérateur courant pour un canal de transmission, à la fréquence ω prend la forme suivante :

$$I(\omega) = \frac{e}{\hbar} \int dE [1 - r^*(E)r(E + \hbar\omega)] a_L^\dagger(E) a_L(E + \hbar\omega) - r^*(E)t(E + \hbar\omega) a_L^\dagger(E) a_R(E + \hbar\omega) - t^*(E)r(E + \hbar\omega) a_R^\dagger(E) a_L(E + \hbar\omega) - t^*(E)t(E + \hbar\omega) a_R^\dagger(E) a_R(E + \hbar\omega)] \quad (2)$$

On calcule $\langle I(\omega = 0) \rangle$, qui est le courant moyen, continu, donné par : $\langle I \rangle = \frac{e}{2\pi\hbar} \int dE |t(e)|^2 f_L(E) - f_R(E)$ où $f_{L,R}(E)$ est la fonction d'occupation des niveaux de Fermi, $f(E) = 1/(e^{(E-\mu)/k_B T} + 1)$ où μ est le potentiel chimique du conducteur. Ce courant moyen sera utilisé à des fins de référence et pour vérifier l'accord avec certaines limites.

0.3 Densité spectrale

À partir de l'équation 2, on peut calculer plusieurs quantités d'intérêt, dont la densité spectrale. La densité spectrale d'un signal $I(t)$, à la fréquence ω , est définie comme :

$$S(\omega) = \langle I(\omega)I(-\omega) \rangle - \langle I(\omega) \rangle \langle I(-\omega) \rangle = \langle |I(\omega)|^2 \rangle - |\langle I(\omega) \rangle|^2 \quad (3)$$

Par contre, en mécanique quantique, on doit symétriser les produits puisque nos détecteurs sont incapables de faire la différence entre $\langle \hat{I}(\omega)\hat{I}(-\omega) \rangle$ et $\langle \hat{I}(-\omega)\hat{I}(\omega) \rangle$. La densité spectrale a les unités d'une intensité au carré par Hertz (A^2/Hz). La formule générale pour la densité spectrale dans une jonction tunnel, avec V qui est la polarisation en tension DC et R qui est la résistance de la jonction, s'écrit comme :

$$S(\omega) = \frac{1}{R} k_B T \frac{1}{2} \left[\frac{eV + \hbar\omega}{k_B T} \coth\left(\frac{eV + \hbar\omega}{2k_B T}\right) + \frac{eV - \hbar\omega}{k_B T} \coth\left(\frac{eV - \hbar\omega}{2k_B T}\right) \right] \quad (4)$$

À fréquence nulle, $\omega = 0$, on obtient le résultat classique, soit

$$S(0) = \frac{eV}{R} \coth\left(\frac{eV}{2k_B T}\right) \quad (5)$$

À l'équilibre, on a les deux limites suivantes, soit $k_B T \gg \hbar\omega$, qui mène au bruit thermique, et $k_B T \ll \hbar\omega$ qui mène au bruit du vide.

Bruit thermique, dit de Johnson-Nyquist

Le bruit thermique, qui est lié à l'agitation thermique des particules, identifié par J.B. Johnson [23] et, par la suite, dérivé à partir de principes physiques par H. Nyquist [24] est donné par :

$$S(\omega) = \frac{2k_B T}{R} \quad (6)$$

On retrouve ce résultat en posant $V = 0$ et en prenant la limite $k_B T \gg \hbar\omega$ dans l'équation 4, avec le développement limité $\coth(x \ll 1) \approx 1/x$.

Bruit du vide

À température nulle, avec encore une fois $V = 0$, donc lorsque le système est à l'équilibre, on a $x \coth(x/2)$ qui tend vers $\pm\infty$, selon le signe du numérateur, ce qui fait en sorte que l'équation 4 devient [19] :

$$S(\omega) = \frac{\hbar\omega}{R} \quad (7)$$

Bruit de grenaille

Si l'on considère la limite où $eV \gg k_B T, \hbar\omega$, soit lorsque l'on se place hors équilibre, la densité spectrale de bruit tend vers la formule de Schotkky [25], soit :

$$S(\omega) = e\langle I \rangle \quad (8)$$

Ce bruit est modélisable par une loi de Poisson et il est dû à la nature corpusculaire des porteurs de charge, ici des électrons. Ceux-ci, provenant des réservoirs, doivent être soit transmis, soit réfléchis par le conducteur, ce qui se traduit par l'un des deux résultats suivants au niveau du détecteur, soit une transmission, $n_T = 1, n_R = 0$ avec une probabilité t , qui correspond aux coefficients S_{12} et S_{21} de la matrice de diffusion 1, ou une réflexion, $n_T = 0, n_R = 1$ avec une probabilité $1 - t = r$, qui correspond aux coefficients S_{11} et S_{22} de la matrice de diffusion 1. Ce type de probabilité, avec seulement deux résultats, correspond à une loi de type binomiale. Un cas spécifique de la loi binomiale, lorsque l'une des probabilités est extrêmement faible, comme c'est le cas pour une jonction tunnel, tend vers une loi de Poisson. On appelle bruit de partition ce type de bruit qui dépend des probabilités de transmission. Le taux moyen d'occupation des états est donc $\langle n_T \rangle = t$ et $\langle n_R \rangle = 1 - t$. Les fluctuations, lorsque t n'est pas exactement 1 ou 0, valent $\langle \Delta n_T^2 \rangle = \langle \Delta n_R^2 \rangle = t(1 - t)$. Le bruit de grenaille, ou "shot noise", quant à lui, prend en compte la densité des porteurs de charges dans un conducteur dans un intervalle d'énergie dE . L'étude du bruit de grenaille et de sa transition vers les différentes limites permet de sonder le système à l'étude et les phénomènes quantiques qui s'y déroulent [26], comme la charge effective des porteurs de charge [27–29], par exemple dans l'effet Hall quantique fractionnaire.

0.3.1 Mesure homodyne et quadratures du signal

Une mesure homodyne implique deux éléments principaux, soit le signal que l'on cherche à mesurer, et un signal de référence qui sera multiplié avec le signal à mesurer [30]. Le signal de référence est, dans ce cas-ci, une sinusoïdale à la fréquence de mesure. Pour mesurer les quadratures, on sépare le signal en deux parties, celle dite "en phase", c'est-à-dire que l'on conserve la portion du signal qui est aligné en phase avec notre référence, et une partie dite "en quadrature de phase", c'est-à-dire que l'on ajoute une phase de 90° à notre référence avant de démoduler cette partie du signal. On peut de cette manière obtenir une mesure des quadratures du signal. Cela correspond également à décomposer un signal arbitraire comme ceci, soit $I(t) = X(t)\cos(\omega t) + P(t)\sin(\omega t)$, avec X et P qui sont les quadratures. Le principe d'incertitude de Heisenberg s'applique sur la variance des deux quadratures du signal. soit $\Delta X \Delta P \geq \frac{\hbar^2}{4}$. Pour un état qui correspond au vide, $\Delta X = \Delta P = \frac{\hbar}{2}$, mais il est possible de réduire l'une des deux variances sous la valeur "du vide" si on compense en augmentant la variance de l'autre quadrature. Dans ce cas-ci, on obtient ce que l'on nomme la compression d'état, soit une des quadratures de l'état avec une variance réduite par rapport au vide. On réfère à un état de ce type comme un état comprimé, bien que ce ne soit qu'une seule des quadratures de cet état qui soit moins bruyante que celle d'un état correspondant au vide.

Chapitre 1

Théorie

1.1 Calcul du corrélateur courant-courant

La méthode utilisée suit ce qui a été fait dans la référence [31] pour le cas à une seule pompe (i.e. une excitation à une seule fréquence) en adaptant, bien entendu, le potentiel et la forme du courant à la présence d'une pompe supplémentaire. On utilise la forme de l'opérateur courant tel que défini dans la section sur le formalisme de Landauer-Buttiker, 2.

1.1.1 Prise en compte de l'effet d'une tension AC

Les excitations AC, auxquelles on réfère également par "pompes", viennent modifier le potentiel du système comme suit :

$$V(t) = V_{dc} + \delta V_1 \cos(\omega_1 t + \phi_1) + \delta V_2 \cos(\omega_2 t + \phi_2) \quad (1.1)$$

Pour un taux de relaxation des réservoirs beaucoup plus rapide que les fréquences des excitations en jeu, la tension vient modifier adiabatiquement la mer de Fermi des réservoirs, ce qui transforme les opérateurs d'échelle d'un des réservoirs comme ceci, avec $z_1 = \frac{ie\delta V_1}{\hbar\omega_1}$ et de même pour z_2 :

$$\begin{aligned}
\tilde{a}_L(\mathbf{E}) &= a_L(\mathbf{E}) e^{i \frac{e}{\hbar} \int_0^t V(t') dt'} = a_L(\mathbf{E}) e^{-\frac{ieV_{dc}t}{\hbar}} e^{z_1 \sin(\omega_1 t + \phi_1)} e^{z_2 \sin(\omega_2 t + \phi_2)} \\
&= \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(z_1) e^{in\phi_1} \sum_{p=-\infty}^{\infty} J_p(z_2) e^{ip\phi_2} a_L(\mathbf{E} - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc})
\end{aligned} \tag{1.2}$$

Où $e^{z_1 \sin(\omega_1 t + \phi_1)}$ peut être exprimé comme $\sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(z_1) e^{in\omega_1 t + n\phi_1}$ en utilisant

$$\cos(z \sin(\phi)) = \sum_n J_n(z) \cos(n\phi) \tag{1.3}$$

$$\sin(z \sin(\phi)) = \sum_n J_n(z) \sin(n\phi). \tag{1.4}$$

Il existe la relation suivante concernant la valeur moyenne pour les opérateurs non transformés, $\langle a_L^\dagger(\mathbf{E}) a_L(\mathbf{E} + \hbar\omega) \rangle = f_L(\mathbf{E}) \delta(\hbar\omega)$. Suite à la transformation, le produit $a^\dagger a$ devient

$$\begin{aligned}
\tilde{a}_L^\dagger(\mathbf{E}) \tilde{a}_L(\mathbf{E} + \hbar\omega) &= \sum_{n,p} \sum_{b,c} J_n(z_1) J_p(z_2) J_b(z_1) J_c(z_2) a_L^\dagger(\mathbf{E} - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc}) \\
& a_L(\mathbf{E} + \hbar\omega - b\hbar\omega_1 - c\hbar\omega_2 - eV_{dc}) e^{i(b-n)\phi_1} e^{i(c-p)\phi_2}
\end{aligned} \tag{1.5}$$

On effectue une moyenne statistique, soit sur les états accessibles du système, et non une moyenne sur la phase, donc les opérateurs a et a^\dagger se moyennent, mais l'exponentielle complexe due à la phase se maintient après la moyenne.

$$\begin{aligned}
\langle \tilde{a}_L^\dagger(\mathbf{E}) \tilde{a}_L(\mathbf{E} + \hbar\omega) \rangle &= \sum_{n,p} \sum_{b,c} J_n(z_1) J_p(z_2) J_b(z_1) J_c(z_2) \\
& f_L(\mathbf{E} - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc}) \delta(\hbar\omega - (b-n)\hbar\omega_1 - (c-p)\hbar\omega_2) e^{i((b-n)\phi_1 + (c-p)\phi_2)}
\end{aligned} \tag{1.6}$$

Comme a^\dagger et a peuvent, en général, avoir des combinaisons différentes de $\hbar\omega_1$ et $\hbar\omega_2$, on définit les indices suivants, $k = b - n$ et $l = c - p$. On a alors la fonction d'occupation des niveaux d'énergie des électrons, qui correspond à :

$$\begin{aligned}
\tilde{f}_L(\mathbf{E}, \omega) &= \langle a_L^\dagger(\mathbf{E}) a_L(\mathbf{E} + \hbar\omega) \rangle = \sum_{n,p} \sum_{k,l} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n+k}(z_1) J_{p+l}(z_2) \\
& f_L(\mathbf{E} - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc}) \delta(\hbar\omega - k\hbar\omega_1 - l\hbar\omega_2) e^{i(k\phi_1 + l\phi_2)}
\end{aligned} \tag{1.7}$$

et donc on a

$$\begin{aligned} \tilde{f}_L^{(k,l)}(E, \omega_1, \omega_2) &= \langle a_L^\dagger(E) a_L(E + k\hbar\omega_1 + l\hbar\omega_2) \rangle = \sum_{n,p} \sum_{k,l} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n+k}(z_1) J_{p+l}(z_2) e^{i(k\phi_1 + l\phi_2)} \\ f_L(E - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc}) \end{aligned} \quad (1.8)$$

L'équation pour le courant devient donc :

$$\begin{aligned} I(\omega) &= \frac{e}{\hbar} \int dE [1 - r^*(E) r(E + \hbar\omega)] \tilde{a}_L^\dagger(E) \tilde{a}_L(E + \hbar\omega) - r^*(E) t(E + \hbar\omega) \tilde{a}_L^\dagger(E) a_R(E + \hbar\omega) - \\ &\quad t^*(E) r(E + \hbar\omega) a_R^\dagger(E) \tilde{a}_L(E + \hbar\omega) - t^*(E) t(E + \hbar\omega) a_R^\dagger(E) a_R(E + \hbar\omega)] \end{aligned} \quad (1.9)$$

Cette équation est similaire à l'équation 2, sauf que les opérateurs $a_L \rightarrow \tilde{a}_L$, soit les opérateurs transformés. C'est cette définition du courant que l'on utilise pour la suite des calculs. À noter également que la valeur moyenne de $\langle I(\omega) \rangle$ s'annule lorsque l'on considère les réservoirs L et R comme étant à l'équilibre.

1.1.2 Corrélateur courant-courant

On passe au calcul d'un corrélateur courant-courant général à la fréquence ω avec deux pompes à ω_1 et à ω_2 . On calcule d'abord le corrélateur asymétrique ;

$$S_+(\omega, m\omega_1, q\omega_2) = \langle I(\omega) I(-\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \rangle - \langle I(\omega) \rangle \langle I(-\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \rangle \quad (1.10)$$

Ensuite, on définit l'autre corrélateur asymétrique (où l'on inverse l'ordre des opérateurs courant)

$$S_-(\omega, m\omega_1, q\omega_2) = \langle I(-\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) I(\omega) \rangle - \langle I(-\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \rangle \langle I(\omega) \rangle \quad (1.11)$$

Puis l'on passe enfin au corrélateur symétrisé qui va nous donner l'expression que l'on cherche, $S(\omega, m\omega_1, q\omega_2)$

$$S(\omega, m\omega_1, q\omega_2) = \frac{S_+(\omega, m\omega_1, q\omega_2) + S_-(\omega, m\omega_1, q\omega_2)}{2} \quad (1.12)$$

Pour raccourcir le calcul et limiter l'encombrement visuel, voici les approximations et hypothèses qui seront utilisées pour le reste. On considère que les coefficients de transmission et de réflexion sont indépendants de l'énergie, soit $r(E) = r$ et $t(E) = t$. Également, dans le cas d'une jonction tunnel, le coefficient de transmission $T = |t^2| = 1 - |r^2|$ est très faible, $T \ll 1$, ce qui permet de négliger les termes en T^2 . Ces hypothèses et approximations vont permettre de réduire le nombre de termes à conserver, ce qui nous laisse avec :

$$\begin{aligned}
\langle I(\omega)I(-\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \rangle &= \langle \frac{e^2}{h^2} \int dE \int dE' [1 - r^* r \tilde{a}_L^\dagger(E) \tilde{a}_L(E + \hbar\omega) \\
&- r^* t \tilde{a}_L^\dagger(E) a_R(E + \hbar\omega) - t^* r a_R^\dagger(E) \tilde{a}_L(E + \hbar\omega) - t^* t a_R^\dagger(E) a_R(E + \hbar\omega)] \\
&[1 - r^* r) \tilde{a}_L^\dagger(E') a_L(E' - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) - r^* t \tilde{a}_L^\dagger(E') a_R(E' - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) - \\
&t^* r a_R^\dagger(E') \tilde{a}_L(E' - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) - t^* t a_R^\dagger(E') a_R(E' - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2)] \rangle
\end{aligned} \tag{1.13}$$

On utilise le résultat suivant $A(a) = \int f(x+a)(1-f(x))dx = \frac{a}{e^a-1}$ et les substitutions $v = \frac{eV_{dc}}{k_B T}$, $w = \frac{\hbar\omega}{k_B T}$, $w_1 = \frac{\hbar\omega_1}{k_B T}$ et $w_2 = \frac{\hbar\omega_2}{k_B T}$. Les termes dont le nombre d'opérateurs $a_{L,R}$ est différent du nombre d'opérateurs $a_{L,R}^\dagger$ se moyennent à 0, ce qui nous laisse avec les termes contenant une paire a_L, a_L^\dagger et a_R, a_R^\dagger . On sépare les termes restants selon les paires concernées, ce qui donne :

$$\begin{aligned}
S_+^{LR}(\omega, m\omega_1, q\omega_2) &= \langle \frac{e^2}{h^2} |t^2| \int dE \int dE' \tilde{a}_L^\dagger(E) a_R(E + \hbar\omega) a_R^\dagger(E') \tilde{a}_L(E' - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \rangle \\
&= \frac{e^2}{h^2} |t^2| \int dE \int dE' \tilde{a}_L^\dagger(E) \tilde{a}_L(E' - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) a_R(E + \hbar\omega) a_R^\dagger(E') \rangle \\
&= \frac{e^2}{h} \int dE |t^2| \sum_{n,p} \sum_{k,l} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n+k}(z_1) J_{p+l}(z_2) e^{i(k\phi_1 + l\phi_2)} f_L(E - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc}) \\
&(1 - f_R(E + \hbar\omega)) \rangle \\
&= \frac{e^2}{h} \int dE |t^2| \sum_{n,p} \sum_{k,l} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n+k}(z_1) J_{p+l}(z_2) e^{i(k\phi_1 + l\phi_2)} A(-v - nw_1 - pw_2 - w)
\end{aligned} \tag{1.14}$$

Le delta de Dirac nous donne $E' = E + \hbar\omega$ et $m = b - n, q = c - p$ avec $b - n = k$ et $c - p = l$ pour les indices. On note que m et k ont la même définition, tout comme q et l . Pour la suite, m remplace donc k et q remplace l . On procède de la même manière

pour le prochain terme qui est conservé :

$$\begin{aligned}
S_+^{RL}(\omega, m\omega_1, q\omega_2) &= \frac{e^2}{\hbar^2} |t^2| \langle \int dE \int dE' a_R^\dagger(E) \tilde{a}_L(E + \hbar\omega) \tilde{a}_L^\dagger(E') a_R(E' - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \rangle \\
&= \langle \frac{e^2}{\hbar^2} |t^2| \int dE \int dE' a_R^\dagger(E) a_R(E' - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \tilde{a}_L(E + \hbar\omega) \tilde{a}_L^\dagger(E') \rangle \\
&= \langle \frac{e^2}{\hbar} \int dE |t^2| \sum_{n,p} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n-k}(z_1) J_{p_l}(z_2) f_R(E) \delta(m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \\
&\quad (1 - f_L(E + \hbar\omega - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc})) \delta(E + \hbar\omega + k\hbar\omega_1 + l\hbar\omega_2) e^{i(m\phi_1 + q\phi_2)} \rangle \\
&= \frac{e^2}{\hbar} \int dE |t^2| \sum_{n,p} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n-m}(z_1) J_{p-q}(z_2) e^{i(m\phi_1 + q\phi_2)} A(w - n\omega_1 - p\omega_2 - v)
\end{aligned} \tag{1.15}$$

On effectue un changement d'indice, soit $m \rightarrow -m$ et $q \rightarrow -q$, ce qui vient modifier les indices des sommes également. On passe maintenant à l'autre portion du corrélateur symétrisé, soit $S_-(\omega, m\omega_1, q\omega_2)$:

$$\begin{aligned}
S_-^{LR}(\omega, m\omega_1, q\omega_2) &= \frac{e^2}{\hbar^2} |t^2| \langle \int dE \int dE' \tilde{a}_L^\dagger(E) a_R(E - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) a_R^\dagger(E') \tilde{a}_L(E' + \hbar\omega) \rangle \\
&= \frac{e^2}{\hbar^2} |t^2| \langle \int dE \int dE' \tilde{a}_L^\dagger(E) \tilde{a}_L(E' + \hbar\omega) a_R(E - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) a_R^\dagger(E') \rangle \\
&= \frac{e^2}{\hbar} \int dE |t^2| \langle \sum_{n,p} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n-m}(z_1) J_{p-q}(z_2) f_L(E - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc}) (1 - f_R(E - \hbar\omega)) e^{i(m\phi_1 + q\phi_2)} \\
&\quad \delta(m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \rangle \\
&= \frac{e^2}{\hbar} \int dE |t^2| \sum_{n,p} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n-m}(z_1) J_{p-q}(z_2) A(v - w + n\omega_1 + p\omega_2) e^{i(m\phi_1 + q\phi_2)}
\end{aligned} \tag{1.16}$$

Avec le même changement d'indice de $-m$ à m et $-q$ à q :

$$\begin{aligned}
S_-^{RL}(\omega, \omega_1, \omega_2) &= \frac{e^2}{\hbar^2} |t^2| \langle \int dE \int dE' a_R^\dagger(E) \tilde{a}_L(E - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \tilde{a}_L^\dagger(E') a_R(E' + \hbar\omega) \rangle \\
&= \frac{e^2}{\hbar^2} |t^2| \langle \int dE \int dE' a_R^\dagger(E) a_R(E' + \hbar\omega) \tilde{a}_L(E - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \tilde{a}_L^\dagger(E') \rangle \\
&= \frac{e^2}{\hbar} \int dE |t^2| \langle \sum_{n,p} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n+m}(z_1) J_{p+q}(z_2) f_R(E) \delta(m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \\
&\quad (1 - f_L(E + \hbar\omega - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc})) \delta(E + \hbar\omega + \hbar\omega_1 + l\hbar\omega_2) e^{i(m\phi_1 + q\phi_2)} \rangle \\
&= \frac{e^2}{\hbar} \int dE |t^2| \sum_{n,p} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n+m}(z_1) J_{p+q}(z_2) e^{i(m\phi_1 + q\phi_2)} A(v + w + n\omega_1 + p\omega_2)
\end{aligned} \tag{1.17}$$

On regroupe le tout et on obtient le corrélateur symétrisé à 2 pompes :

$$\begin{aligned}
S_{m,q}(\omega) &= \frac{S_+(\omega, m\omega_1, q\omega_2) + S_-(\omega, m\omega_1, q\omega_2)}{2} \\
&= \frac{1}{2} \sum_{n,p} e^{i(m\phi_1 + q\phi_2)} J_n(z_1) J_p(z_2) [J_{n+m}(z_1) J_{p+q}(z_2) S_0(v + n\omega_1 + p\omega_2 - w) + \\
&\quad J_{n-m}(z_1) J_{p-q}(z_2) S_0(V + n\omega_1 + p\omega_2 + w)]
\end{aligned} \tag{1.18}$$

où $S_0(w) = Gk_B T g(w)$ est le bruit à l'équilibre, et $G = |t^2| \frac{e^2}{\hbar}$ la conductance. Le résultat que l'on obtient pour la densité spectrale est intuitif, à partir du résultat pour une pompe. On ajoute des sommes des coefficients de Bessel avec l'argument dépendant de l'amplitude de la 2^e pompe, on ajoute la phase de la 2^e pompe dans le terme de phase $e^{i(m\phi_1 + q\phi_2)}$ et les répliques du bruit à l'équilibre sont décalées par la contribution de la fréquence de la 2^e pompe, qu'on voit sur $S_0(v + n\omega_1 + p\omega_2 - w)$ par exemple. Le calcul détaillé permet de s'assurer que des effets plus subtils ne viennent pas s'ajouter au résultat. Maintenant qu'on a la formule dans le cas à 2 pompes, il est important de vérifier que l'on retombe bien sur les résultats obtenus dans le cas à une seule pompe et dans le cas où les pompes sont éteintes, si l'on veut considérer le résultat principal des calculs présentés précédemment comme une généralisation du corrélateur courant-courant pour un cas plus complexe. Par conséquent, $S(\omega, m\omega_1, q\omega_2)$ avec $V_{ac2} = 0$ se

simplifie à :

$$S_m(\omega) = \frac{1}{2} \sum_n e^{i(k\phi_1)} J_n(z_1) [J_{n+m}(z_1) S_0(V + n\omega_1 - \omega) + J_{n-m}(z_1) S_0(V + n\omega_1 + \omega)] \quad (1.19)$$

qui correspond au résultat obtenu pour une seule pompe [32], sachant que $J_n(z_1)J_{n-m}(z_1) = (-1)^m J_n(z_1)J_{n+m}(z_1)$.

1.2 Bruit photo-assisté

Intéressons-nous maintenant à quelques cas particuliers. Le plus simple est de fixer les indices m et q à 0 et les valeurs de δV_1 et δV_2 à 0, ce qui fixe l'argument des fonctions de Bessel à 0. Ces fonctions se somment à 1 et l'on obtient bel et bien le bruit à l'équilibre, S_0 . Si l'on considère des excitations non nulles, tout en maintenant m et q à 0, on obtient ce que l'on nomme le bruit photo-assisté, c'est-à-dire le bruit mesuré à la fréquence ω , $S_{ph}(\omega)$, en présence d'une ou plusieurs photo-excitation(s), voir la figure 1.1. Par rapport au bruit à l'équilibre, le bruit photo-assisté présente un plateau moins large et plus arrondi, mais se superpose au bruit à l'équilibre à grand V_{dc} . De plus, le bruit photo-assisté ne dépend pas des phases, puisqu'il correspond au cas où les indices m et q du corrélateur général valent 0, donc le terme de phase, $e^{i(m\phi_1+q\phi_2)} = 1$ pour toutes valeurs des phases. Sur la figure 1.2, on voit l'impact de la température électronique sur le corrélateur courant-courant. Le premier effet clair de la température est une diminution de la largeur du plateau et un arrondissement des courbes. Également lorsque la température augmente, le plateau se décale vers le haut. L'effet est similaire à celui causé par une augmentation de la puissance des pompes. Cette similarité avec l'influence de la puissance des pompes peut compliquer l'analyse des résultats expérimentaux si l'ajout des pompes introduit un effet de chauffage. Les effets de chauffage sont décrits en détail dans la thèse de doctorat de Lafe Spietz [21], mais ne constituent pas le focus de ce mémoire. La courbe du bruit à l'équilibre permet de calibrer la température électronique en se basant sur l'arrondi aux bords du plateau, et, si la température est maintenue suffisamment basse, 30 mK et moins, l'erreur causée par un chauffage dû aux excitations V_{ac} est minimale.

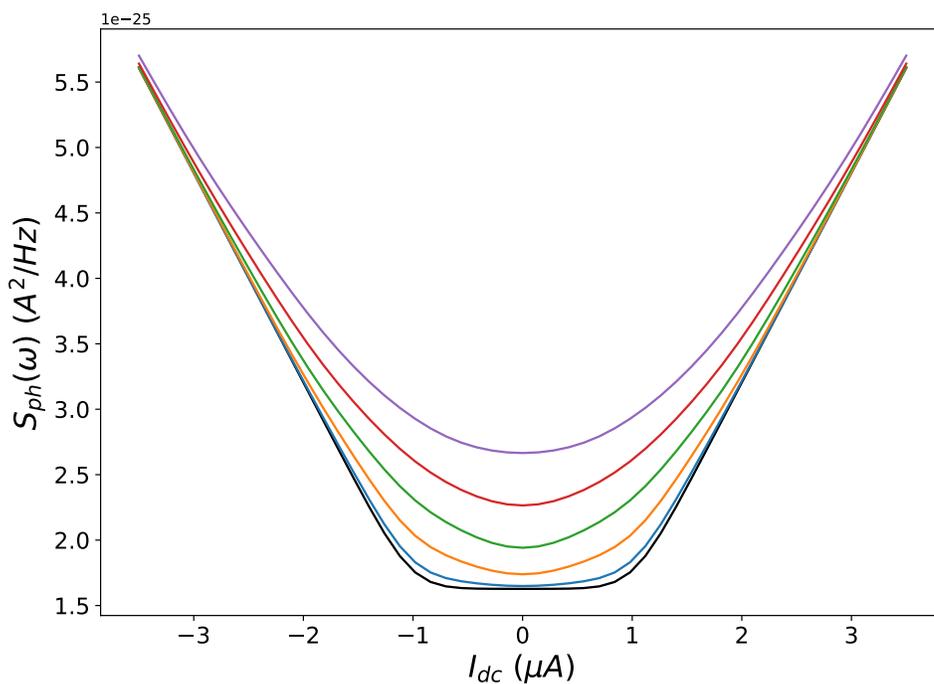


FIGURE 1.1 – Bruit photo-assisté, $S_{0,0}(\omega) = S_{ph}(\omega)$, en fonction de I_{dc} . Les différentes courbes correspondent à différentes valeurs de $V_{ac1} = V_{ac2} = V_{ac}$. La courbe en noir est la courbe de référence avec $V_{ac} = 0$. Les courbes, en bleu, orange, vert, rouge et mauve correspondent, respectivement, à des valeurs de $V_{ac} = 10 \mu\text{V}, 20 \mu\text{V}, 30 \mu\text{V}, 40 \mu\text{V}, 50 \mu\text{V}$. Les fréquences sont $\frac{\omega}{2\pi} = 7.0 \text{ GHz}$, $\frac{\omega_1}{2\pi} = 5.8 \text{ GHz}$, $\frac{\omega_2}{2\pi} = 8.2 \text{ GHz}$ et la température électronique est $T = 32 \text{ mK}$ et la résistance de l'échantillon est de 28.5Ω .

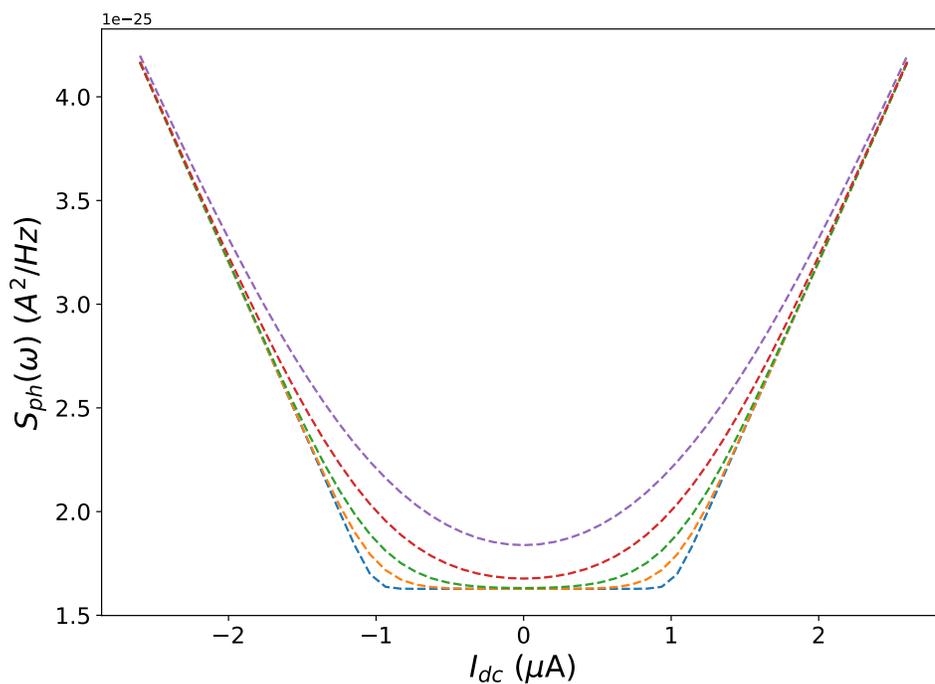


FIGURE 1.2 – Bruit photo-assisté, $S_{0,0}(\omega) = S_{ph}(\omega)$, en fonction de I_{dc} . On s'intéresse à l'effet de la température électronique pour une excitation $V_{ac1} = V_{ac2} = 25\mu$ V. Les fréquences sont $\frac{\omega}{2\pi} = 7.0$ GHz, $\frac{\omega_1}{2\pi} = 5.8$ GHz et $\frac{\omega_2}{2\pi} = 8.2$ GHz. La résistance de l'échantillon est de 28.5Ω . Les températures utilisées pour les courbes en bleu, orange, vert, rouge et mauve sont, respectivement, de 10.0 mK, 30.0 mK, 50.0 mK, 80.0 mK, 120.0 mK.

1.3 Quadratures du bruit à ω_1 , ω_2 et à $\omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$

Le prochain cas qui nous intéresse implique les quadratures du courant (à une fréquence donnée). Celles-ci sont définies d'une manière similaire à la définition des opérateurs de position et de la quantité de mouvement, soit dans le cas des quadratures du courant, sachant que $I(-\omega) = I^\dagger(\omega)$,

$$X(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2}}(I(\omega)e^{i\phi_0} + I(-\omega)e^{-i\phi_0}) \quad (1.20)$$

et

$$P(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2}}(I(\omega)e^{i(\phi_0 + \pi/2 + \Delta\phi)} + I(-\omega)e^{-i(\phi_0 + \pi/2)}) \quad (1.21)$$

Si l'on s'intéresse maintenant à la variance de ces quadratures, on trouve :

$$\begin{aligned} \langle X(\omega)^2 \rangle &= \left\langle \frac{1}{\sqrt{2}}(I(\omega)e^{i\phi_0} + I(-\omega)e^{-i\phi_0}) \frac{1}{\sqrt{2}}(I(\omega)e^{i\phi_0} + I(-\omega)e^{-i\phi_0}) \right\rangle \\ &= \frac{1}{2} \langle I(\omega)I(\omega) \rangle e^{i2\phi_0} + \frac{1}{2} \langle I(-\omega)I(-\omega) \rangle e^{-i2\phi_0} + \frac{1}{2} \langle I(\omega)I(-\omega) \rangle + \frac{1}{2} \langle I(-\omega)I(\omega) \rangle \end{aligned} \quad (1.22)$$

Si l'on exprime $\langle X(\omega)^2 \rangle$ en fonction de $S(\omega, m\omega_1, q\omega_2)$, on obtient

$$\langle X^2 \rangle = \underbrace{S_{0,0}(\omega)}_{S_{ph}(\omega)} + \underbrace{\frac{1}{2}S(\omega, \omega_1, \omega_2)e^{i2\phi_0} + \frac{1}{2}S(-\omega, -\omega_1, -\omega_2)e^{-i2\phi_0}}_{\Delta S(\omega)} \quad (1.23)$$

où le premier terme, $S_{ph}(\omega)$ correspond au bruit photo-assisté et le dernier terme, $\Delta S(\omega)$ correspond au bruit dépendant de la phase. La phase ϕ_0 est une phase qui correspond à la différence par rapport à la fréquence de référence utilisée pour démoduler le signal. Pour $\langle P^2 \rangle$ on obtient donc :

$$\begin{aligned} \langle P(\omega)^2 \rangle &= \left\langle \frac{1}{\sqrt{2}}(I(\omega)e^{i(\phi_0 + \pi/2)} - I(-\omega)e^{-i(\phi_0 + \pi/2)}) \frac{1}{\sqrt{2}}(I(\omega)e^{i(\phi_0 + \pi/2)} - I(-\omega)e^{-i(\phi_0 + \pi/2)}) \right\rangle \\ &= -\frac{1}{2} \langle I(\omega)I(\omega) \rangle e^{i(2\phi_0 + \pi)} - \frac{1}{2} \langle I(-\omega)I(-\omega) \rangle e^{-i(2\phi_0 + \pi)} + \frac{1}{2} \langle I(\omega)I(-\omega) \rangle + \frac{1}{2} \langle I(-\omega)I(\omega) \rangle \end{aligned} \quad (1.24)$$

ce qui devient,

$$\langle P^2 \rangle = \underbrace{S_{0,0}(\omega)}_{S(\omega)} - \underbrace{\frac{1}{2}S_{1,1}(\omega)e^{i2\phi_0} + \frac{1}{2}S_{-1,-1}(-\omega)e^{-i2\phi_0}}_{\Delta S(\omega)} \quad (1.25)$$

donc le bruit photo-assisté, moins le bruit dépendant de la phase. Le bruit dépendant de la phase est défini positif. Par convention, on l'ajoute sur la quadrature X et on le soustrait sur la quadrature P, ce qui peut mener à de la compression sur celle-ci.

Pour la corrélation croisée, on obtient

$$\begin{aligned} \langle X(\omega)P(\omega) \rangle &= \left\langle \frac{1}{\sqrt{2}}(I(\omega)e^{i\phi_0} + I(-\omega)e^{-i\phi_0}) \left\langle \frac{1}{\sqrt{2}}(I(\omega)e^{i(\phi_0+\pi/2)} - I(-\omega)e^{-i(\phi_0+\pi/2)}) \right\rangle \right\rangle \\ &= \frac{1}{2} \langle I(\omega)I(\omega) \rangle e^{i(2\phi_0+\pi/2)} - \frac{1}{2} \langle I(-\omega)I(-\omega) \rangle e^{-i(2\phi_0+\pi/2)} \\ &\quad + \frac{1}{2} \langle I(\omega)I(-\omega) \rangle e^{-i(\pi/2)} - \frac{1}{2} \langle I(-\omega)I(\omega) \rangle e^{i(\pi/2)} \end{aligned} \quad (1.26)$$

ce qui s'écrit aussi :

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2}S(\omega, \omega_1, \omega_2)e^{i(2\phi_0+\pi/2)} - \frac{1}{2}S(-\omega, -\omega_1, -\omega_2)e^{-i(2\phi_0+\pi/2)} \\ &- iS_{ph}(\omega) \end{aligned} \quad (1.27)$$

Pour ce qui est des fréquences ω_1 et ω_2 , les quadratures s'expriment un peu différemment. En se servant du résultat du calcul de la densité spectrale, la quadrature P à la fréquence ω_1 s'exprime comme

$$S_{ph}(\omega_1) - \underbrace{\frac{1}{2}S_{2,0}(\omega_1)e^{i(2\phi_0+2\Delta\phi+\pi)} - \frac{1}{2}S_{-2,0}(-\omega_1,)e^{-i(2\phi_0+\pi)}}_{\Delta S(\omega_1)} \quad (1.28)$$

et celle à la fréquence ω_2 comme ;

$$S_{ph}(\omega_2) - \underbrace{\frac{1}{2}S_{0,2}(\omega_2)e^{i(2\phi_0+\pi)} - \frac{1}{2}S_{0,-2}(-\omega_2)e^{-i(2\phi_0+\pi)}}_{\Delta S(\omega_2)} \quad (1.29)$$

On sait que l'on peut compresser une des quadratures du signal à une fréquence donnée si on photoexcite la jonction à cette fréquence avec une seule pompe [32]. On peut se demander ce qui se produit à ω_1 en présence de la pompe à ω_2 et vice-versa.

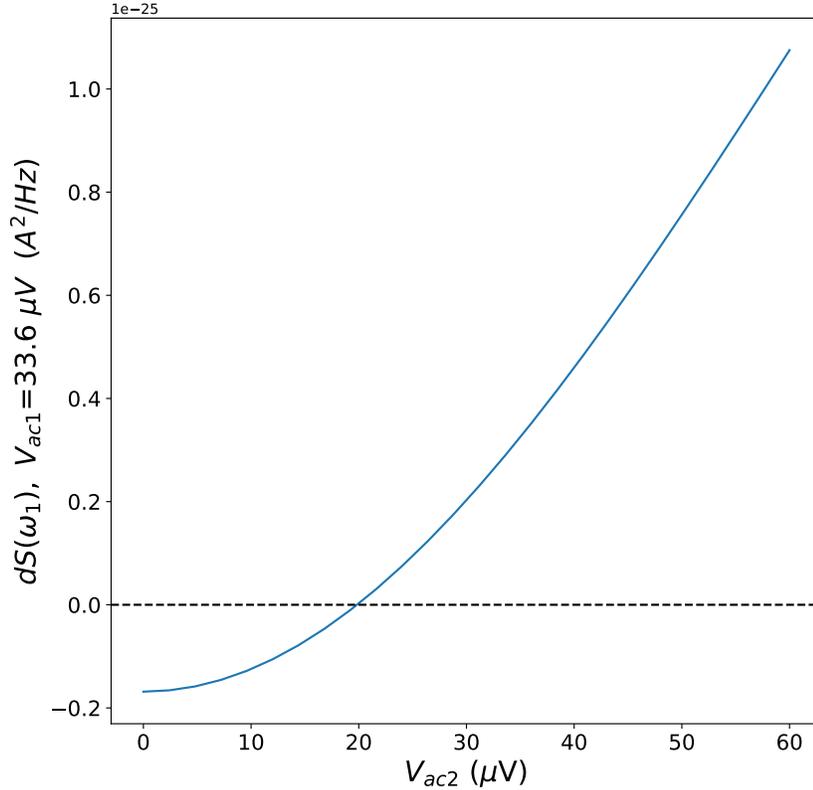


FIGURE 1.3 – $dS(\omega_1)$ en fonction de l'amplitude de V_{ac2} . L'amplitude de la pompe à la fréquence ω_1 est fixé à $33,6 \mu V$, soit la valeur qui maximise la compression à une seule pompe. La polarisation DC, I_{dc} est fixé à $0.0 \mu V$. La ligne en pointillés noirs indique le niveau qui correspond au niveau du vide. La portion de la courbe en bleu qui est négative indique la présence de compression.

Sur la figure 1.3 est représenté la quantité $dS(\omega_1)$, soit la différence entre le bruit en polarisation DC, $S_0(\omega_1)$ et la quadrature compressée, $\langle P(\omega_1)^2 \rangle$, pour une valeur fixe de V_{ac1} qui maximise la compression à une pompe.

$$dS(\omega_1) = \langle P^2(\omega_1) \rangle - S_0(\omega_1) \quad (1.30)$$

On peut utiliser $dS(\omega_1)$ comme un critère pour déterminer la présence ou non de la compression à la fréquence ω_1 . La pompe à ω_2 a pour effet de diminuer progressivement la compression, illustrée par $dS(\omega_1)$, jusqu'à la faire disparaître quand $dS(\omega)$ devient positif. On définit $dS(\omega_2)$ de la même manière que $dS(\omega_1)$. Le comportement est similaire pour $dS(\omega_2)$ lorsque l'on augmente la valeur de V_{ac1} , mais comme le niveau du vide augmente avec la fréquence, les valeurs des tensions changent quelque peu.

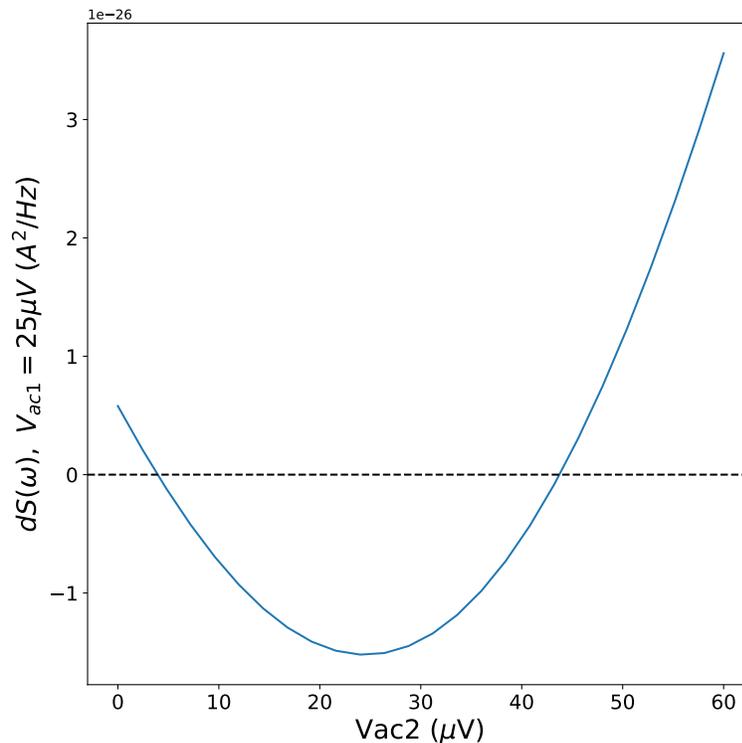


FIGURE 1.4 – $dS(\omega)$ en fonction de l'amplitude de V_{ac2} à $I_{dc} = 0$ et en fixant la valeur de la pompe à ω_1 à la valeur qui va maximiser la compression. La polarisation DC, I_{dc} est fixé à $0.0 \mu V$. La ligne en pointillés noirs indique le niveau qui correspond au niveau du vide et la portion de la courbe en bleu qui est négative indique la présence de compression.

Sur la figure 1.4, on peut observer ce qui se produit à la fréquence ω lorsque l'on fait varier la puissance de l'une des pompes, ici V_{ac2} , tout en maintenant V_{ac1} fixée à

une valeur qui maximise la compression. Contrairement à ce que l'on observe aux fréquences ω_1 et ω_2 , pour une tension nulle de la pompe dont on fait varier l'amplitude, il n'y a pas de compression. On a plutôt un comportement parabolique dont le minimum se situe à $V_{ac1} = V_{ac2}$, ce qui permet d'observer de la compression, même si l'on ne peut pas maintenir une symétrie parfaite entre les pompes. Expérimentalement, ceci est un avantage, puisqu'il est difficile de compenser parfaitement l'atténuation qui dépend de la fréquence pour les deux pompes jusqu'à l'échantillon. L'asymétrie des pompes sera cependant un des facteurs limitants sur le niveau de compression qu'il sera possible d'atteindre en laboratoire sur la quadrature compressée.

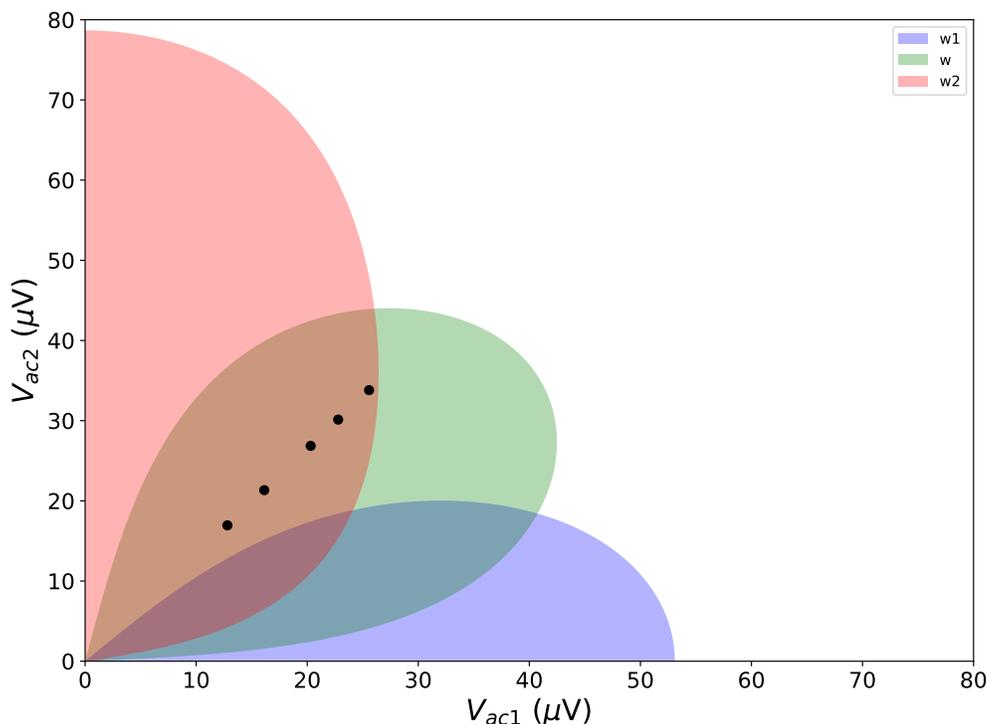


FIGURE 1.5 – $dS(\omega)$ en fonction de V_{ac1} et de V_{ac2} avec $V_{dc} = 0$. Les régions colorées indiquent les endroits où $dS(\omega_i)$ est inférieur à 0. Les points noirs représentent des couples de tensions pour les résultats expérimentaux. Les fréquences sont $\frac{\omega}{2\pi} = 7.0$ GHz, $\frac{\omega_1}{2\pi} = 5.8$ GHz et $\frac{\omega_2}{2\pi} = 8.2$ GHz

À partir des simulations qui ont donné les figures 1.3 et 1.4, on génère un plan 2D des valeurs de $dS(\omega)$, $dS(\omega_1)$ et $dS(\omega_2)$ en fonction des tensions V_{ac1} et V_{ac2} , soit la

figure 1.5. On colore les régions où $dS(\omega) < 0$ en vert, où $dS(\omega_1) < 0$ en bleu et $dS(\omega_2) < 0$ en rouge. Ces régions indiquent les intervalles de tensions pour lesquels il y a de la compression à la fréquence correspondante. La superposition des 3 zones colorées indique qu'il est possible de choisir des couples de valeurs de tension $[V_{ac1}, V_{ac2}]$ pour lesquels on a de la compression à la fois à ω_1 , à ω_2 et à ω . Les points noirs indiquent les couples des valeurs de tensions pour les courbes expérimentales qui seront présentées plus bas. Comme on mesure à ω on a choisi des valeurs de tensions pour lesquelles on observait de la compression à ω . L'asymétrie des régions bleues et rouges, qui correspondent à $\langle P^2(\omega_1) \rangle$ et $\langle P^2(\omega_2) \rangle$, versus celle en vert, qui correspond à $\langle P^2(\omega) \rangle$, peut s'expliquer, mathématiquement, par la valeur des indices m et q dans l'expression de $S(\omega, m\omega_1, q\omega_2)$ qui permet d'obtenir l'expression pour $\langle I(\omega_i)^2 \rangle$ avec $i = 1, 2$ et l'effet que cela entraîne sur les sommes des fonctions de Bessel; $\sum_{n,p} J_n(z_i) J_{n+2}(z_i) J_p(z_2)^2$ et vice-versa pour $\omega_{1,2}$ versus $\sum_{n,p} J_n(z_1) J_{n+1}(z_1) J_p(z_2) J_{p+1}(z_2)$. Conceptuellement, on peut le concevoir comme une photoexcitation non cohérente en phase avec celle à la fréquence cible, qui vient augmenter la variance et donc réduire la compression, jusqu'à la faire disparaître.

1.3.1 Conséquences des prédictions précédentes

Les travaux de Jean-Charles Forgues [20] ainsi que d'autres travaux, par exemple [33], sur les corrélations entre des modes symétriques par rapport à une fréquence d'excitation montrent que la présence de compression à une fréquence indiquent qu'il y a des modes corrélés de part et d'autre de la fréquence d'excitation. Or, si l'on combine 2 excitations, et qu'il y a de la compression à la demi-somme des fréquences, il est possible que les modes symétriques induits par les excitations, individuellement, soit aussi symétriques par rapport à la demi-somme des fréquences. Dans ce cas, on peut avoir un réseau d'états corrélés entre eux, et possiblement intriqués [13]. Ce phénomène est illustré sur la figure 1.6 avec les cercles qui indiquent les modes, les corrélations qui sont indiquées par les lignes, en vert pour les corrélations produites par les pompes, individuellement, et en mauve pour les corrélations provenant de la compression à deux excitations. Si on regarde un mode en particulier, par exemple un des cercles rouges, on voit qu'il est corrélé avec son jumeau, ne rouge également, mais aussi à un des cercles bleus, lui-même relié à son jumeau, en bleu, et que les deux

modes jumeaux sont eux aussi corrélés, via la une ligne mauve. Par conséquent, on obtient alors un réseau simple d'états corrélés, similaire à un état multipartite simple en deux dimensions, tel que décrit dans [34].

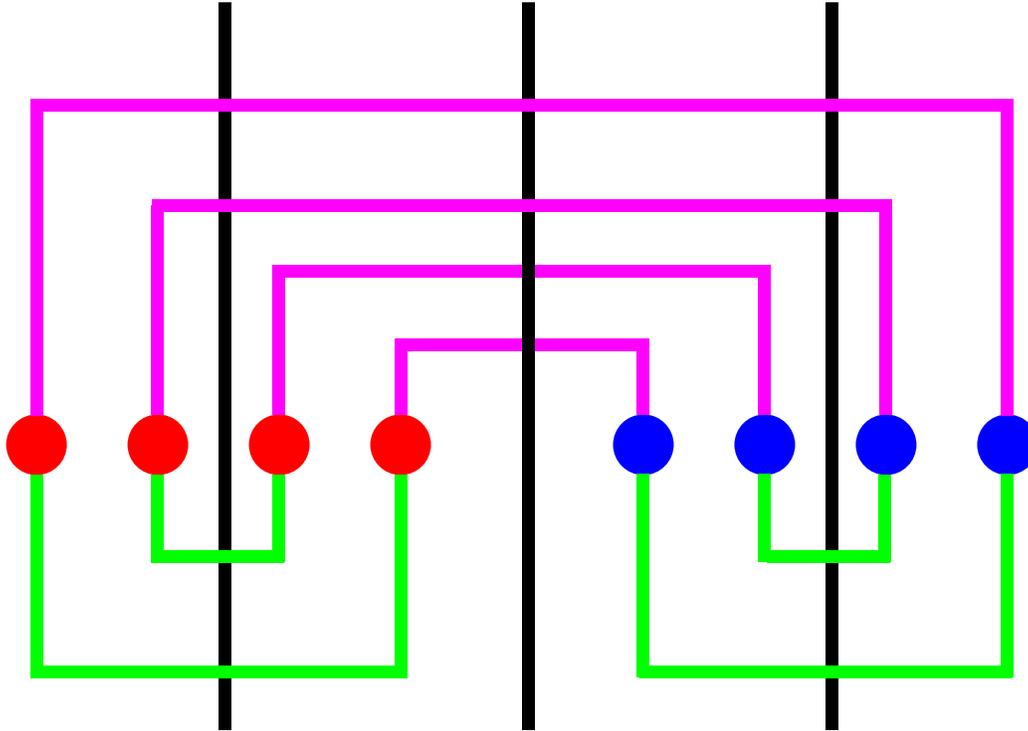


FIGURE 1.6 – Illustration des corrélations induites entre les modes à différentes fréquences par l'action des excitations AC. Chacune des pompes à ω_1 , soit la ligne verticale noire de gauche, et ω_2 , soit la ligne verticale noire de droite, crée des modes corrélés entre eux, en rouge pour la pompe à ω_1 , en bleu pour celle à ω_2 , qui sont symétriques en fréquence par rapport à la pompe, ce qui est représenté par les lignes vertes. Les modes créés par les pompes sont également corrélés entre eux via les lignes mauves, ce qui est indiqué par la compression à la demi-somme des fréquences, $\omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$, qui correspond à la ligne verticale du centre.

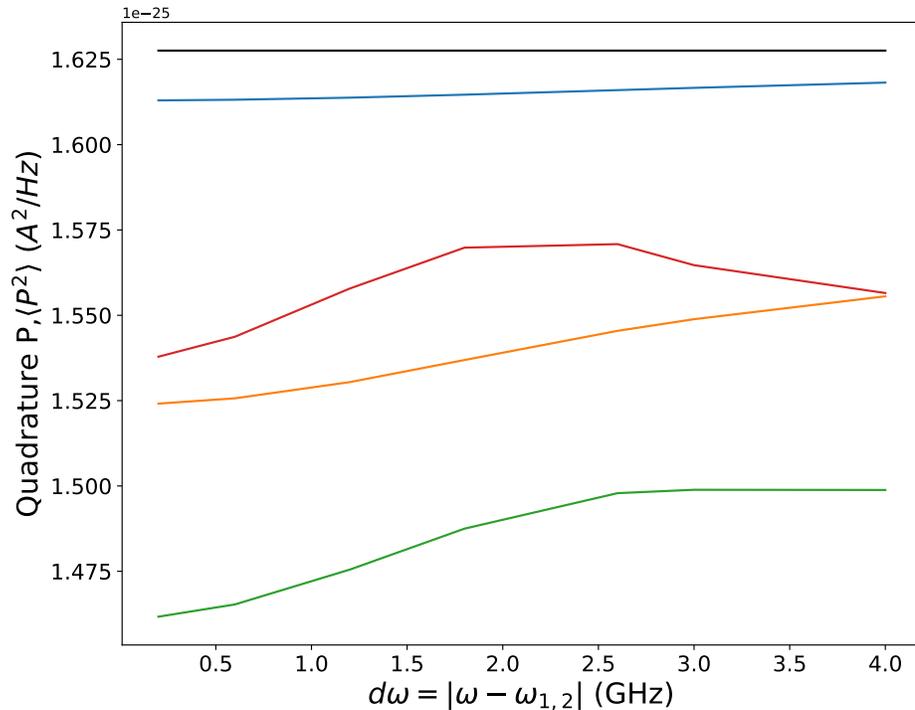


FIGURE 1.7 – $\langle P^2 \rangle$ en fonction de $d\omega$. $\frac{\omega}{2\pi} = 7.0$ GHz, GHz, T = 32 mK. En noir est la courbe de référence, sans excitations. en bleu, on a $V_{ac1} = V_{ac2} = 5.0 \mu V$, en orange on a $V_{ac1} = V_{ac2} = 15.0 \mu V$, en vert on a $V_{ac1} = V_{ac2} = 25.0 \mu V$ et en rouge on a $V_{ac1} = V_{ac2} = 35.0 \mu V$.

1.4 Effet de l'écart entre les fréquences des pompes ($d\omega$)

On s'intéresse ici au comportement de $\langle P^2 \rangle$ à la fréquence ω pour différentes valeurs de $|\omega_1 - \omega| = d\omega$, voir la figure 1.7, soit la différence entre les fréquences d'excitations, ω_1 et ω_2 , et la fréquence centrale, ω . On voit que la compression est maximale pour $d\omega = |\omega_1 - \omega_2|$ petit, mais que l'effet reste relativement élevé, même pour $d\omega$ supérieur à $\omega/2$. Par conséquent, on peut sans problème choisir une distance entre les pompes plus grande pour des raisons techniques, par exemple pour éviter que les pompes se retrouvent dans la bande passante de nos détecteurs et ne viennent

les saturer.

1.5 Dépendance en phase

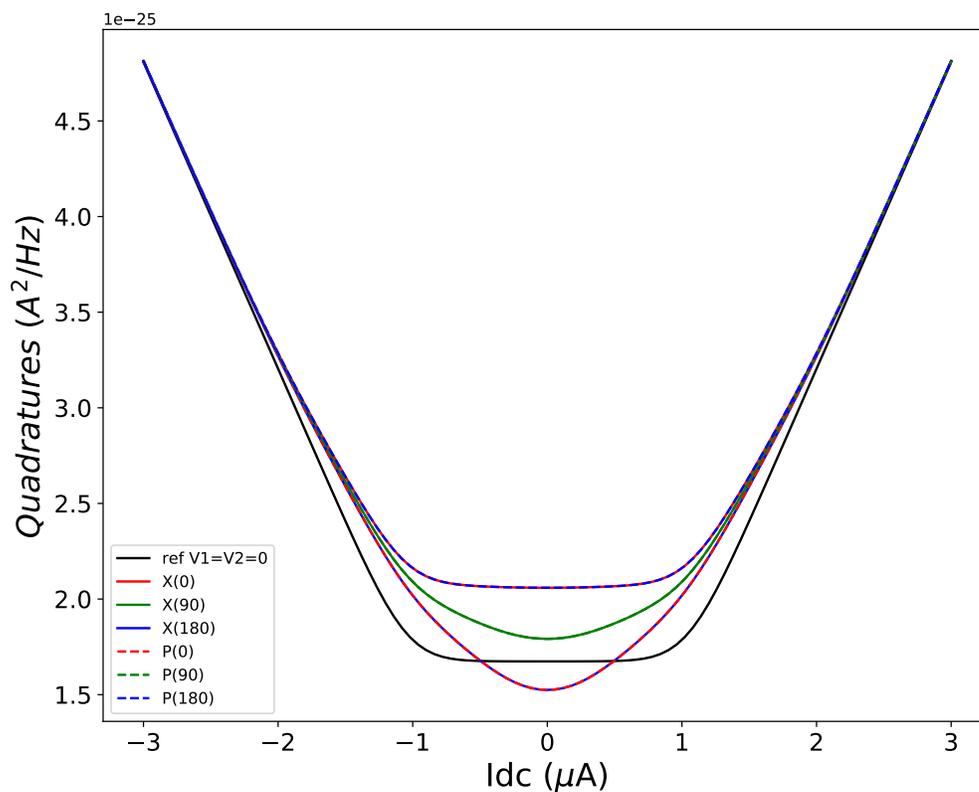


FIGURE 1.8 – Variation des quadrature X et P en fonction du courant I_{dc} pour différentes valeurs de phase. Valeurs des fréquences en jeu ; $\frac{\omega}{2\pi} = 7.2$ GHz, $\frac{\omega_1}{2\pi} = 5.9$ GHz, $\frac{\omega_2}{2\pi} = 8.5$ GHz, $T = 30$ mK

La phase à laquelle on réfère ici est la phase par rapport à la phase de la référence, ϕ_0 qui sert à démoduler le signal. Cette phase est donnée par le déphasage total, $\phi = \phi_1 + \phi_2 - \phi_0$ où ϕ_1 est la phase de la pompe à ω_1 et ϕ_2 est la phase de la pompe à ω_2 . On peut modifier le déphasage en agissant sur la phase de l'une des pompes ou sur la somme des deux. Sur la figure 1.8, sont représentées les deux quadratures

du signal à la fréquence $\omega = 7.0$ GHz, pour les trois valeurs de phases suivantes de la pompe 1, soit 0° , 90° et 180° . Le résultat est identique si la somme des phases ϕ_1 et ϕ_2 de l'équation 1.18 prend les valeurs 0° , 90° et 180° . Pour une variation de 90 degrés, les deux quadratures deviennent identiques, c'est-à-dire que le bruit dépendant de la phase devient effectivement nul. Pour une variation de 180° , le signe du bruit dépendant de la phase s'inverse et ceci est bien représenté par la superposition de X(180) avec P(0) et vice-versa. Le comportement est le même, que la variation de phase soit seulement sur ϕ_1 , ϕ_2 ou répartie sur les deux. À noter que la phase n'influence pas le comportement de la quadrature près des asymptotes. Plus précisément, pour un courant DC plus grand que $I = hf/e/R = 1.045 \mu A$, on remarque que les différentes courbes se rejoignent rapidement et tendent vers le même comportement asymptotique.

Chapitre 2

Mise au point de l'expérience et calibration

2.1 Circuit et connexions à l'intérieur du réfrigérateur à dilution

Le montage à basse température comprend les éléments situés dans le réfrigérateur à dilution, qui sont maintenus à une température de 4K ou moins. Le schéma est illustré sur la figure 2.1. Le réfrigérateur à dilution est divisé en 4 étages, mais seuls 2 étages contiennent des composantes du circuit, soit l'étage à 7 mK sur lequel sont placés l'échantillon, les coupleurs, bias-tee, filtres et circulateurs qui permettent de transmettre les biais AC et DC jusqu'à l'échantillon et l'étage à 4K qui contient l'amplificateur cryogénique. L'amplificateur cryogénique, un Low Noise Factory 1-12 GHz SN-445 qui possède un gain de 38 dB, est placé à l'étage à 4K, puisque la puissance de refroidissement de cet étage est suffisante pour accommoder la chaleur dégagée par l'amplificateur. Le biais DC entre par le câble thermocoax 12, qui filtre bien les hautes fréquences, puis passe par un filtre basse fréquence DC-1.9 MHz avant de rejoindre l'entrée du bias-tee qui est relié à l'inductance, puis continue son chemin jusqu'à l'échantillon. Les connexions entre les boîtiers qui contiennent les composantes sont des câbles SMA, qui sont conçus pour un intervalle de fréquence DC-18 GHz. Le câble thermocoax 11 est également connecté via un T au bias-tee,

puisqu'il permet ainsi de mesurer la résistance de l'échantillon via une mesure à 3 points. On suppose que la connexion à la masse a une résistance très faible et ne vient donc pas affecter la mesure de la résistance de l'échantillon. Le biais AC passe par le port A3 qui contient un atténuateur de 20 dB et qui est relié à un coupleur directionnel 4-40 GHz qui est lui aussi relié au bias-tee, mais au port qui est suivi d'une capacité, et le bias AC rejoint ensuite l'échantillon. Le signal émis par la jonction repasse par le bias-tee et le conducteur central du coupleur directionnel Krytar 101040020K vers un circulateur double Quinstar QCY-6040120 4-12 GHz pour ensuite emprunter un câble supraconducteur qui remonte vers l'amplificateur cryogénique.

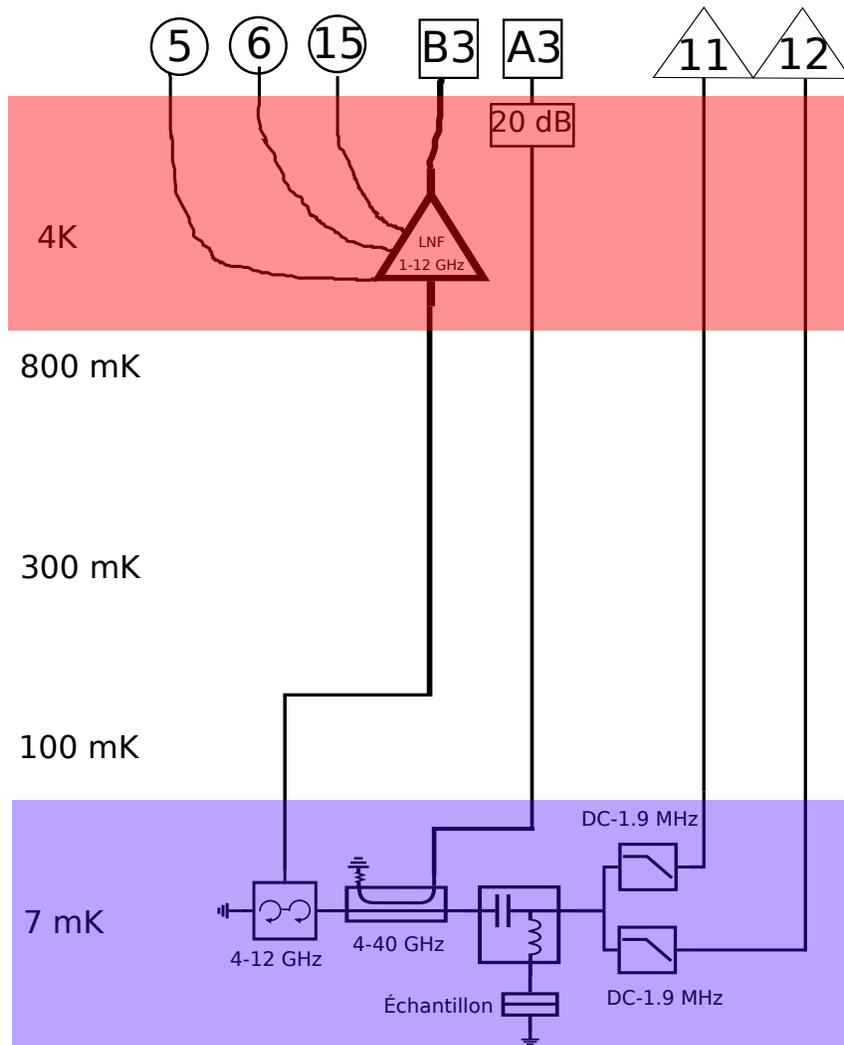


FIGURE 2.1 – Schéma du montage situé à l'intérieur du réfrigérateur à dilution qui contient l'échantillon ainsi que les composants nécessaires pour transmettre les biais AC et DC jusqu'à celui-ci. On y retrouve également le premier amplificateur de la chaîne d'amplification. Cette portion du montage reste identique pour tous les types de mesures présentées dans ce mémoire.

2.2 Choix des conditions expérimentales

Avant de se lancer dans les mesures qui mènent aux résultats principaux, on doit connaître les caractéristiques de l'échantillon. Principalement, on veut mesurer la résistance de l'échantillon et choisir les fréquences d'excitation et de mesure du bruit de la jonction tunnel. Comme indiqué dans la description du montage du réfrigérateur à dilution, on mesure la résistance de l'échantillon en envoyant un courant à très basse fréquence, typiquement 2-3 Hz par le câble thermocoax 12, et l'on mesure la tension via le câble thermocoax 11 avec un amplificateur à détection synchrone, un Stanford Research Systems 570M. On obtient une valeur de 28,5 Ohms, ce qui permet de fixer la valeur de la résistance pour le traitement des données. Ensuite, on se sert d'un analyseur de spectre, un PXA N9030A de Keysight Technologies, pour mesurer le spectre en fréquence du bruit provenant de l'échantillon. Le but de cette mesure est de trouver une fréquence pour laquelle la transmission des biais AC, soit les excitations AC, jusqu'à l'échantillon est maximale. Également, on souhaite se placer dans le régime quantique, où les fluctuations du vide ne sont pas négligeables devant les effets liés à la température, donc on veut choisir une fréquence de mesure, ω , la plus élevée possible pour maximiser le rapport $\frac{\hbar\omega}{k_B T}$, sachant que les fréquences d'excitations vont correspondre à $\omega \pm \Delta\omega$. On se place également dans un réfrigérateur à dilution pour avoir une température de l'ordre de 10 mK. Par exemple, le mixeur IQ IRM0408LC2Q prend une référence de 8 GHz ou moins, donc la fréquence de mesure choisie est de 7 GHz. On profite également de l'occasion pour ajuster le gain des amplificateurs à gain variable FEMTO dc-dhpva-201-rl de manière à utiliser la majorité de la plage dynamique de la carte d'acquisition, ce qui permet d'améliorer la précision des histogrammes compilés par la carte, en augmentant le nombre d'intervalles de tension disponibles.

2.3 Excitation de l'échantillon

Pour générer 2 pompes aux fréquences ω_1 et ω_2 , qui sont synchronisées en phase, on utilise une source Keysight PSG 8663D pour générer le signal à la fréquence centrale, dite "porteuse", $\omega_0 = 7.0$ GHz, que l'on multiplie par un signal à une fréquence dite de modulation, $\omega_{mod} = 1.2$ GHz, produite par un générateur de signaux arbitraires, l'AWG, un modèle M8190A de Keysight Technologies. Ces deux signaux sont multipliés ensemble, via un mixeur IQ IRM0226, pour générer en sortie, les deux fréquences d'excitations, $\omega_1 = \omega_0 - \omega_{mod}$ et $\omega_2 = \omega_0 + \omega_{mod}$ plus un signal à la fréquence porteuse qui est atténué significativement par rapport aux 2 autres fréquences (figure 2.2). On parvient à atténuer fortement la porteuse par un choix judicieux des caractéristiques de la modulation et en tirant avantage des propriétés du mixeur IQ. On désire atténuer le plus possible la fréquence porteuse, puisque c'est aussi la fréquence de référence que l'on utilise pour démultiplier le signal provenant de l'échantillon, et donc, on veut éviter de noyer le signal qui nous intéresse. Pour mieux comprendre comment on y arrive, il faut regarder de plus près comment le mixeur IQ fonctionne, voir la figure 2.3. Dans le sens habituel, un mixeur IQ reçoit en entrée un signal provenant d'une référence, un oscillateur local (LO), et un signal RF, la fréquence de modulation. En sortie, le port I est le produit du LO et de RF, soit $\cos(\omega_{LO}t)\cos(\omega_{RF}t) = \frac{1}{2}\cos(\omega_{LO}t + \omega_{RF}t) + \frac{1}{2}\cos(\omega_{LO}t - \omega_{RF}t)$ tandis que le port Q donne le produit entre RF et LO décalé de 90° , ce qui donne $\sin(\omega_{LO}t)\cos(\omega_{RF}t) = \frac{1}{2}\sin(\omega_{LO}t + \omega_{RF}t) + \frac{1}{2}\sin(\omega_{LO}t - \omega_{RF}t)$. Des filtres sont habituellement placés après la sortie pour sélectionner la haute ou la basse fréquence. On peut également fournir au mixeur IQ un signal de modulation sur les ports I et Q et une référence sur le port LO et utiliser le port RF comme sortie du mixer. Dans cette configuration, on peut ajuster le délai relatif entre la modulation sur le port I et sur le port Q, donc la phase entre les deux, ce qui permet d'augmenter ou de diminuer les amplitudes V_{ac1} et V_{ac2} . On peut utiliser cette astuce pour compenser l'atténuation provenant des câbles qui varie avec la fréquence. Pour les mesures présentées dans la suite de ce document, la compensation est imparfaite puisque la puissance qui se rend à l'échantillon a été déterminée précisément seulement lors du traitement des données, soit après la prise des mesures. Suite au mixeur IQ, le biais AC poursuit son chemin vers un amplificateur ADM1-0026PA de 12 dB puis un filtre passe-bande

qui coupe les basses fréquences, pour éviter une contamination par la fréquence de modulation, et enfin, vers un atténuateur variable LXI J7211C, qui permet d'ajuster la puissance transmise en plaçant un nombre variable d'atténuateurs en série avec le circuit. À cause de cette façon de faire, la phase des excitations varie en fonction de l'atténuation, puisque la longueur électrique du circuit varie. Après l'atténuateur, un câble SMA transmet le tout vers le réfrigérateur à dilution via le port A3.

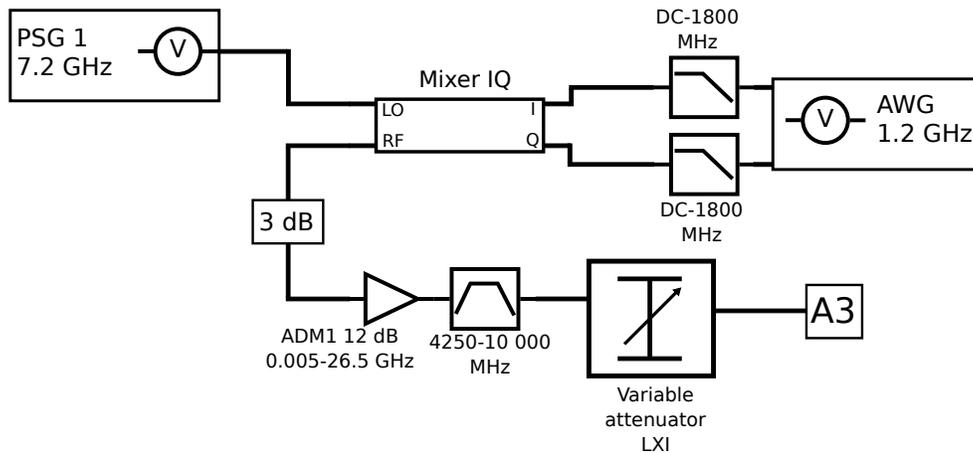


FIGURE 2.2 – Schéma de la portion du montage expérimental qui est responsable du contrôle et de la génération des excitations AC, à 5.8 et 8.2 GHz. Les éléments principaux sont la source PSG et l'AWG qui fabriquent les excitations en multipliant leurs sorties, via le mixeur IQ, et l'atténuateur qui permet de varier l'amplitude des deux fréquences d'excitations de manière égale pour chacune.

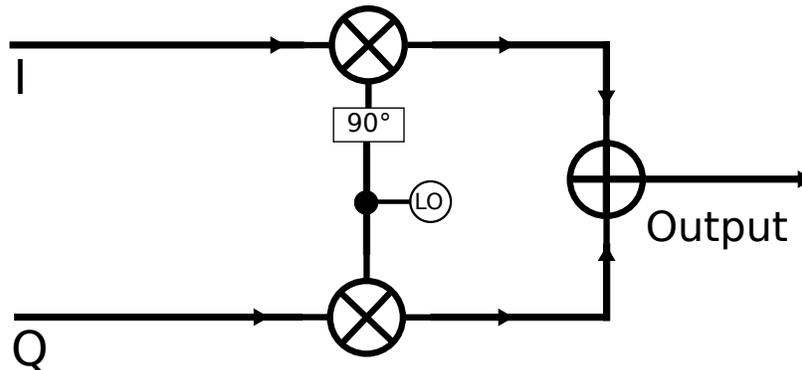


FIGURE 2.3 – Schéma interne d'un mixeur IQ. Illustration de la combinaison des signaux en entrée avec l'oscillateur local, le LO, pour générer le signal de sortie.

2.4 Détection et chaîne d'amplification

Comme le signal qui nous intéresse est extrêmement faible, il est nécessaire d'amplifier fortement le signal en sortie de la jonction. Pour limiter l'impact du bruit ajouté par les amplificateurs, on utilise une chaîne d'amplificateurs dont le gain vaut 30-40 dB. Le bruit d'une chaîne d'amplificateurs est largement dominé par celui du 1^{er} amplificateur de la chaîne, puisque le bruit en sortie d'un amplificateur est le produit de son gain et de son bruit en entrée, auquel on ajoute son propre bruit. (voir annexe, bruit d'une chaîne d'amplificateurs). Pour cette raison, on utilise, à basse température, un amplificateur dont le bruit nominal est le plus faible possible et dont le gain est conséquent. Les amplificateurs utilisés sont, dans l'ordre, le LNF 1-12 GHz avec un gain de 38 dB, un AFS4-01012 dont le gain est de 35 dB, un amplificateur à double sortie AFPD44-00101200-30 de 40 dB et un amplificateur à gain variable FEMTO dc-dhpva-201-rl réglé à 30 dB (figure 2.4). On peut voir sur ce schéma que l'on place des atténuateurs entre les amplificateurs pour limiter les réflexions. On veut éviter de réamplifier les réflexions et de les mélanger au signal que l'on cherche à mesurer, ce qui diminuerait le rapport signal sur bruit. On utilise également des filtres centrés autour de 7 GHz pour limiter la bande passante et donc la puissance de bruit totale vue par la détection. Les diplexers jouent le rôle de filtres passe-bandes pour s'assurer que la puissance de bruit vue par les amplificateurs à température ambiante ne risque pas de les saturer. Ensuite, on démodule le signal avec une fréquence de référence qui est produite par une source Keysight PSG E8663D, qui est synchronisée en phase avec

la source utilisée pour l'excitation, via un 2e mixeur IQ. La synchronisation s'effectue en reliant l'horloge interne de la source maître, PSG1, à la référence de la source subordonnée, PSG2, également un modèle 8663D de Keysight Technologies. Il est important de synchroniser les PSG pour que la phase initiale des deux pompes soit la même et que l'on puisse maintenir une relation entre la phase de la détection et celle des excitations. La phase de la référence est ajustée via une ligne à délai. Les sorties de ce mixeur IQ IRM0408LC2Q sont filtrées à très basse fréquence, puis amplifiées par un amplificateur basse fréquence à gain variable, un FEMTO dc-dhpva-201-rl, et envoyé sur une carte d'acquisition Ultraview 14 bits, 400 MS/s, qui permet de calculer les statistiques du signal, dont, entre autres, la variance. Pour ce faire, la carte d'acquisition mesure la tension au cours du temps sur ces 2 canaux. À partir des mesures de tensions, on peut compiler des histogrammes des valeurs de tension et calculer les différents moments statistiques. On conserve les valeurs de la variance de ces histogrammes plutôt que l'ensemble des valeurs de tensions qui sont mesurées par la carte, ce qui permet de réaliser des moyennages de longue durée sans risquer de manquer d'espace mémoire, puisque l'on obtient un fichier avec les variances plutôt que de sauvegarder chacun des histogrammes de 256 Msamples.

2.4.1 Excitation asynchrone vs synchrone

La synchronisation entre la source utilisée pour les excitations avec celle qui sert pour la détection est importante, puisque qu'elle permet d'avoir accès aux quadratures du signal plutôt que simplement au bruit photo-assisté. La raison est que pour mesurer les quadratures du signal, il faut une phase initiale bien définie par rapport à la référence qui sert à démoduler le signal provenant de l'échantillon. En l'absence de cette phase initiale bien définie, on mesure plutôt une moyenne sur la phase, en venant échantillonner, au hasard, X et P. On peut facilement activer ou désactiver la synchronisation des sources via un relais qui relie les horloges internes des sources PSG1 et PSG2. Ceci nous permet donc d'alterner entre des mesures synchronisées et non synchronisées et de s'affranchir ainsi de la dérive du circuit qui serait présente si l'on devait faire l'ensemble des mesures du bruit photo-assisté et des mesures des quadratures de manière séparée.

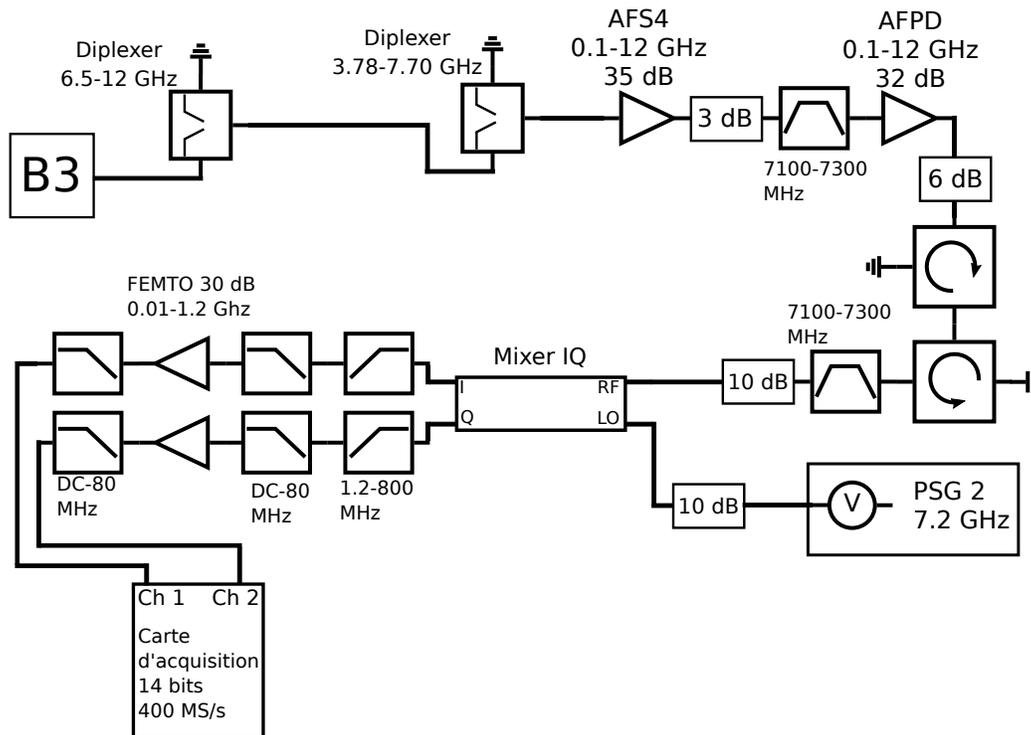


FIGURE 2.4 – Schéma de la portion responsable de la détection du signal provenant de l'échantillon (portion à température ambiante). On filtre la sortie du réfrigérateur à dilution avec les diplexers et un ensemble de filtres pour réduire la bande passante du signal qui est démodulé par le mixeur IQ et ensuite mesuré par la carte d'acquisition.

2.5 Mesure de la température électronique et du gain de la chaîne d'amplification

On débute par mesurer le bruit en fonction de la polarisation DC, pour une valeur des excitations $V_{ac} = 0$. Pour obtenir la courbe du bruit, on balaie le courant DC sur l'échantillon de $-3,5 \mu A$ à $3,5 \mu A$ en va-et-vient, avec 51 points sur l'intervalle, avec un pas variable, qui se réduit près du plateau, pour augmenter la résolution dans une région où la courbe varie davantage. À partir des histogrammes des valeurs de tension mesurées par la carte d'acquisition, pour chaque valeur du courant DC, on calcule la variance de ceux-ci sur chacun des canaux de la carte d'acquisition. Ceci nous donne une courbe de référence, voir figure 2.5 à partir de laquelle on peut calibrer la température des électrons, T_e , ainsi que le gain de la chaîne d'amplification.

On obtient également une mesure de la température de bruit ajoutée par la chaîne d'amplification, que l'on note T_n et qui est définie via $\frac{2k_B T_n}{50.0\Omega}$, qui est la définition standard de la température de bruit. Le gain détermine la pente aux extrémités de la courbe, tandis que la température électronique vient arrondir les bords du plateau central. Le bruit ajouté par la chaîne d'amplification vient décaler l'ensemble de la courbe vers le haut. Il existe de petites différences entre les deux branches du circuit de détection qui se traduisent par un gain différent pour chacune ainsi qu'une température de bruit qui varie légèrement. Ces différences proviennent des caractéristiques des composantes (filtres, amplificateurs, etc.) du montage, qui ne sont pas rigoureusement identiques, même lorsque le modèle de la composante est le même. La température électronique n'est pas affectée et est donc la même pour la branche en phase avec la référence et la branche en quadrature de phase. Les valeurs de gain que l'on obtient sont de $1.83e20$ avec une erreur de $1.13 e17$, soit une erreur relative de 0.064% pour la portion en phase, et de $1.694 e20$ avec une erreur de $1.10 e17$, soit une erreur relative de 0.064% également pour la portion en quadrature de phase. La température électronique que l'on extrait est de $31,5 \text{ mK} \pm 0.575 \text{ mK}$. Cette température est plus élevée que la température du réfrigérateur à dilution, qui est de 10 mK , mais elle est suffisamment faible pour maintenir la condition $\hbar\omega \gg k_B T$. On considère que la température électronique ne varie pas, même en présence des excitations V_{ac1} et V_{ac2} et, par conséquent, qu'on peut la fixer pour le suite du traitement des données. Il est possible que la température électronique soit légèrement modifiée, de l'ordre de quelques mK, mais la résolution de nos mesures n'est pas suffisante pour bien séparer l'arrondissement du plateau dû à un chauffage très léger de celui qui est dû aux tensions $V_{ac1,2}$. Par conséquent, on fait l'hypothèse que la température se maintient à une valeur fixe et que les tensions d'excitations que l'on obtiendra vont prendre en compte les effets de la température, s'il y a lieu. Les températures de bruit des amplificateurs que l'on obtient sont de $24.44 \text{ K} \pm 0.15 \text{ K}$ et de $24.43 \text{ K} \pm 0.16 \text{ K}$, ce qui est relativement élevé considérant que la température nominale de bruit de l'amplificateur cryogénique Low Noise Factory 1-12 GHz, qui domine le bruit ajouté par les différents amplificateurs est de 6 K . Toutefois, l'atténuation causée par le circulateur, qui est de 0.40 dB , celle du coupleur directionnel, qui est de 0.85 dB , ainsi que la différence d'impédance entre l'échantillon, 28.5Ω et l'amplificateur cryogénique, 50.0Ω , qui introduit une réflexion de 7.5% sur le signal provenant de l'échantillon, font en sorte que le rapport signal sur bruit est

réduit, ce qui donne une température de bruit apparente plus élevée que celle donnée par la fiche technique de l'amplificateur. Le bruit provenant des autres amplificateurs, à température ambiante, en tenant compte du gain de l'amplificateur cryogénique, compte pour environ 10% du bruit ajouté par les amplificateurs. Il est également possible que le bruit de l'amplificateur cryogénique soit plus élevé que sa valeur nominale en raison de l'usure au fil du temps, ou d'un déplacement de la valeur optimale de son alimentation suite à de nombreux cyclages thermiques.

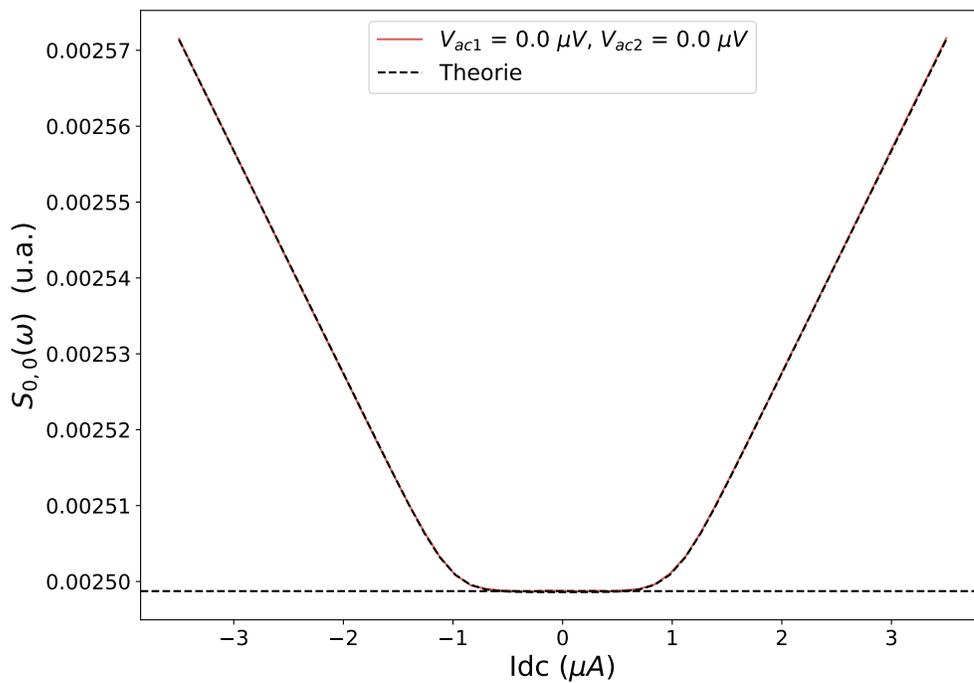


FIGURE 2.5 – $S_{0,0}(\omega)$ selon I_{dc} en l'absence de photo-excitation. La fréquence de mesure est $\frac{\omega}{2\pi} = 7.0$ GHz. La courbe en rouge correspond aux données et celle en noir correspond au modèle théorique ajusté.

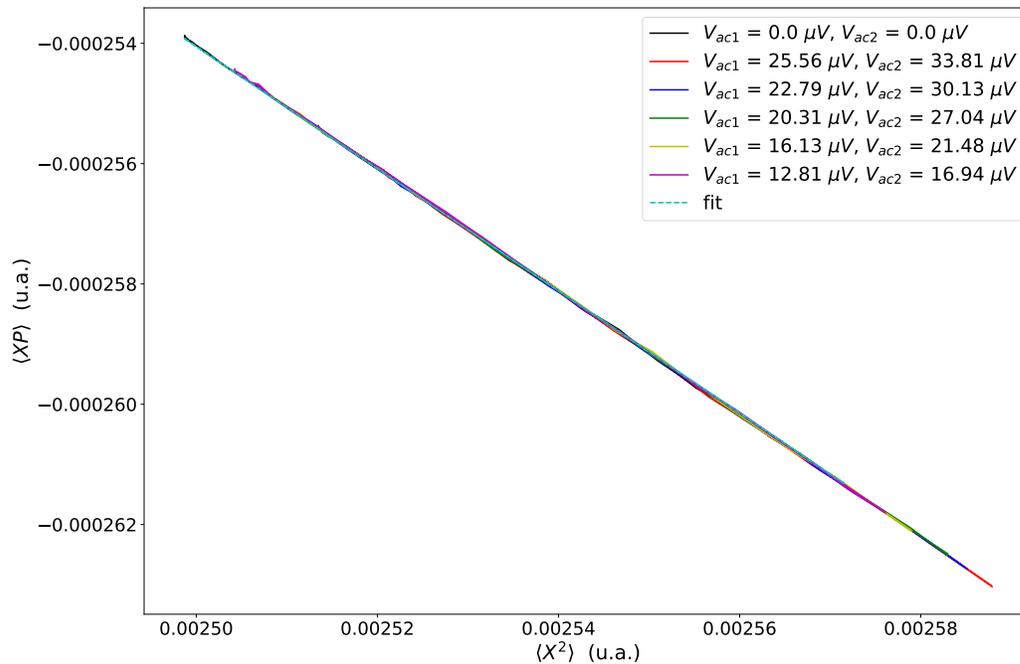


FIGURE 2.6 – Valeurs de $\langle XP \rangle$ selon les valeurs de $\langle X^2 \rangle$ avec excitations non synchrones. Les courbes de différentes couleurs représentent différentes tensions d'excitation.

2.6 Mesure des imperfections du mixeur IQ (déséquilibre de phase)

Le mixeur IQ dont on se sert pour démoduler le signal provenant de l'échantillon présente des imperfections qui font en sorte qu'une partie du signal en phase avec la référence se retrouve dans la sortie hors phase et vice-versa. Ces imperfections se traduisent par une contamination entre les sorties du mixeur IQ. Puisque l'on a accès à la covariance entre la portion en phase et en quadrature de phase du signal, on peut calibrer l'imperfection du mixeur IQ IRM0408LC2Q. Pour ce faire, on utilise les définitions des équations (1.20 et 1.21 et l'on ajoute à cette dernière un terme supplémentaire dans les exponentielles complexes, qui caractérise cette imperfection, que l'on nomme $\Delta\phi$, et l'on calcule $\langle X^2 \rangle$, $\langle P^2 \rangle$ et $\langle XP \rangle$. $\Delta\phi$ agit comme une rotation

d'une des quadratures par rapport à son axe et on peut donc le détecter en se servant de la corrélation croisée. On en déduit que le ratio $\frac{\langle XP_{async} \rangle}{\langle X^2 \rangle} = -\frac{\sqrt{gain_P}}{\sqrt{gain_X}} \sin(\Delta\phi)$ pour une excitation asynchrone. On peut alors extraire la valeur de $\Delta\phi$ grâce au ratio $\frac{\langle XP \rangle}{\langle X^2 \rangle}$, donné par la pente des courbes de la figure 2.6 et l'on obtient une valeur de 6.06° avec une incertitude de $9e-5^\circ$, qui est à l'intérieur des valeurs spécifiées dans la fiche technique du mixeur IQ utilisé, un modèle MITEQ-IRM0408. De plus, on peut être confiant de la valeur obtenue, puisque la pente est la même pour toutes les courbes.

2.7 Réglage de la phase de la détection par rapport à l'excitation

Sur la figure 2.7, concernant la valeur de phase entre l'excitation et la référence, on s'attend à ce que celle-ci varie pour chacune des courbes, puisque l'on contrôle les tensions d'excitation V_{ac1} et V_{ac2} via un atténuateur variable qui vient ajouter ou enlever des atténuateurs en série avec le circuit d'excitation, ce qui change la longueur électrique du circuit et donc la phase des excitations. On cherche également à obtenir la pente, qui correspond cette fois-ci à $\frac{\langle XP_{sync} \rangle - \langle XP_{async} \rangle}{\langle X_{sync}^2 \rangle - \langle X_{async}^2 \rangle} = -\frac{\sqrt{gain_P}}{\sqrt{gain_X}} \frac{\sin 2\phi_0 + \Delta\phi}{\cos 2\phi_0}$ et l'on obtient des valeurs comparables aux valeurs de phase ajoutées par l'atténuateur variable qui ont été mesurées séparément par un Field Fox Network Analyser de Keysight Technologies. Les valeurs de ϕ_0 , en ordre décroissant des tensions des pompes, sont, respectivement, de -5.676° , 4.882° , 5.521° , 4.665° et -7.206° , avec des incertitudes de 0.06° , 0.13° , 0.09° , 0.14° , 0.19° , respectivement. Les valeurs du gain utilisées pour le ratio $\frac{\sqrt{gain_P}}{\sqrt{gain_X}}$ sont les valeurs de gain que l'on obtient à partir des du bruit en polarisation DC, 2.5 pour les deux branches correspondant aux quadratures X et P .

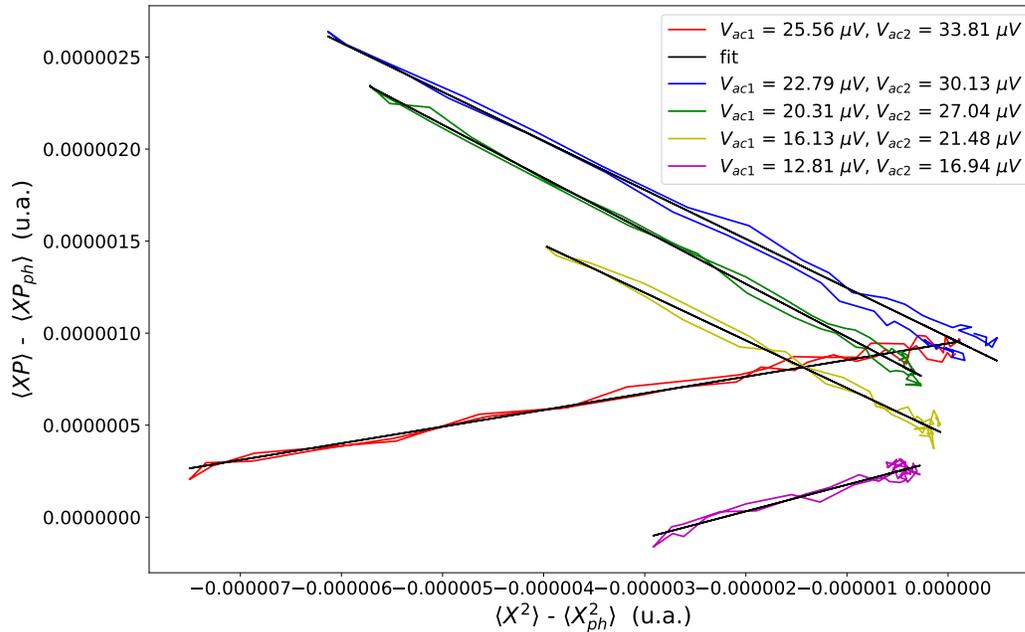


FIGURE 2.7 – On présente les valeurs de la corrélation croisée en fonction des valeurs de la quadrature X , en soustrayant la portion photo-assistée pour chacune. Les différentes couleurs représentent différentes valeurs des tensions d'excitations. En ordre décroissant, on a la courbe en rouge, celle en bleu, celle en vert, celle en jaune et celle en mauve.

2.8 Décalage aux asymptotes entre les différentes courbes

On peut voir sur la figure 2.8, que contrairement aux simulations réalisées à partir du modèle théorique qui sont présentées au chapitre précédent, les données expérimentales pour plusieurs valeurs des tensions d'excitations ne se superposent pas tout à fait. On va chercher à quantifier ce décalage et à déterminer sa relation avec la puissance des excitations. La figure 2.9 présente la différence entre les courbes pour différentes excitations AC et la courbe de référence présentée sur la figure 2.5. Le décalage semble proportionnel à la puissance de l'excitation, mais on voit qu'à forte polarisation, on tend vers une pente nulle pour chaque puissance. Ceci élimine

la possibilité que l'on n'ait pas exploré une polarisation suffisamment élevée pour atteindre l'asymptote. Également, pour s'assurer que ce ne soit pas un cas de dérive des amplificateurs, on a pris soin de balayer les paramètres expérimentaux dans l'ordre suivant, soit la polarisation, DC, synchrone, non synchrone pour l'excitation AC, puis l'atténuation sur l'atténuateur variable qui contrôle l'amplitude des pompes. Ensuite, on répète le tout à de multiples reprises, 90 dans ce cas-ci. On procède ainsi pour s'assurer de bien mélanger les données avant de moyenner les différentes réalisations ensemble et ainsi éviter que la dérive des amplificateurs ne devienne un facteur. Comme le décalage semble linéaire avec la puissance de l'excitation, il est possible qu'un élément du circuit chauffe légèrement et ajoute un peu de bruit au signal ou qu'il y ait une faible réflexion dans le circuit qui revient sur l'amplificateur cryogénique et qui modifie légèrement son point de fonctionnement. Pour corriger ce problème dans le traitement des données, on laisse la température de bruit des amplificateurs comme paramètre libre pour les différentes puissances au lieu de le fixer à partir de la courbe de référence. Une autre raison de procéder ainsi est que le décalage varie légèrement pour les excitations synchrones versus asynchrones pour une même puissance d'excitation. Comme l'effet de ce paramètre est de décaler les courbes, sans affecter la forme du signal, il permet de prendre en compte ce décalage sans déformer les résultats. On voit sur la figure 2.11 que les valeurs obtenues pour T_n évoluent de la même manière que le décalage, donc ce dernier est bien pris en compte par T_n . La variation des valeurs de T_n est d'au plus 0.2 K, soit moins de 1% de la valeur de T_n en absence de photoexcitation. Sachant que l'adaptation d'impédance de l'échantillon n'est pas parfaite, et qu'il peut y avoir des effets sur l'amplificateur qui sont dû à la puissance AC que l'on envoie, une faible variation de la température de bruit des amplificateurs, tel que l'on voit ici est raisonnable et n'est donc pas indicative de la présence d'un problème majeur avec les montages expérimentaux qui sont utilisés ici. Elle constitue une contrainte expérimentale et demande une renormalisation des données, mais sans plus.

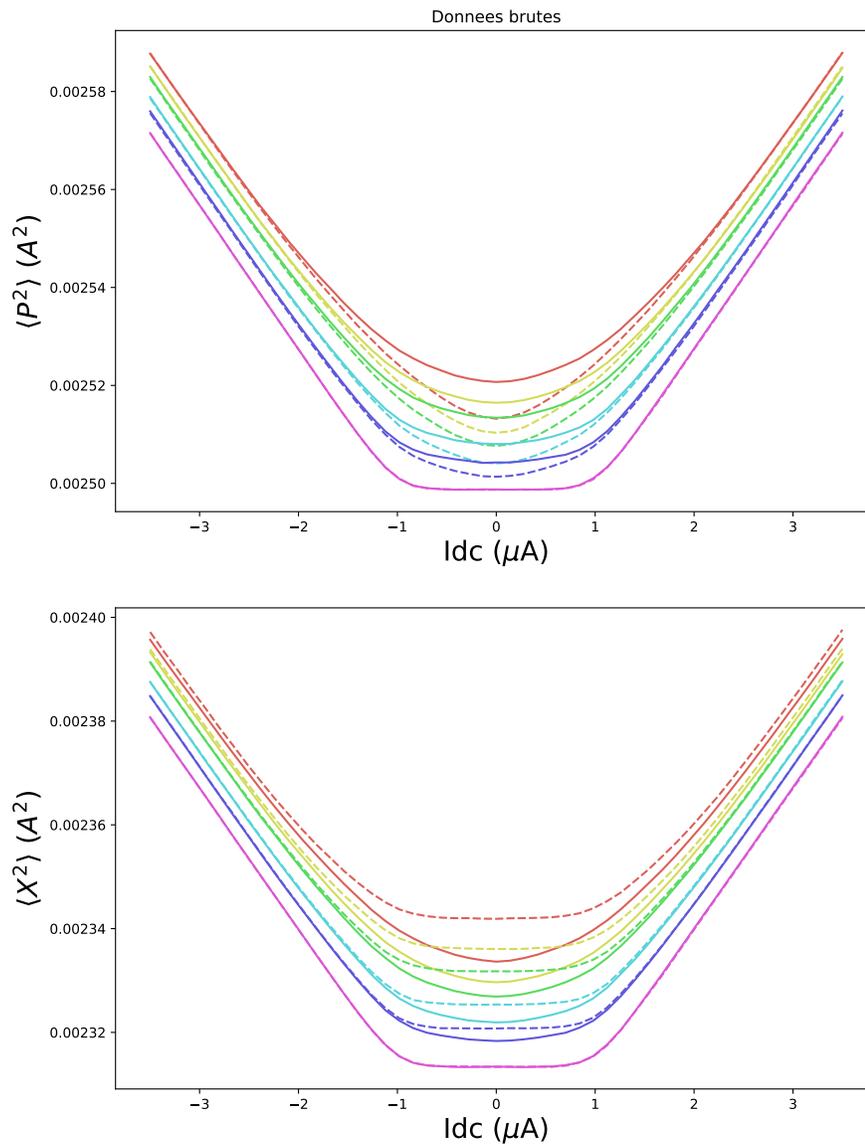


FIGURE 2.8 – Courbes brutes, simplement moyennées, comprenant le bruit photo-assisté et les quadratures. Aucune correction n'a été effectuée et l'on voit l'effet du décalage sur les différentes courbes.

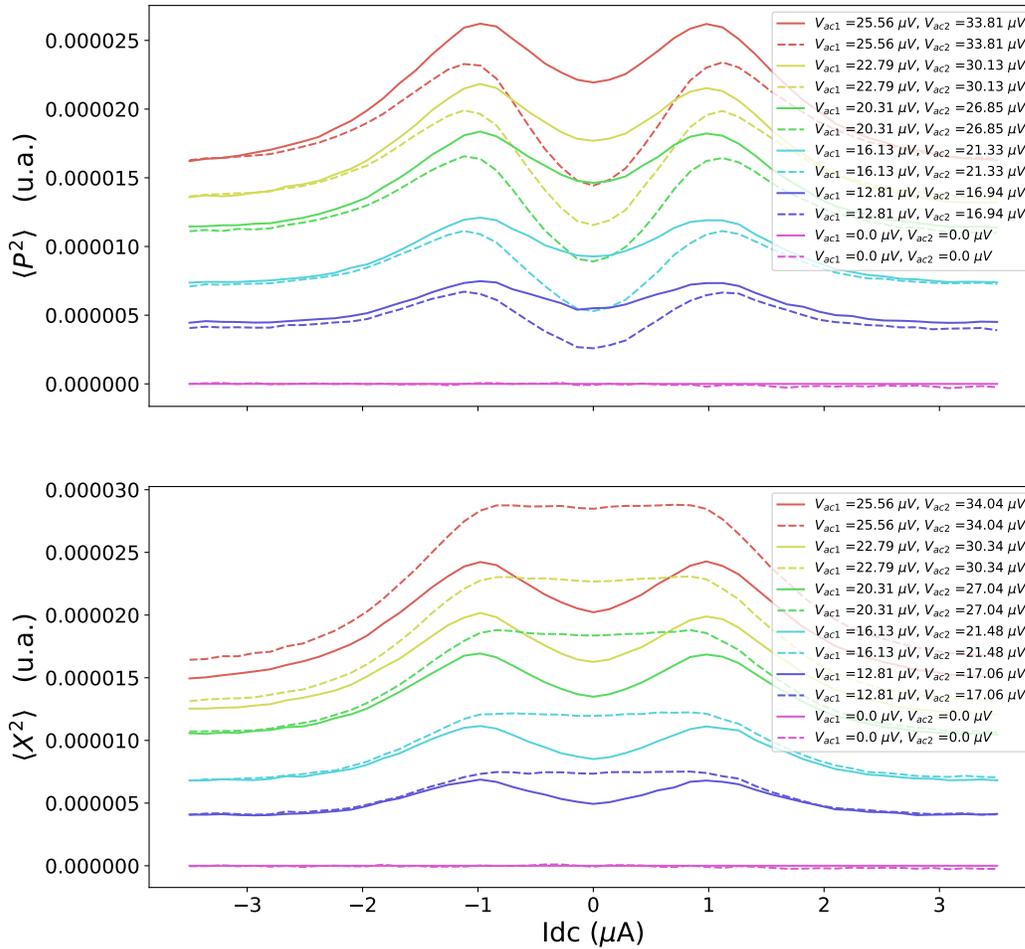


FIGURE 2.9 – Différence entre le bruit sans photoexcitation et les courbes photo-assistées selon différentes valeurs de tension, soit $S_{ph}(\omega)$ avec une excitation asynchrone en traits plein et synchrone, soit les quadratures, $\langle X^2 \rangle$ et $\langle P^2 \rangle$, en traits pointillés.

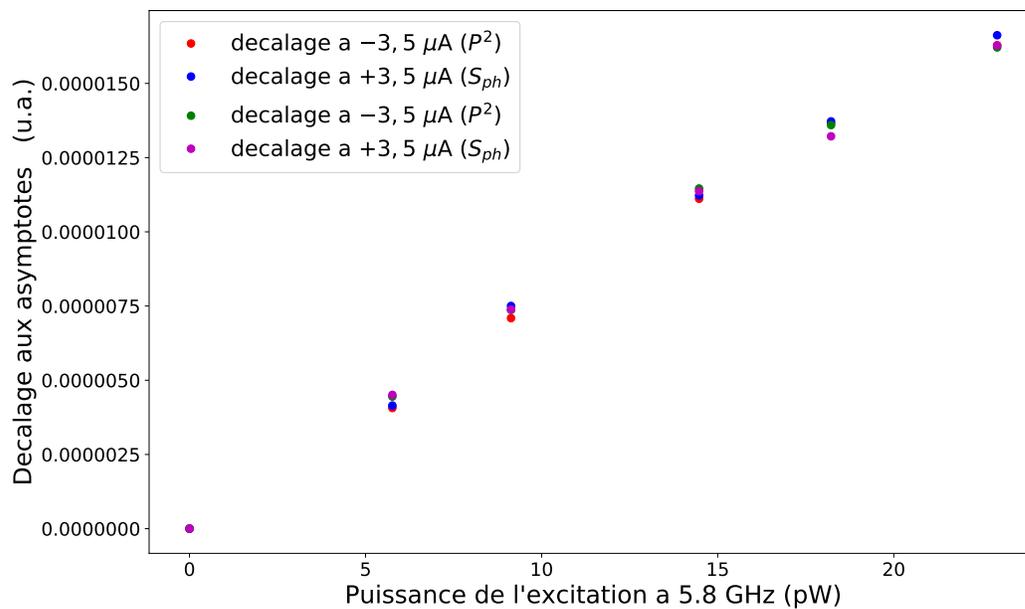


FIGURE 2.10 – Décalage aux asymptotes par rapport à la courbe du bruit sans photoexcitations. Les points en rouge correspondent au décalage pour une polarisation DC de $-3,5\mu\text{A}$, pour une excitation synchrone, donc $\langle P^2 \rangle$ ceux en vert pour une excitation asynchrone, donc pour $S_{ph}(\omega)$. Les points en bleu sont ceux qui indiquent le décalage pour une polarisation DC de $+3,5\mu\text{A}$ et une excitation synchrone et ceux en mauve correspondent à une excitation asynchrone.

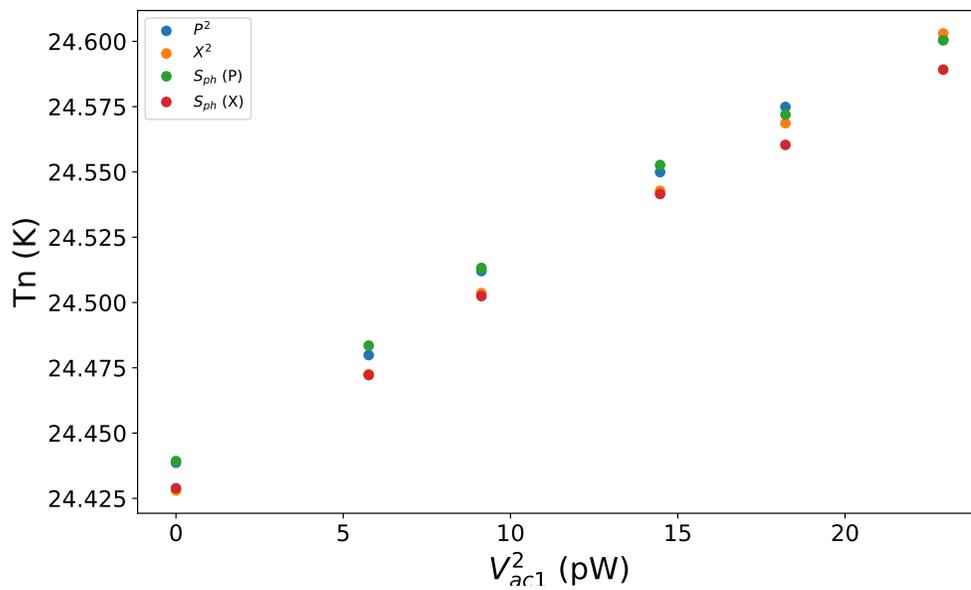


FIGURE 2.11 – Évolution de la valeur de la température de bruit des amplificateur selon la tensions des excitation AC pour les courbes avec excitation synchrones ou asynchrones. La courbe en bleu correspond à une excitation synchrone pour la quadrature P, celle en vert pour la même quadrature, mais avec une excitation asynchrone. La courbe en orange correspond à une excitation synchrone pour la quadrature X, celle en rouge pour la même quadrature, mais avec une excitation asynchrone.

2.9 Montage pour la mesure de l'effet de la phase

Pour pouvoir ajuster la phase d'une seule des pompes, un diviseur de tension (un "splitter") est placé en sortie du mixeur, un MITEQ-TB0218LW2 et des filtres sont judicieusement choisis pour sélectionner une seule pompe par branche du diviseur. Une ligne à délai ARRA INC 9428A DC-18 GHz permet de modifier la phase de la pompe choisie et un diviseur est placé à l'envers pour recombinaison des pompes avant d'envoyer l'excitation vers le cryostat et l'échantillon. Essentiellement, on fabrique un "notch filter" soit l'opposé d'un filtre passe-bande, c'est-à-dire que l'on exclut une certaine bande de fréquence et qu'on laisse passer les fréquences plus faibles et plus élevées. Ensuite, un atténuateur variable LXI J7211C permet de régler la puissance transmise à l'échantillon. La portion du montage située à l'intérieur du réfrigérateur à dilution reste identique [2.1](#).

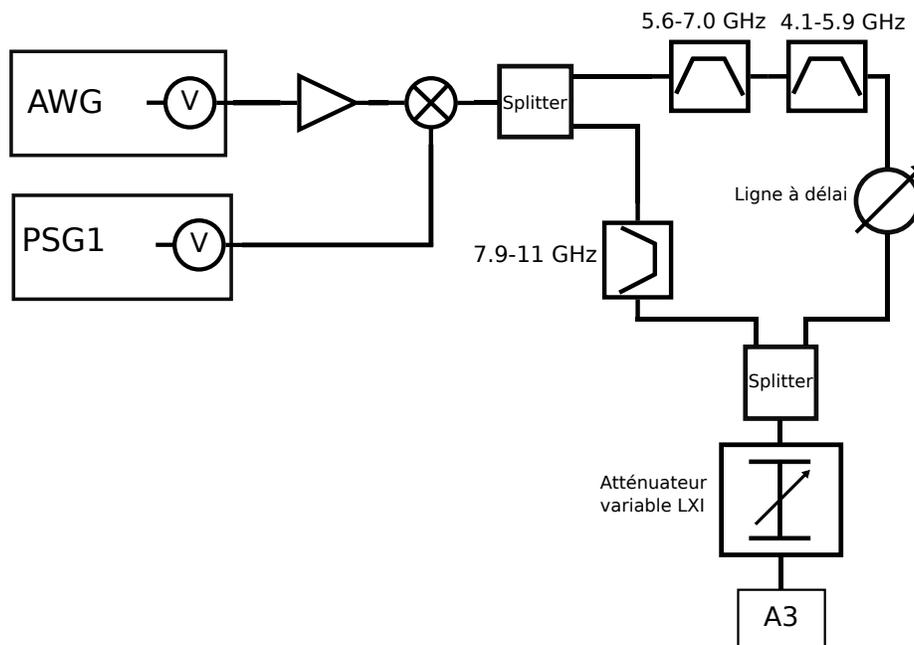


FIGURE 2.12 – Schéma du montage pour la mesure de l'effet de la phase des pompes. Portion pour l'excitation

2.10 Effet de la phase des pompes sur les courbes synchrones (Quadratures)

Dans l'équation 1.18, on a un facteur de phase qui fait intervenir la phase de chacune des pompes. Ce facteur intervient pour des valeurs non nulles des indices m et q , donc il influence la valeur du bruit dépendant de la phase, $\text{Re}(S(\omega, \omega_1, \omega_2) + S(-\omega, -\omega_1, -\omega_2))$. On veut donc vérifier si une phase supplémentaire de 180° vient bel et bien inverser le signe du bruit dépendant de la phase. On compare donc l'effet sur les quadratures pour différentes valeurs de la phase d'une des pompes, que l'on contrôle via une ligne à délai placée après le diviseur de tension sur la branche de la pompe à 5,9 GHz. La figure 2.13 présente le résultat de ces mesures. Les mesures présentées dans cette figure sont qualitatives, et ne sont pas proprement calibrées. On voit sur les courbes rouges, 0° , et vertes, 180° , que l'on passe bien de P^2 à X^2 et vice-versa. Pour une phase de 90° , on retrouve l'équivalent du bruit photo-assisté et on obtient la même chose sur les deux canaux. Les données sont peu moyennées, ce qui se voit par l'allure quelque peu accidentée des courbes. Également, les différentes courbes ont nécessité un ajustement d'une ligne à délai, à la main, donc les données ont été prises à différents moments et la température de bruit des amplificateurs a dérivé entre temps. Cette dérive peut être due à de petits changements de l'environnement du laboratoire et à la dérive naturelle des amplificateurs. On a soustrait le décalage entre les courbes synchrones et asynchrones afin de bien illustrer la différence dans la forme des courbes.

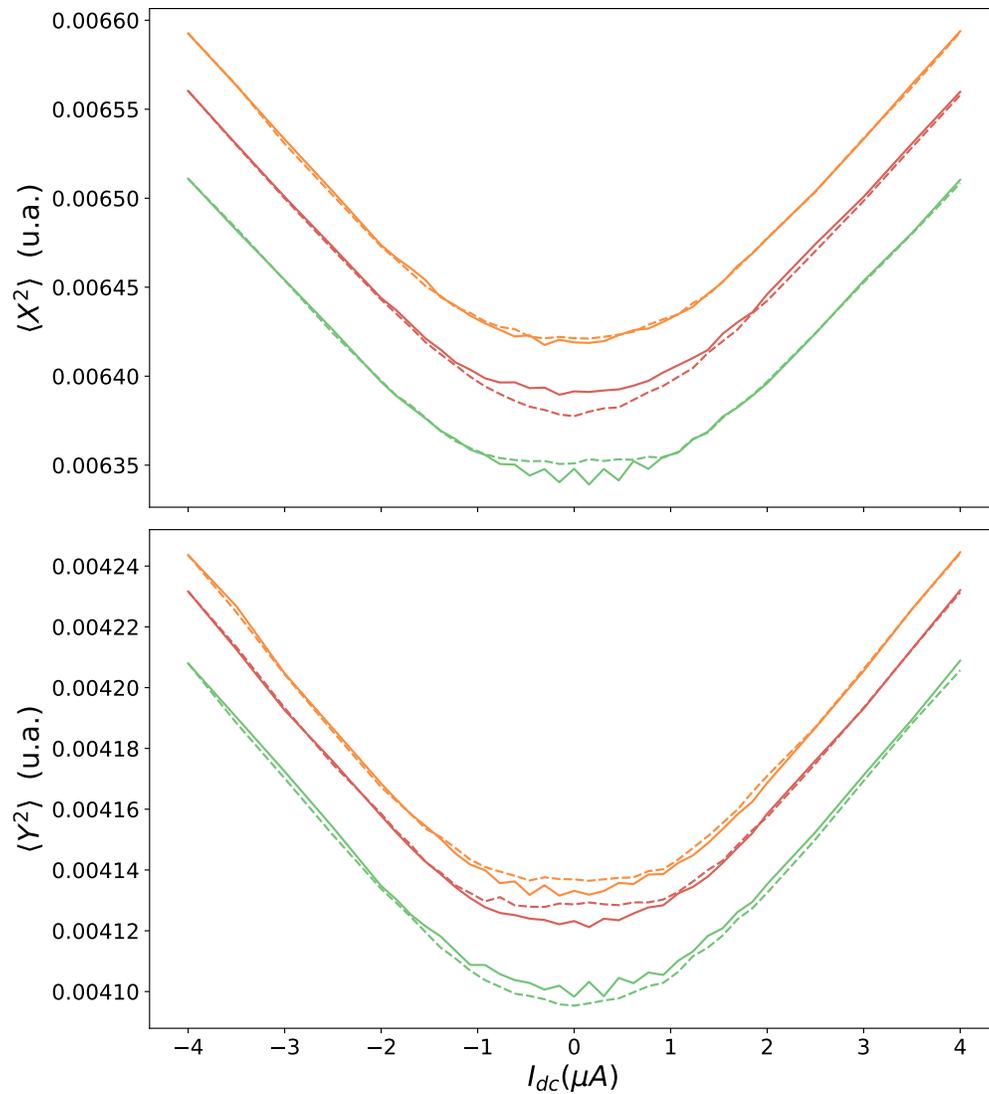


FIGURE 2.13 – Validation de l’effet d’un changement de la phase d’une des pompes sur une quadrature du signal. On fait varier un délai supplémentaire sur l’une des pompes pour vérifier si l’on peut contrôler le signe du bruit dépendant de la phase. Les courbes en traits pleins sont les courbes sans excitations tandis que les courbes en traits pointillés sont celles avec les excitations synchrones. Les courbes en rouge sont les courbes sans phase supplémentaire, celles en orange sont les courbes avec 90° de phase ajoutée sur une pompe et les courbes en vert sont celles avec 180° de plus La fréquence de mesure est ici de 7,2 GHz, et les fréquences des excitations sont $\frac{\omega_1}{2\pi} = 5.9$ GHz et $\frac{\omega_2}{2\pi} = 8.5$ GHz.

Chapitre 3

Résultats

3.1 Bruit photo-assisté, V_{ac1} et V_{ac2}

Une fois la mise au point et la calibration effectuées, on peut passer aux résultats originaux. On commence par la mesure du bruit photoexcité par les deux pompes en simultané, sans synchronisation des pompes, ce qui constitue une première vérification de la théorie développée précédemment. Ceci correspond à $S_{ph}(\omega)$, tiré de l'équation 1.18, auquel on ajoute la température de bruit de la chaîne d'amplification, T_n , avant de multiplier par le gain, fixé à partir de la courbe sans excitation présentée sur la figure 2.5, pour correspondre aux données non normalisées. La température électronique est également fixée à partir de cette même courbe. Les paramètres que l'on extrait ici sont V_{ac1} , V_{ac2} et T_n . On ajuste le modèle pour chacune des puissances simultanément, en ayant vérifié que l'atténuation indiquée par l'atténuateur variable est fiable, à ± 0.02 dB près, et donc on inclut un coefficient qui modifie la valeur des tensions V_{ac1} et V_{ac2} selon l'atténuation associée à chacun des points. De cette manière, on n'obtient qu'une seule valeur pour la tension de chacune des pompes, référée à une atténuation de 0 dB sur l'atténuateur variable. Les valeurs obtenues sont de $40.5 \mu V$ pour V_{ac1} avec une erreur de $0.85 \mu V$ et de $53.58 \mu V$ pour V_{ac2} avec une erreur de $0.67 \mu V$ à partir des courbes de $\langle P^2_{photo-assisté} \rangle$. À partir de $\langle X^2_{photo-assisté} \rangle$, on obtient $40.5 \mu V$ pour V_{ac1} avec une erreur de $0.8 \mu V$, et de $53.96 \mu V$ pour V_{ac2} avec une erreur de $0.69 \mu V$. L'écart entre les deux valeurs de V_{ac2} est inférieur à l'incertitude sur les valeurs et est de moins de 1%. Les valeurs de T_n obtenues sont,

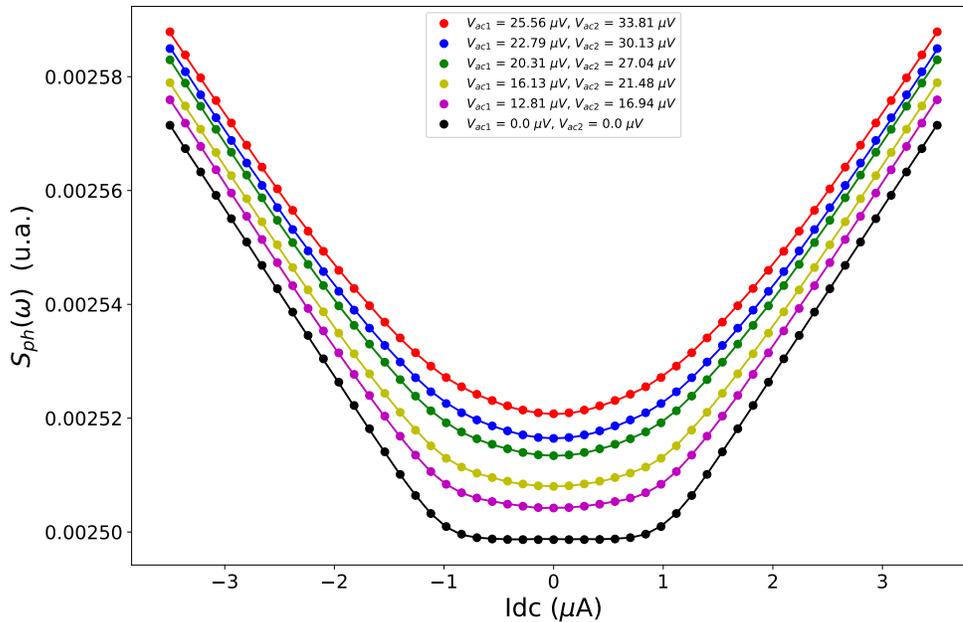


FIGURE 3.1 – Bruit photo-assisté, $S_{ph}(\omega)$ en fonction de I_{dc} . Les différentes courbes correspondent à différents couples de valeurs de V_{ac1} et V_{ac2} pour une excitation asynchrone avec la détection. Les courbes en traits pleins correspondent au modèle théorique tandis que les points correspondent aux données.

en ordre croissant des tensions, de 24.44 K, 24.48 K, 24.51 K, 24.55 K, 24.57 K et de 24.60 K. Les valeurs de T_n pour le bruit photo-assisté sur le canal correspondant à la quadrature X sont légèrement différentes, soit de 24.42 K, 24.47 K, 24.50 K, 24.54 K, 24.56 K, 24.59 K. Cette différence vient du fait que les composantes du montage, bien que l'on utilise les mêmes modèles, ne sont pas totalement identiques. Ceci explique aussi pourquoi le gain est légèrement différent pour chacun des canaux de la carte d'acquisition. Les variations des valeurs de T_n ne sont pas significatives, et sont de l'ordre de 0.01% par rapport aux valeurs de T_n en absence de photo-excitations. On peut voir la superposition du modèle aux données sur la figure 3.1. L'amplitude des deux pompes n'est pas symétrique, puisque l'atténuation dans les câbles qui connectent les différents éléments du circuit augmente avec la fréquence du signal, et comme les pompes sont séparées par 2,4 Ghz, l'effet est non négligeable. On compense en partie cet effet en ajustant à la hausse l'amplitude de la pompe à 8,2 GHz, grâce au

générateur de signaux arbitraires et au mixer IQ, qui nous permettent de contrôler l'amplitude relative des pompes via des délais sur la portion en phase et hors phase de la fréquence de modulation.

3.2 Détection résolue en phase

Ayant maintenant en main les valeurs des tensions, ainsi que les valeurs des phases, de température électronique et du gain, il ne manque plus qu'à obtenir les valeurs de T_n pour les courbes avec les excitations synchrones, ce qui correspond à P^2 et X^2 , soit les équations 1.25 et 1.23. Les courbes théoriques sont en traits pleins et les points correspondent aux valeurs expérimentales. Les valeurs pour $\langle P^2 \rangle$ sont en ordre croissant des tensions, de 24.44 K, 24.48 K, 24.51 K, 24.55 K, 24.574 K et de 24.60 K. tandis que pour $\langle X^2 \rangle$, on a 24.42 K, 24.48 K, 24.50 K, 24.54 K, 24.57 K, 24.60 K. Il y a de petites variations entre les valeurs de T_n pour le bruit photo-assisté et le cas résolu en phase, de l'ordre de 0.01, 0.02 K pour certaines valeurs des tensions d'excitations et entre 0 μV et la tension la plus élevée, il y un écart de 0.16 K. On remarque que l'accord est excellent sur les deux quadratures, avec les valeurs de phases mesurées. Ces courbes sont obtenues avec un seul paramètre libre, la température de bruit des amplificateurs, qui n'affectent pas la forme du signal. La figure 3.2 montre que le modèle fonctionne bien, tout comme pour les courbes photo-assistées.

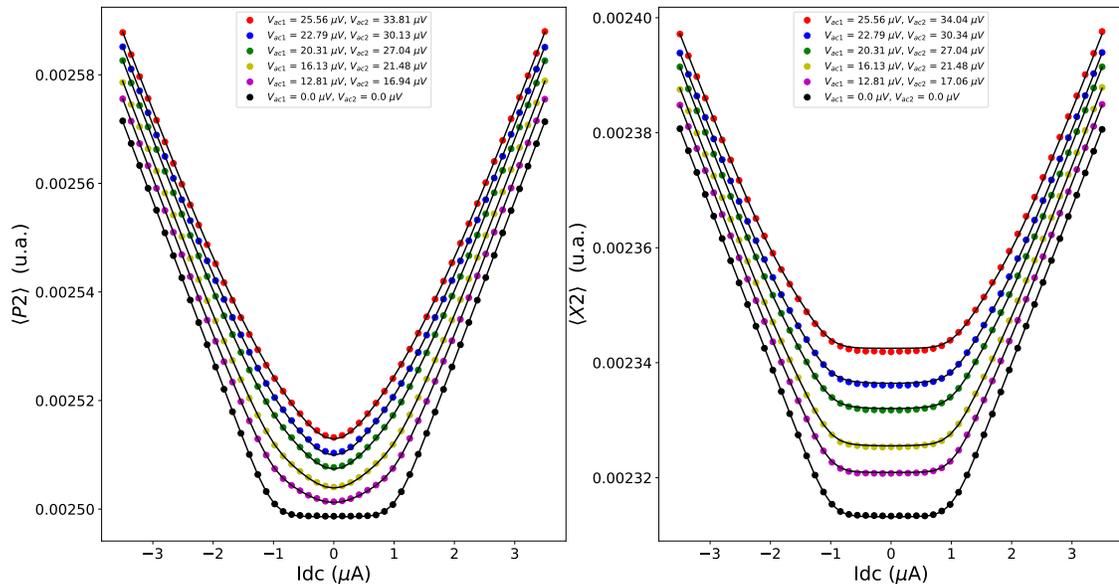


FIGURE 3.2 – Autocorrélation des quadratures du courant, photo-assistées à 5,6 GHz et à 8,2 Gz en ayant fixé tous les paramètres (gain, T_e , tensions V_{ac1} et V_{ac2} , valeurs de phase) sauf T_n . Le modèle théorique correspond aux courbes en traits pleins tandis que les points correspondent aux données.

3.3 Données normalisées

La figure 3.3 présente les données normalisées, une fois que l'on a déterminé les valeurs de gain et de T_n pour chacune des courbes. On soustrait donc le bruit ajouté par les amplificateurs aux données brutes avant de diviser par le gain et l'on obtient la densité spectrale du bruit de notre jonction tunnel. On peut comparer les valeurs de T_n pour des tensions d'excitation identiques, et on peut voir qu'il y a de très légères différences. Ces différences ont toutefois un impact sur la normalisation des données, donc il faut déterminer T_n pour chacune des courbes si l'on veut faire la normalisation proprement. Une fois la normalisation effectuée, les différentes courbes se superposent bien à forte valeur de polarisation DC, comme prévu et l'on observe que la quadrature P, sur la moitié gauche de la figure descend bel et bien sous le niveau du vide. À partir de ces données normalisées, on peut quantifier la compression, ce

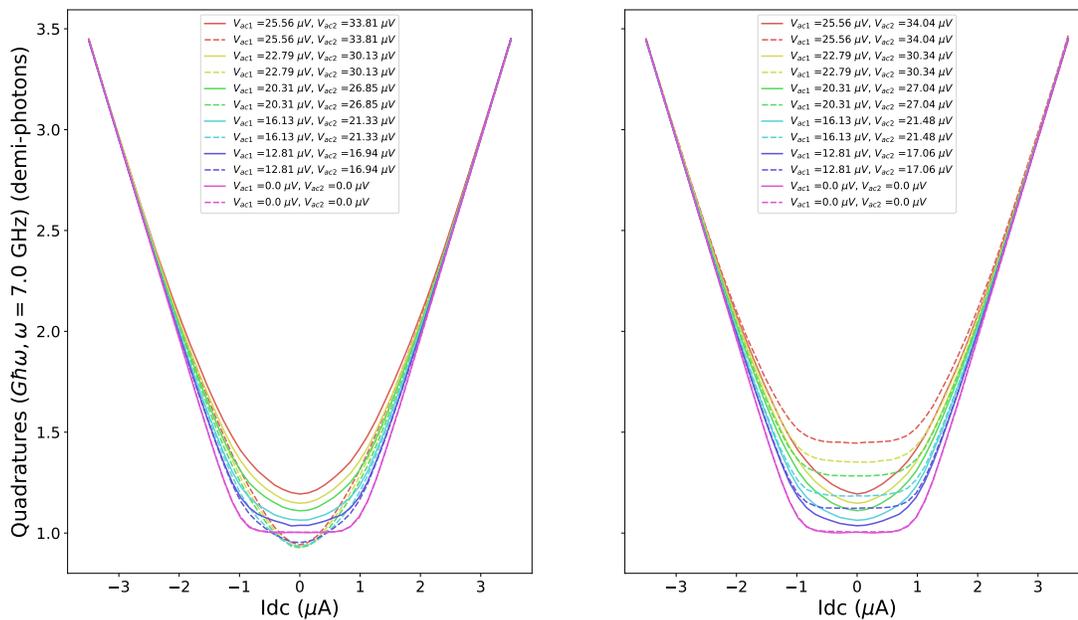


FIGURE 3.3 – Données normalisées, en ayant corrigé pour le gain et T_n en fonction de la polarisation DC, I_{dc} . On présente les données photo-assistées, avec une excitation asynchrone en traits pleins et les quadratures, avec une excitation synchrone, en traits pointillés en fonction de I_{dc} .

qui sera détaillé plus bas.

3.4 Isolement du bruit dépendant de la phase

On vient ici quantifier l'écart entre le bruit photo-assisté et les quadratures, qui devrait être identique pour X et P, à un signe près. Pour ce faire, on soustrait aux courbes synchrones les courbes asynchrones, ce qui nous laisse avec le bruit dépendant de la phase, $\Delta S(\omega, \omega_1, \omega_2)$ en fonction de la polarisation DC. On divise les courbes par la valeur du plateau de la courbe sans excitations, et on exprime les valeurs en nombre de photons à la fréquence ω , voir figure 3.4. On peut remarquer que l'accord avec le modèle théorique est très bon et qu'à ce moment, on n'a plus aucun paramètre laissé libre, chacun d'eux ayant été mesuré ou extrait précédemment dans notre traitement des mesures prises en laboratoire. En fonction de I_{dc} , il y a une très légère asymétrie qui se retrouve sur les deux quadratures, pour des valeurs négatives de I_{dc} sur P et pour des valeurs positives de I_{dc} pour X. Certaines des courbes ne tendent pas exactement à 0 aux valeurs extrêmes de I_{dc} , ce qui s'explique le fait que notre méthode pour normaliser les courbes ne vient pas corriger l'asymétrie déjà présente dans les données. Cette asymétrie vient du balayage en courant de la jonction, qui introduit une dérive en la mesure "aller" et la mesure "retour" qui augmente avec la durée du balayage. On trouve un compromis entre la résolution en tension DC et la dérive en ajustant le pas en tension en fonction de la polarisation, mais on remarque quand même que les courbes expérimentales sont légèrement accidentées par endroits pour cette raison. Ceci dit, cette asymétrie est minime et les données s'accordent bien avec le modèle théorique de manière générale. Une carte d'acquisition plus rapide permettrait de résoudre ce problème en réduisant le temps de mesure et pourrait aussi permettre d'améliorer la résolution en tension.

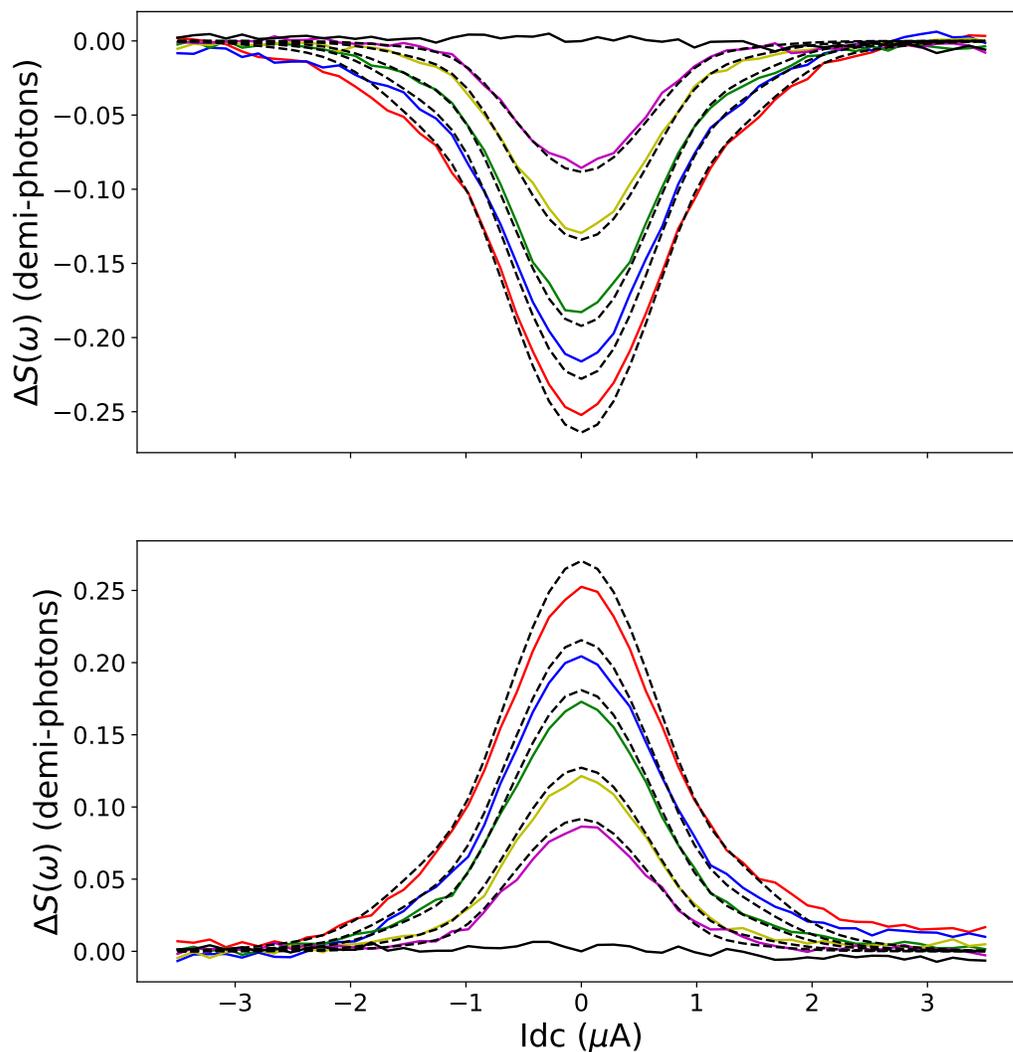


FIGURE 3.4 – Différence entre les courbes synchrones, pour les quadratures X et P, et les courbes asynchrones, le bruit photo-assisté, normalisée par la valeur du plateau de la courbe sans excitations. ce qui nous donne la valeur de $\Delta S(\omega, \omega_1, \omega_2)$ en fonction de I_{dc} . On superpose aux valeurs expérimentales les courbes théoriques, avec aucun paramètre laissé libre. Les courbes théoriques sont en traits pointillés noirs, tandis que les courbes en traits pleins correspondent aux données.

3.5 Amplitude de la compression par rapport au vide

La figure 3.5 illustre la différence entre les courbes avec des excitations synchrones et la courbe de référence, $V_{ac1} = V_{ac2} = 0$. L'amplitude maximale de la compression qu'on peut obtenir dans les conditions expérimentales présentées ici est illustrée par la courbe en orange, qui correspond à des amplitudes des excitations $V_{ac1} = 25.0\mu V$ et $V_{ac2} = 25.0\mu V$. La courbe expérimentale qui s'en rapproche le plus est la courbe en vert avec des tensions d'excitations $V_{ac1} = 20.31\mu V$ et $V_{ac2} = 26.85\mu V$. Dans le cas des mesures, l'amplitude de compression est réduite par rapport à sa valeur maximale, puisque les pompes sont asymétriques et qu'il y a une phase (17.1° pour la courbe en vert) par rapport à la référence. La phase introduit une réduction de 4.4%, en introduisant une rotation de l'axe de mesure par rapport au cas optimal, ce qui se traduit par un facteur multiplicatif qui correspond au cosinus de l'angle, soit $\cos(17.1^\circ) = 0.956$, tandis que l'asymétrie de l'amplitude des pompes réduit la compression de 17.77% par rapport au cas optimal avec les fréquences choisies ici, ce facteur étant calculé d'après la différence entre le cas optimal et la valeur obtenue pour la même asymétrie que dans les mesures, en ayant corrigé l'effet de la phase. L'asymétrie est donc le principal facteur limitant sur la compression ici, tandis que la phase a un effet minimal, tant que les valeurs de phase restent suffisamment petites. Le choix des fréquences des pompes est l'autre facteur qui peut influencer le niveau de compression que l'on peut atteindre. Sur la figure 1.7, on peut voir que rapprocher les pompes pourrait améliorer légèrement la compression, mais que l'effet demeure de l'ordre de 2 %. En sommant ces effets, on a une diminution de la compression d'environ 24,2 % par rapport à la valeur optimale que l'on pourrait atteindre. Ce niveau de compression peut être battu par les méthodes existantes [15], mais on ici la possibilité de générer de la compression à plusieurs fréquences, qui sont largement séparées, contrairement à ce qui se fait avec les JPA [9], par exemple, ou avec la compression à une seule fréquence d'excitation.

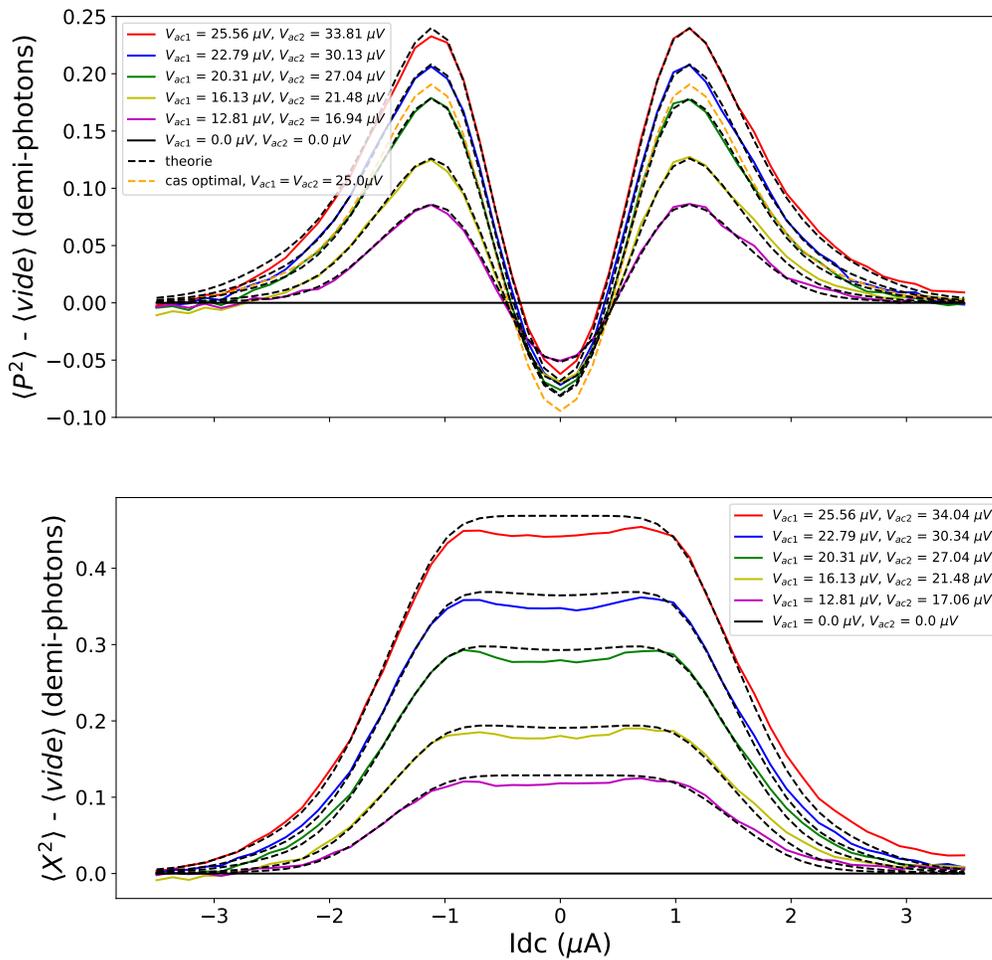


FIGURE 3.5 – Différence entre les quadratures P et X par rapport à la courbe sans photoexcitation en fonction de I_{dc} . Les courbes théoriques sont en traits pointillés noirs, tandis que les courbes en traits pleins correspondent aux données. Les courbes sont exprimées en nombre de photons à la fréquence ω .

Conclusion

On a généralisé les résultats existants pour la compression d'états du bruit de grenaille d'une jonction tunnel avec une pompe à un cas avec plusieurs pompes et on a réalisé des mesures qui confirment la validité du modèle théorique développé dans ce mémoire. On a simulé l'effet des paramètres principaux du modèle, soit l'asymétrie entre les amplitudes V_{ac1} et V_{ac2} , et les phases ϕ_1 et ϕ_2 sur les quadratures du bruit de grenaille à la demi-somme des fréquences d'excitations. On atteint un niveau de compression qui vaut 8% du niveau du vide, avec une compression optimale qui vaut 1/10 de la variance du vide. On a également exploré les conséquences de l'ajout d'une pompe sur la compression engendrée par chacune des pompes aux fréquences ω_1 et ω_2 et démontré, théoriquement, qu'il peut y avoir de la compression aux fréquences, ω_1 , ω_2 , et ω . Il serait intéressant de mesurer ce qui se passe dans le cas à 3 pompes, afin de voir si la généralisation au cas à n pompes se résume à ajouter l'effet de chacune d'elles sur le potentiel puis calculer la densité spectrale avec le potentiel modifié. Également, la mesure en simultané des quadratures du bruit aux fréquences, ω_1 et ω_2 , et à la fréquence centrale, ω afin de vérifier l'étendue de la bande passante sur laquelle on a de la compression. Ces travaux constituent un premier pas vers la réalisation de corrélations multimodes dans le régime des micro-ondes, ce qui pave la voie vers la réalisation d'états intriqués multipartites [35] en utilisant le bruit électronique. Comme les états intriqués multipartites forment une ressource universelle pour le calcul quantique à sens unique, "one-way quantum computation" [36], voici une raison supplémentaire de poursuivre dans le chemin ouvert avec ces travaux.

Annexe A

Matériel Supplémentaire

A.0.1 Détails du calcul du corrélateur

On détaille ici le calcul du corrélateur $S(\omega, \omega_1, \omega_2)$ ligne par ligne :

$$\begin{aligned}
S_+^{LR}(\omega, \omega_1, \omega_2) &= \frac{e^2}{\hbar^2} T \int dE \int dE' \tilde{a}_L^\dagger(E) a_R(E + \hbar\omega) a_R^\dagger(E') \tilde{a}_L(E' - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \\
&= \frac{e^2}{\hbar^2} T \int dE \int dE' \tilde{a}_L^\dagger(E) \tilde{a}_L(E' - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) a_R(E + \hbar\omega) a_R^\dagger(E') \\
&= \frac{e^2}{h} \int dE T \sum_{n,p,m,q} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n+m}(z_1) J_{p+q}(z_2) a_L^\dagger(E - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc}) \\
&\quad a_L(E' - b\hbar\omega_1 - c\hbar\omega_2 - eV_{dc} - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) e^{i((b-n)\phi_1 + (c-p)\phi_2)} (1 - f_R(E + \hbar\omega)) \\
&= \frac{e^2}{h} \int dE T \sum_{n,p} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n+m}(z_1) J_{p+q}(z_2) a_L^\dagger(E - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc}) \\
&\quad a_L(E - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc}) \\
&\quad \delta(E - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - E' + b\hbar\omega_1 + c\hbar\omega_2 + \hbar\omega - m\hbar\omega_1 - q\hbar\omega_2) (1 - f_R(E + \hbar\omega)) \\
&= \frac{e^2}{h} \int dE T \sum_{n,p} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n+m}(z_1) J_{p+q}(z_2) e^{i(m\phi_1 + q\phi_2)} f_L(E - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc}) \\
&\quad (1 - f_R(E + \hbar\omega)) \\
&= \frac{e^2}{h} \int dE T \sum_{n,p} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n+m}(z_1) J_{p+q}(z_2) e^{i(m\phi_1 + q\phi_2)} A(-v - n\omega_1 - p\omega_2 - \omega)
\end{aligned} \tag{A.1}$$

$$\begin{aligned}
S_+^{RL}(\omega, \omega_1, \omega_2) &= \frac{e^2}{\hbar^2} T \int dE \int dE' a_R^\dagger(E) \tilde{a}_L(E + \hbar\omega) \tilde{a}_L^\dagger(E') a_R(E' - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \\
&= \frac{e^2}{\hbar^2} T \int dE \int dE' a_R^\dagger(E) a_R(E' - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \tilde{a}_L(E + \hbar\omega) \tilde{a}_L^\dagger(E') \\
&= \frac{e^2}{\hbar} T \int dE \int dE' a_R^\dagger(E) a_R(E' - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \sum_{n,p} \sum_{b,c} J_n(z_1) J_p(z_2) J_b(z_1) J_c(z_2) \\
&\quad a_L(E + \hbar\omega - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc}) a_L^\dagger(E' - b\hbar\omega_1 - c\hbar\omega_2 - eV_{dc}) e^{i((n-b)\phi_1 + (p-c)\phi_2)} \\
&= \frac{e^2}{\hbar} \int dE T \sum_{n,p} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n+m}(z_1) J_{p+q}(z_2) f_R(E) \delta(m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \\
&\quad (1 - f_L(E + \hbar\omega - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc})) \delta(E + \hbar\omega - (n-b)\hbar\omega_1 - (p-c)\hbar\omega_2) e^{i(-m\phi_1 - q\phi_2)} \\
&= \frac{e^2}{\hbar} \int dE T \sum_{n,p} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n-m}(z_1) J_{p+q}(z_2) f_R(E) \delta(m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \\
&\quad (1 - f_L(E + \hbar\omega - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc})) \delta(E + \hbar\omega + k\hbar\omega_1 + l\hbar\omega_2) e^{i(m\phi_1 + q\phi_2)} \\
&= \frac{e^2}{\hbar} \int dE T \sum_{n,p} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n-m}(z_1) J_{p-q}(z_2) e^{i(m\phi_1 + q\phi_2)} A(w - n\omega_1 - p\omega_2 - v)
\end{aligned} \tag{A.2}$$

$$\begin{aligned}
S_-^{LR}(\omega, \omega_1, \omega_2) &= \frac{e^2}{\hbar^2} T \int dE \int dE' \tilde{a}_L^\dagger(E) a_R(E - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) a_R^\dagger(E') \tilde{a}_L(E' + \hbar\omega) \\
&= \frac{e^2}{\hbar^2} T \int dE \int dE' \tilde{a}_L^\dagger(E) \tilde{a}_L(E' + \hbar\omega) a_R(E - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) a_R^\dagger(E') \\
&= \frac{e^2}{\hbar} \int dE T \sum_{n,p} \sum_{b,c} J_n(z_1) J_p(z_2) J_b(z_1) J_c(z_2) a_L^\dagger(E - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc}) \\
&\quad a_L(E' + \hbar\omega - b\hbar\omega_1 - c\hbar\omega_2 - eV_{dc}) e^{i((n-b)\phi_1 + (p-c)\phi_2)} \\
&\quad \delta(E - (n-b)\hbar\omega_1 - (p-c)\hbar\omega_2 - E' - \hbar\omega) (1 - f_R(E - \hbar\omega)) \delta(m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \\
&= \frac{e^2}{\hbar} \int dE T \sum_{n,p} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n-m}(z_1) J_{p-q}(z_2) f_L(E - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc}) (1 - f_R(E - \hbar\omega)) e^{i(m\phi_1 + q\phi_2)} \\
&\quad \delta(k\hbar\omega_1 + l\hbar\omega_2) \\
&= \frac{e^2}{\hbar} \int dE T \sum_{n,p} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n-m}(z_1) J_{p-q}(z_2) A(v - w + n\omega_1 + p\omega_2) e^{i(m\phi_1 + q\phi_2)}
\end{aligned} \tag{A.3}$$

$$\begin{aligned}
S_-^{RL}(\omega, \omega_1, \omega_2) &= \frac{e^2}{\hbar^2} T \int dE \int dE' a_R^\dagger(E) \tilde{a}_L(E - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \tilde{a}_L^\dagger(E') a_R(E' + \hbar\omega) \\
&= \frac{e^2}{\hbar^2} T \int dE \int dE' a_R^\dagger(E) a_R(E' + \hbar\omega) \tilde{a}_L(E - \hbar\omega + m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \tilde{a}_L^\dagger(E') \\
&= \frac{e^2}{\hbar} T \int dE \int dE' f_R(E) \sum_{n,p} \sum_{b,c} J_n(z_1) J_p(z_2) J_b(z_1) J_c(z_2) \\
&\quad a_L(E - \hbar\omega - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc}) a_L^\dagger(E' - b\hbar\omega_1 - c\hbar\omega_2 - eV_{dc}) e^{i((n-b)\phi_1 + (p-c)\phi_2)} \\
&= \frac{e^2}{\hbar} \int dE T \sum_{n,p} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n+m}(z_1) J_{p+q}(z_2) f_R(E) \\
&\quad (1 - f_L(E - \hbar\omega - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc})) \delta(E' - E + \hbar\omega - (n-b)\hbar\omega_1 - (p-c)\hbar\omega_2) e^{i(-m\phi_1 - q\phi_2)} \\
&= \frac{e^2}{\hbar} \int dE T \sum_{n,p} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n+m}(z_1) J_{p+q}(z_2) f_R(E) \delta(m\hbar\omega_1 + q\hbar\omega_2) \\
&\quad (1 - f_L(E + \hbar\omega - n\hbar\omega_1 - p\hbar\omega_2 - eV_{dc})) \delta(E + \hbar\omega + k\hbar\omega_1 + l\hbar\omega_2) e^{i(m\phi_1 + q\phi_2)} \\
&= \frac{e^2}{\hbar} \int dE T \sum_{n,p} J_n(z_1) J_p(z_2) J_{n+m}(z_1) J_{p+q}(z_2) e^{i(m\phi_1 + q\phi_2)} A(v + w + n\omega_1 + p\omega_2)
\end{aligned} \tag{A.4}$$

A.0.2 Bruit d'une chaîne d'amplification

Un amplificateur augmente la puissance du signal en entrée, mais ajoute également du bruit. Le bruit d'une chaîne d'amplification est donné par une somme dont chaque terme est composé du bruit de l'amplificateur divisé par le produit du gain des amplificateurs qui le précède dans la chaîne, soit :

$$T_n = \sum_{i=1}^n \sum_{j<=i}^n G_i \frac{T_{ni}}{\prod_j G_j} \tag{A.5}$$

Par conséquent, le bruit est dominé par celui du 1^{er} amplificateur de la chaîne, pourvu que son gain soit suffisamment grand. C'est pour cette raison que l'on priorise un 1^{er} amplificateur cryogénique dont la température de bruit est minimale plutôt que de placer le 1^{er} étage d'amplification à température ambiante.

A.0.3 Listes des composantes utilisées dans les montages

Amplificateurs :

- MITEQ-AFS4-00101200-18-10P-4 amplificateur directement placé en sortie du réfrigérateur à dilution
- MITEQ-AFPD44-00-101200-30 amplificateur à double sortie
- LNF-LNC1-12A-sn445 amplificateur cryogénique
- FEMTO dc-dhpva-201-rl Amplificateur basse fréquence 0.01-1.2 GHz placé en sortie du mixer IQ qui démultiplie le signal

- 2 Sources PSG E8257D d'Agilent Technologies

- AWG M8190A Agilent Technologies
- Atténuateur variable LXI J7211C
- 2 Mixer IQ IRM0408LC2Q
- Ligne à délai ARRA INC 9428A DC-18 GHz

filtres :

- Mini-circuits VBF-7200 Bandpass(7100-7300) MHz
- Mini-circuits VHF-3800+ (bandpass 4250-10000 MHz)
- Mini-circuits VLF-1800+ Dc-1800
- Mini-circuits VLFX DC-80
- ZFHP R2-S+ 1,2-800 MHz

atténuateurs :

- BW-S3W2+ 3 dB
- BW-S6W2+ 6 dB
- BW-S10W2+ 10 dB

Circulateurs Quinnstar 0XE89 CTH0408KC DC :1325 circulateurs simples

Diplexer :

- K&L microwave 50148 11SZ10-5500/X6500-0 6,5-12 GHz
- K&L microwave 50140 11SM10-00018 D0/NC/18000-0 3,78-7,70 GHz

Bibliographie

- [1] Samuel L. Braunstein et Peter van Loock. Quantum information with continuous variables. *Rev. Mod. Phys.* **77**, 513–577 (2005). [cf. p. 1]
- [2] T. C. Ralph, A. Gilchrist, G. J. Milburn, W. J. Munro et S. Glancy. Quantum computation with optical coherent states. *Phys. Rev. A* **68**, 042319 (2003). [cf. p. 1]
- [3] Marcel Bergmann et Peter van Loock. Quantum error correction against photon loss using multicomponent cat states. *Phys. Rev. A* **94**, 042332 (2016). [cf. p. 1]
- [4] Carlton M. Caves. Quantum-mechanical noise in an interferometer. *Phys. Rev. D* **23**, 1693–1708 (1981). [cf. p. 1]
- [5] Paul G. Kwiat, Klaus Mattle, Harald Weinfurter, Anton Zeilinger, Alexander V. Sergienko et Yanhua Shih. New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs. *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4337–4341 (1995). [cf. p. 1]
- [6] Ling-An Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall et Huifa Wu. Generation of squeezed states by parametric down conversion. *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2520–2523 (1986). [cf. p. 1]
- [7] R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz et J. F. Valley. Observation of squeezed states generated by four-wave mixing in an optical cavity. *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2409–2412 (1985). [cf. p. 1]
- [8] B. Yurke, L. R. Corruccini, P. G. Kaminsky, L. W. Rupp, A. D. Smith, A. H. Silver, R. W. Simon et E. A. Whittaker. Observation of parametric amplification and deamplification in a josephson parametric amplifier. *Phys. Rev. A* **39**, 2519–2533 (1989). [cf. p. 1]
- [9] M. Malnou, D. A. Palken, Leila R. Vale, Gene C. Hilton et K. W. Lehnert. Optimal operation of a josephson parametric amplifier for vacuum squeezing. *Phys. Rev. Appl.* **9**, 044023 (2018). [cf. p. 1, 56]
- [10] L. P. Kouwenhoven, S. Jauhar, J. Orenstein, P. L. McEuen, Y. Nagamune, J. Motohisa et H. Sakaki. Observation of photon-assisted tunneling through a quantum dot. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3443–3446 (1994). [cf. p. 1]
- [11] G. B. Lesovik et L. S. Levitov. Noise in an ac biased junction : Nonstationary aharonov-bohm effect. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 538–541 (1994). [cf. p. 1]

- [12] R. J. Schoelkopf, A. A. Kozhevnikov, D. E. Prober et M. J. Rooks. Observation of “photon-assisted” shot noise in a phase-coherent conductor. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2437–2440 (1998). [cf. p. 1]
- [13] C. W. Sandbo Chang, M. Simoen, José Aumentado, Carlos Sabín, P. Forn-Díaz, A. M. Vadiraj, Fernando Quijandría, G. Johansson, I. Fuentes et C. M. Wilson. Generating multimode entangled microwaves with a superconducting parametric cavity. *Phys. Rev. Appl.* **10**, 044019 (2018). [cf. p. 1, 22]
- [14] Eyob A. Sete et Hichem Eleuch. Strong squeezing and robust entanglement in cavity electromechanics. *Phys. Rev. A* **89**, 013841 (2014). [cf. p. 1]
- [15] R. Movshovich, B. Yurke, P. G. Kaminsky, A. D. Smith, A. H. Silver, R. W. Simon et M. V. Schneider. Observation of zero-point noise squeezing via a josephson-parametric amplifier. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1419–1422 (1990). [cf. p. 1, 56]
- [16] K. Moon et S. M. Girvin. Theory of microwave parametric down-conversion and squeezing using circuit qed. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 140504 (2005). [cf. p. 1]
- [17] A. Bienfait, P. Campagne-Ibarcq, A. H. Küllerich, X. Zhou, S. Probst, J. J. Pla, T. Schenkel, D. Vion, D. Esteve, J. J. L. Morton, K. Moelmer et P. Bertet. Magnetic resonance with squeezed microwaves. *Phys. Rev. X* **7**, 041011 (2017). [cf. p. 2]
- [18] Udson C. Mendes, Sébastien Jezouin, Philippe Joyez, Bertrand Reulet, Alexandre Blais, Fabien Portier, Christophe Mora et Carles Altimiras. Parametric amplification and squeezing with an ac- and dc-voltage biased superconducting junction. *Phys. Rev. Appl.* **11**, 034035 (2019). [cf. p. 2]
- [19] Gabriel Gasse. *Compression en phase et en quadrature dans le bruit de grenaille d’une jonction tunnel*. Mémoire de Maîtrise, Université de Sherbrooke, (2014). [cf. p. 2, 6]
- [20] Jean-Charles Forgues. *Étude du bruit de grenaille dans un conducteur simple : observation d’enchevêtrement, de compression d’état à deux modes et du quatrième cumulant des fluctuations statistiques dans le courant émis par une jonction tunnel*. Thèse de Doctorat, Université de Sherbrooke, (2016). [cf. p. 2, 22]
- [21] Lafe Frederick Spietz. *The Shot Noise Thermometer*. Thèse de Doctorat, Yale University, (2006). [cf. p. 3, 14]
- [22] M. Büttiker. Scattering theory of current and intensity noise correlations in conductors and wave guides. *Phys. Rev. B* **46**, 12485–12507 (1992). [cf. p. 3]
- [23] J. B. Johnson. Thermal agitation of electricity in conductors. *Phys. Rev.* **32**, 97–109 (1928). [cf. p. 5]
- [24] H. Nyquist. Thermal agitation of electric charge in conductors. *Phys. Rev.* **32**, 110–113 (1928). [cf. p. 5]
- [25] Walter Schottky. On spontaneous current fluctuations in various electrical conductors. *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS* **17**(4), 1 – 11 (2018). [cf. p. 6]

- [26] Yu-Shen Liu et Yu-Chang Chen. Counting statistics in nanoscale junctions. *Phys. Rev. B* **83**, 035401 (2011). [cf. p. 6]
- [27] A. A. Kozhevnikov, R. J. Schoelkopf et D. E. Prober. Observation of photon-assisted noise in a diffusive normal metal–superconductor junction. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3398–3401 (2000). [cf. p. 6]
- [28] Adeline Crépieux, Pierre Devillard et Thierry Martin. Photoassisted current and shot noise in the fractional quantum hall effect. *Phys. Rev. B* **69**, 205302 (2004). [cf. p. 6]
- [29] C. L. Kane et Matthew P. A. Fisher. Nonequilibrium noise and fractional charge in the quantum hall effect. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 724–727 (1994). [cf. p. 6]
- [30] Yaakov Shaked, Yoad Michael, Rafi Z. Vered, Leon Bello, Michael Rosenbluh et Avi Pe’er. Lifting the bandwidth limit of optical homodyne measurement with broadband parametric amplification. *Nat. Commun.* **5**, 12548 (2019). [cf. p. 7]
- [31] J. Gabelli et B. Reulet. The noise susceptibility of a coherent conductor. Dans *Noise and Fluctuations in Circuits, Devices, and Materials*, Massimo Macucci, Lode K.J. Vandamme, Carmine Ciofi et Michael B. Weissman, tome 6600, 246 – 257. International Society for Optics and Photonics, SPIE, (2007). [cf. p. 8]
- [32] Gabriel Gasse, Christian Lupien et Bertrand Reulet. Observation of squeezing in the electron quantum shot noise of a tunnel junction. *Phys. Rev. Lett.* **111**, 136601 (2013). [cf. p. 14, 19]
- [33] C. Eichler, D. Bozyigit, C. Lang, M. Baur, L. Steffen, J. M. Fink, S. Filipp et A. Wallraff. Observation of two-mode squeezing in the microwave frequency domain. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 113601 (2011). [cf. p. 22]
- [34] You. Zhou, Qi Zhao, Xiao Yuan et Xiongfeng Ma. Detecting multipartite entanglement structure with minimal resources. *npj Quantum Information* **9**, 83 (2018). [cf. p. 23]
- [35] Pasi Lähteenmäki, Gheorghe Sorin. Paraoanu, Juha Hassel et Pertti J. Hakonen. Coherence and multimode correlations from vacuum fluctuations in a microwave superconducting cavity. *Nat. Commun.* **7**, 609 (2016). [cf. p. 58]
- [36] David Edward Bruschi, Carlos Sabín, Pieter Kok, Göran Johansson, Per Delsing et Ivette Fuentes. Towards universal quantum computation through relativistic motion. *Sci. Rep.* **6**(1) (2016). [cf. p. 58]