

# UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE DE LA RÉGION PARISIENNE  
LABORATOIRE DE PHYSIQUE DES SOLIDES

DISCIPLINE : PHYSIQUE DES SOLIDES

## THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 13 janvier 2014 par

# Bastien Dassonneville

**Dynamics of Andreev states  
in a normal metal - superconductor ring:**  
Supercurrent fluctuations and spectroscopy of the minigap

Directrice de thèse : Hélène Bouchiat

Composition du jury :

Président du jury : Marco Aprili

Rapporteurs : Jérôme Cayssol

Hervé Courtois

Examineurs : Mikhaïl Feigel'man

Cristian Urbina

# Résumé

Lorsqu'une jonction SNS composée de deux supraconducteurs (S) séparés par un métal normal (N) est refroidie à suffisamment basse température, on observe une annulation de sa résistance (voir fig.1), le métal normal devient alors supraconducteur par proximité. Ce phénomène est relié à l'apparition d'un courant non-dissipatif à l'équilibre dont l'amplitude est contrôlée par la différence de phase entre les électrodes supraconductrices ; c'est l'effet Josephson dc.

Les mesures de transport usuelles sont peu appropriées pour obtenir des informations sur le supercourant, de par sa nature non-dissipative. Les seules quantités accessibles dans ce type d'expériences sont le courant de transition, qui correspond au courant pour lequel la jonction passe de l'état non-dissipatif à l'état dissipatif, et le courant de repiégeage, de l'état résistif à l'état non-dissipatif (voir fig.1). Pour étudier les propriétés d'équilibre d'une jonction SNS, il est nécessaire de réaliser une polarisation en phase. Une géométrie annulaire est nécessaire pour cela: un anneau NS est percé par un flux magnétique  $\Phi$  ce qui permet de contrôler directement la phase  $\varphi$  qui est reliée au flux par :

$$\varphi = -2\pi \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad (1)$$

où

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

est le quantum de flux supraconducteur. L'émergence d'un gap dépendant de la phase, appelé minigap, dans la densité d'états du métal normal a été observée par spectroscopie tunnel [1]; la dépendance en température de la relation courant-phase a également été obtenue par magnétométrie [2] (voir fig2).

Ces observations avec une polarisation en phase statique sont en bon accord avec la théorie quasiclassique de l'effet de proximité. On peut maintenant se poser la question de la dynamique de l'effet de proximité : Comment évolue la relation courant-phase avec une polarisation en phase à haute fréquence ? Quels sont les temps caractéristiques et les mécanismes qui régissent cette évolution ?

Pour répondre à ces questions, nous avons mesuré la réponse d'un anneau NS polarisé avec une phase  $\varphi$  qui a une composante continue ainsi qu'une petite composante oscillante. La réponse du courant à une excitation en phase à des fréquences  $f$  allant de 200 MHz à 14GHz donne accès à la susceptibilité magnétique  $\chi(\varphi, f)$  dont la partie réelle  $\chi'$  renseigne sur la réponse non dissipative tandis que la partie imaginaire  $\chi''$  informe sur la dissipation. La susceptibilité est obtenue en mesurant la modification des modes propres d'un résonateur supraconducteur auquel est couplé l'anneau. De manière attendue,  $\chi'$  est simplement la dérivée en phase du supercourant à basse fréquence, révélant ainsi la relation courant-phase. Fait plus surprenant, nous avons observé l'émergence de deux contributions à plus haute fréquence. La première est reliée à la relaxation des populations mises hors-équilibre par l'excitation. Elle est associée à un bruit de supercourant. La seconde contribution correspond à des transitions induites. D'après notre analyse de l'expérience, elle devrait permettre de réaliser la spectroscopie du minigap.

Pour présenter ces résultats, nous allons décrire la technique d'excitation et de détection à haute fréquence que nous avons utilisée. Ensuite nous présentons la description théorique que nous avons développée pour décrire nos observations. Enfin nous analysons les résultats expérimentaux à la lumière de cette description théorique.

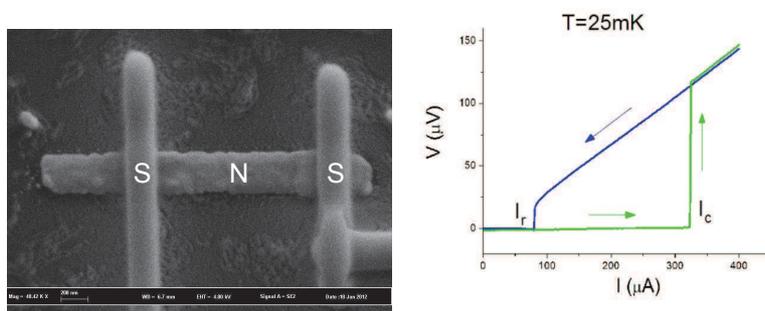


Figure 1: **Gauche:** Jonction SNS **Droite:** Relation Tension-Courant. Le système passe dans l'état résistif pour des courants plus grands que le courant critique  $I_c$

## Principe de la mesure haute fréquence: couplage d'un anneau NS à un résonateur

Le principe de la mesure est présenté en fig.3. Pour réaliser une polarisation en phase à haute fréquence, un anneau NS est inséré dans un résonateur supraconducteur multimode. Le résonateur crée un flux magnétique  $\Phi_{ac}$  à sa fréquence de résonance tandis qu'une bobine permet de contrôler le flux

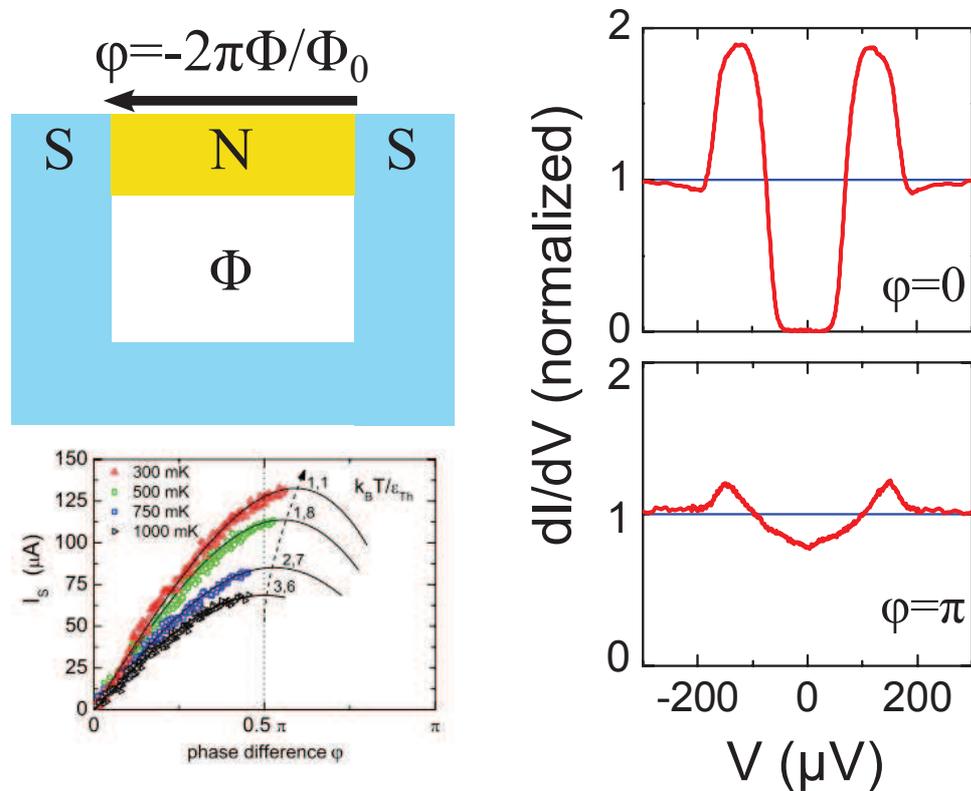


Figure 2: **Gauche haut:** Principe de la polarisation en phase **Gauche bas:** La relation courant-phase d'un anneau NS a été mesurée par magnétométrie [2]. **Droite:** La dépendance en phase du minigap a été observé par spectroscopie tunnel [1]

dc. Cela permet de réaliser une polarisation en phase où la phase oscille avec une petite amplitude autour d'une valeur moyenne. Cette dernière est balayée de 0 à  $2\pi$  afin de sonder tout le spectre. La détection de la réponse du courant à cette excitation en phase se fait en mesurant le changement des modes propres du résonateur: la partie non-dissipative de la réponse est reliée à un changement de fréquence de résonance et la partie dissipative à un changement de facteur de qualité.

Le dispositif expérimental est présenté en fig.4. Le résonateur consiste en un double méandre de 20 cm. Il est fabriqué à partir d'un film de Nb de  $1\mu\text{m}$  d'épaisseur. Lorsqu'un anneau NS est inséré en bout de lignes, ses fréquences de résonances se trouvent à des multiples impairs de 190 MHz. Nous avons observé des résonances jusqu'à 14 GHz et mesuré des facteurs de qualité de l'ordre de  $10^4$ .

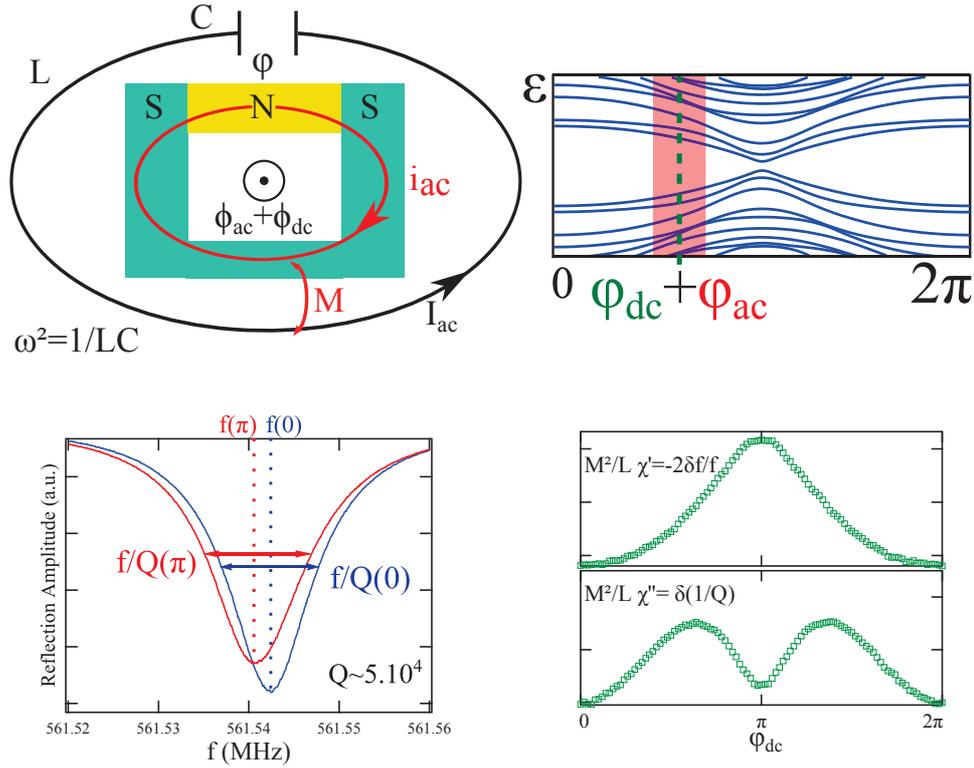


Figure 3: Principe de l'expérience. **Haut gauche:** Un résonateur LC est couplé à un anneau NS percé par un flux  $\Phi_{dc}$ . Le courant dans le résonateur oscille à la fréquence  $\omega$  ce qui crée un flux ac  $\Phi_{ac}$  dans l'anneau. Le courant ac induit dans l'anneau modifie à son tour la résonance du résonateur. **Bas:** une phase dc  $\varphi_{dc}$  est fixé avec une bobine (pointillés). Une modulation d'amplitude  $\varphi_{ac}$  autour de cette valeur est fournie par le résonateur à ses fréquences propres.  $\varphi_{dc}$  est balayée de 0 à  $2\pi$  pour sonder la totalité du spectre. **Haut droite:** Amplitude de réflexion à  $\varphi_{dc} = 0$  et  $\varphi_{dc} = \pi$ . On peut remarquer la variation de fréquence de résonance et de facteur de qualité quand la phase est changée.

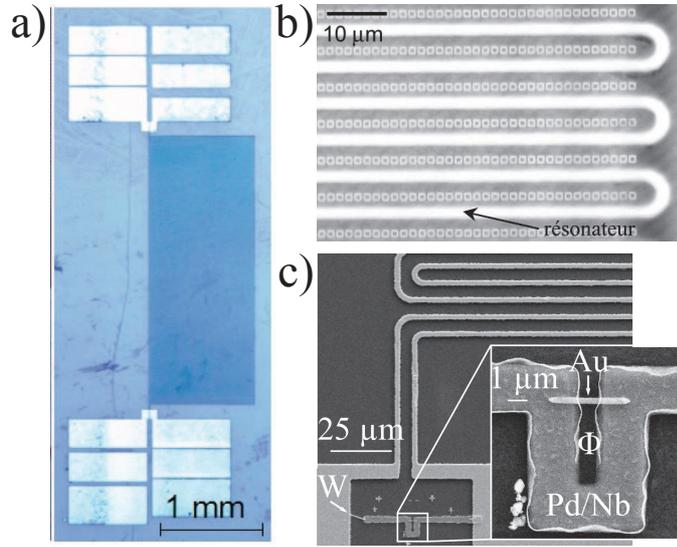


Figure 4: Dispositif de polarisation en phase à fréquence finie. **a)** Résonateur multimode en Nb qui fournit l'excitation et la détection à ses fréquences propres. **b)** Ce résonateur permet de détecter les courants permanents d'un ensemble d'anneaux normaux déposés à la surface du résonateur (d'après [3]). Il permet également de sonder les propriétés d'un anneau NS unique, ici **(c)** connecté aux capacités de couplage du résonateur.

## Prédictions théorique

Nous nous intéressons à la réponse linéaire d'un anneau hybride NS. Pour déterminer son expression théorique nous avons suivi la démarche développée par Trivedi et Browne dans [4] qui consiste à déterminer la conductance par une approche à la Kubo. Cette approche est toutefois modifiée par l'introduction d'un terme de relaxation dans l'équation de Liouville qui traduit le (faible) couplage du système électronique à un bain thermique (par exemple le bain de phonons) et par la topologie de l'anneau. Dans ce cadre, la susceptibilité  $\chi$  peut se décomposer en:

$$\chi = \chi_J + \chi_D + \chi_{ND} \quad (3)$$

où

$$\chi_J(\varphi, T) = -\frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\partial I_J}{\partial \varphi} \quad (4)$$

décrit la réponse adiabatique;

$$\chi_D(\omega, \varphi, T) = -\frac{i\omega}{\gamma_D - i\omega} \sum_n i_n^2 \frac{\partial f_n}{\partial \epsilon_n} \quad (5)$$

décrit la relaxation des populations vers leur distribution d'équilibre;

$$\chi_{ND}(\omega, \varphi, T) = - \sum_{n,m \neq n} |J_{nm}|^2 \frac{f_n - f_m}{\epsilon_n - \epsilon_m} \frac{i\hbar\omega}{i(\epsilon_n - \epsilon_m) - i\hbar\omega + \hbar\gamma_{nm}} \quad (6)$$

décrit des transitions induites dans le spectre.

Nous avons caractérisé ces différentes contributions en suivant à la fois une approche analytique et numérique. L'approche numérique repose sur une diagonalisation de l'Hamiltonien de Bogoliubov-de Gennes dans le cadre d'un modèle de liaisons fortes. L'ensemble de nos prédictions théoriques sont présentées de manière synthétique sur la fig.5.

*\*réponse adiabatique*

Le terme adiabatique  $\chi_J$  correspond simplement à la dérivée du supercourant par rapport à la phase. A haute température ( $T > E_g$ ), Fuechsle *et al.* ont montré que la relation courant-phase  $I_J(\varphi)$  est simplement sinusoidale [2]:

$$I_J(\varphi) = I_c \sin \varphi \quad (7)$$

où  $I_c$  est le courant non-dissipatif maximal, appelé courant critique.

Dans ce régime de haute température, la dépendance en température de l'amplitude de  $\chi_J$  est celle du courant critique. Cela nous permet de caractériser les anneaux NS en déterminant leur énergie de Thouless. En effet, Dubos *et al.* ont montré que le courant critique décroît exponentiellement avec la température sur l'échelle de  $E_{Th}$  [5]. Nous avons ainsi accès à la valeur du minigap  $E_g = 3E_{Th}$ , échelle d'énergie fondamentale de la jonction.

*\*terme de relaxation*

Lorsqu'une excitation de phase ac  $\varphi_{ac}$  est appliquée autour d'une valeur moyenne  $\varphi_{dc}$ , les paires d'Andreev se retrouvent hors-équilibre. En effet, les niveaux d'énergie dépendent de la phase et il faut un temps  $\tau_{in}$ , le temps de collision inélastique, pour que les populations se mettent à l'équilibre thermique. Si l'excitation est plus rapide que le temps de retour à l'équilibre  $\tau_{in}$ , la réponse est modifiée par rapport au cas adiabatique et le terme  $\chi_D$  apparaît.

Sa dépendance en  $i_n^2$  lui donne une dépendance en phase remarquable qui a une périodicité presque moitié celle du courant Josephson. La dépendance en phase de ce terme pour une jonction longue et diffusive a été calculée par P. Virtanen *et al.* dans le cadre de la théorie quasiclassique [6].

Sa dépendance en fréquence est indépendante de sa dépendance en phase. Pour la partie non-dissipative, elle suit la loi suivante:

$$\frac{\omega^2 \tau_{in}^2}{1 + \omega^2 \tau_{in}^2} \quad (8)$$

qui sature à haute fréquence  $\omega \tau_{in} \gg 1$ . Pour la partie dissipative on a:

$$\frac{\omega \tau_{in}}{1 + \omega^2 \tau_{in}^2} \quad (9)$$

qui est maximum pour  $\omega\tau_{in} \sim 1$ .

*\*terme de transition*

Ce terme décrit des transitions induites dans le spectre. Sa dépendance en phase est non triviale car elle est donnée à la fois par les éléments non-diagonaux de l'opérateur courant  $J_{nm}^2$  et par les termes en  $\frac{f_n - f_m}{\epsilon_n - \epsilon_m} \frac{i\hbar\omega}{i(\epsilon_n - \epsilon_m) - i\hbar\omega + \hbar\gamma_{nm}}$ . On peut toutefois analyser séparément ces deux contributions.

La deuxième domine à basse température et haute fréquence. Dans ce régime on néglige la dépendance en phase des  $J_{nm}^2$ . On peut alors montrer que la dépendance en phase de  $\chi''_{ND}$  suit celle du minigap et l'on a alors:

$$\chi''_{ND} = G_N\omega(1 - E_g(\varphi)/E_g(0)) \quad (10)$$

On réalise alors la **spectroscopie du minigap**. Dans le régime opposé des hautes températures et basses fréquences, les  $J_{nm}^2$  imposent leur dépendance en phase. Celle-ci est opposée à la dépendance en phase des éléments diagonaux de l'opérateur courant<sup>1</sup>. On a alors:

$$\chi''_{ND} \sim -\chi''_D \quad (11)$$

Les simulations numériques sont en accord avec ces prédictions. Il est intéressant de noter que les  $J_{nm}^2$  agissent comme des **règles de sélection** qui favorisent les transitions entre des états symétriques électron-trou.

## Observations expérimentales

Nous décrivons dans cette section l'évolution en phase, en température et en fréquence de la susceptibilité d'un anneau hybride composé d'un bi-couche Pd(6nm)Nb(100nm) pour la partie supraconductrice et d'un fil d'or pour la partie normale. La théorie que nous avons esquissé dans les sections précédentes permet de bien rendre compte de cette évolution pourvu que les expériences soient menées dans le régime des basses fréquences et des hautes températures. Il semblerait que cette description soit insuffisante à basse température et haute fréquence, d'après nos résultats préliminaires dans ce régime.

### Evolution en fréquence de la susceptibilité

Lorsque la fréquence d'excitation augmente, la dépendance en phase de la réponse évolue comme montré sur la fig.7. Sur la partie non-dissipative, on voit que la réponse à basse fréquence correspond à la réponse adiabatique mais lorsque l'on augmente la fréquence, des contributions non-adiabatiques apparaissent avec l'émergence d'un maximum local autour de 0. On peut toutefois noter que l'amplitude entre 0 et  $\pi$  ne dépend pas de la fréquence.

<sup>1</sup>cela vient du fait que  $Tr(J)$  est indépendant de la phase

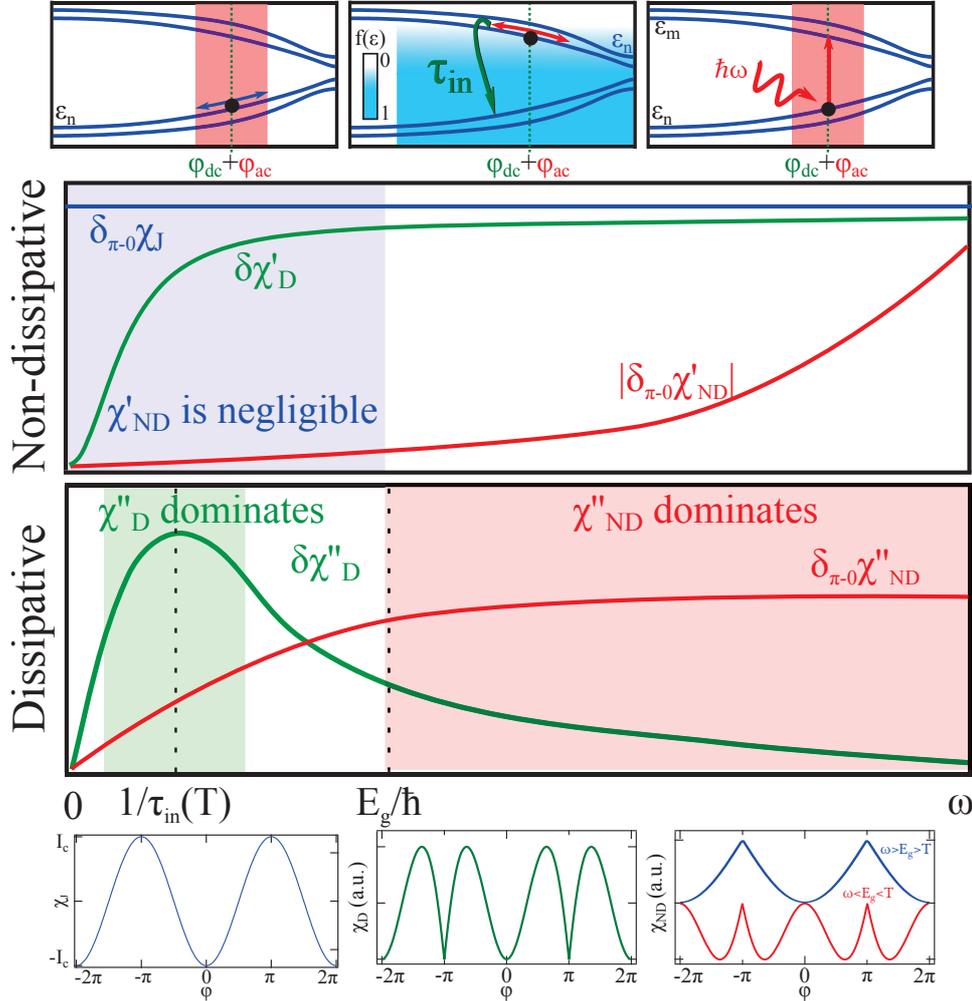


Figure 5: **Haut:** Schéma des mécanismes physique à l'origine de la réponse à fréquence finie : (Gauche:) la réponse adiabatique  $\chi_J$ ; (Milieu:) la relaxation des populations mises hors-équilibre par la polarisation en phase à fréquence finie, notée  $\chi_D$ ; (droite:) les transitions induites, notées  $\chi_{ND}$ . **Milieu:** Dépendance en fréquence schématique de chaque contribution pour la réponse non-dissipative (Haut) et dissipative (Bas). A basse fréquence,  $\chi'_{ND}$  est négligeable et  $\chi''$  est dominé par  $\chi''_D$  lorsque  $\omega\tau_{in} \sim 1$ . A haute fréquence  $\chi''$  est dominé par  $\chi''_{ND}$ . **Bas:** Dépendance en phase de chaque contribution.  $\chi_J$  est un cosinus quand la relation courant-phase à l'équilibre est purement sinusoïdale,  $\chi_D$  a une période qui est presque la moitié de celle de  $\chi_J$ . La dépendance en phase de  $\chi_{ND}$  dépend de la température et de la fréquence. A basse température et haute fréquence,  $\chi_{ND}$  reproduit le mini-gap tandis qu'à basse fréquence et haute température  $\chi_{ND}$  a une dépendance en phase qui est l'opposée de celle de  $\chi_D$ .

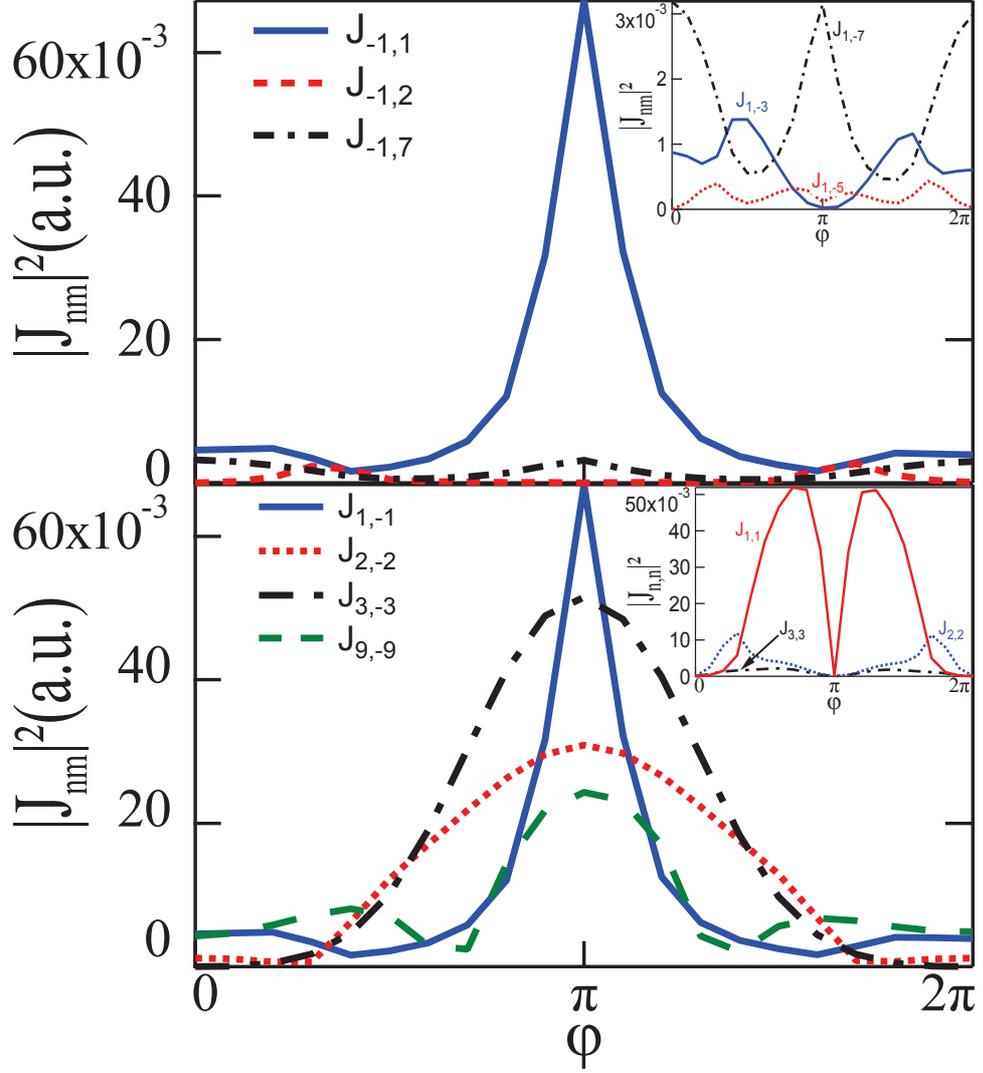


Figure 6: Dépendance en phase des éléments de matrice non-diagonaux de l'opérateur courant obtenue par diagonalisation exacte du spectre d'un anneau NS dont la taille de la partie normale est  $90 \times 30$  et  $W/t = 2$ . L'amplitude du minigap est  $2E_g(0) = 8\delta_N$ . **Haut:** Dépendance en phase des éléments de matrice non-diagonaux de l'opérateur courant  $|J_{-1,n}|^2$  qui couplent le plus haut niveau au-dessous du minigap aux niveaux au-dessus du minigap. Insert: zoom sur  $|J_{-1,n}|^2$  avec  $n > 1$ . Ces éléments ont une petite dépendance en phase comparée à celle de  $|J_{-1,1}|^2$ . **Bas:** Dépendance en phase des éléments de matrice non-diagonaux qui sont symétriques électron-trou comparée à celle des éléments diagonaux (Insert).

Pour la partie dissipative, on observe à basse fréquence une dépendance en phase qui a une période presque moitié celle du supercourant. Quand on augmente la fréquence, la réponse s'annule presque totalement sauf à  $\pi$  puis à plus haute fréquence encore la dépendance en phase devient l'opposée de celle à basse fréquence.

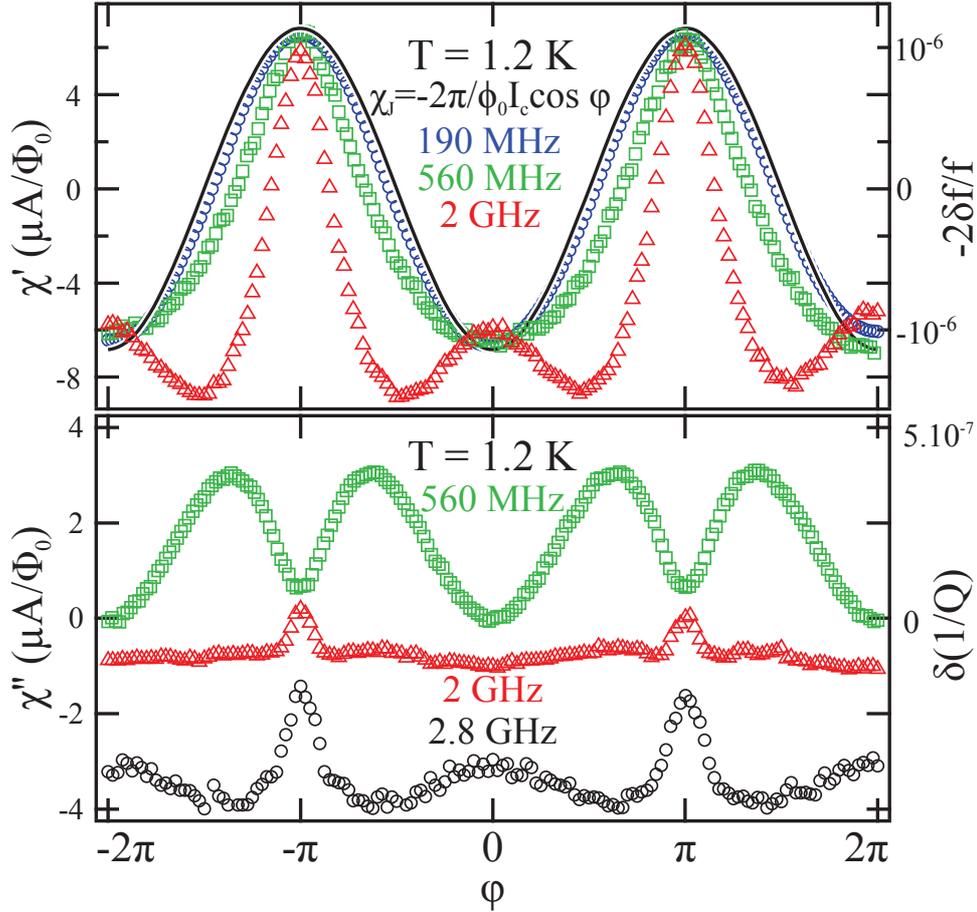


Figure 7: Réponse non-dissipative  $\chi'$  et dissipative  $\chi''$  à plusieurs fréquences ( $f_0 = 190\text{MHz}$ ,  $f_1 = 560\text{MHz}$ ,  $f_5 = 2\text{GHz}$ ,  $f_7 = 2.8\text{GHz}$ ) et  $T = 1.2\text{K}$ . On peut remarquer que l'amplitude de  $\chi'$  entre 0 et  $\pi$  ne dépend pas de la fréquence alors que son contenu en harmonique en dépend.

### Evolution de la réponse adiabatique

La dépendance en température de la réponse adiabatique est celle du courant critique (voir fig.8). Cela nous permet de déterminer l'énergie de Thouless et donc l'amplitude du minigap. On trouve

$$E_g \sim 210\text{mK} \sim 4.5\text{GHz} \quad (12)$$

C'est cette énergie qui fixe les régimes de fréquence et de température.

Si on regarde l'évolution en fréquence de l'amplitude de  $\chi'$ , on remarque qu'elle est indépendante de la fréquence. Cela permet d'affirmer que  $\chi'_{ND}$  peut être négligé à basse fréquence.

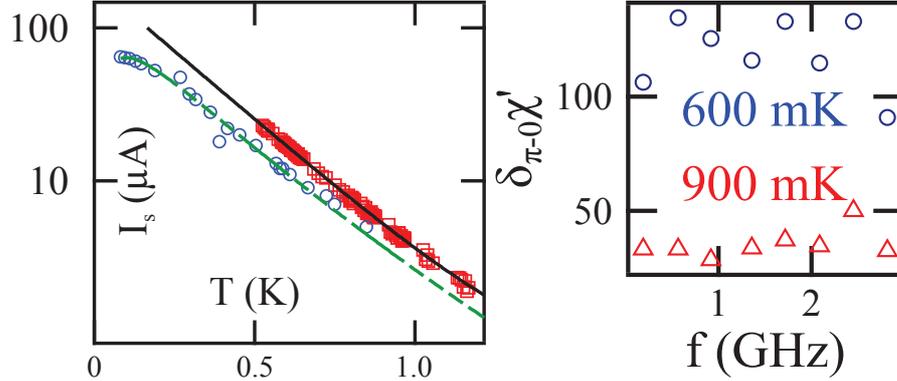


Figure 8: **Gauche:**Dépendance en température de  $\chi'$ . **Droite:** Dépendance en fréquence de  $\chi'$ .

### Evolution du terme de relaxation

Dans le régime des basses fréquences et hautes températures,  $\chi'_{ND}$  est négligeable et la réponse est simplement:

$$\chi' = \chi_J + \chi'_D \quad (13)$$

donc  $\chi'_D$  s'obtient facilement par soustraction d'un cosinus au signal mesuré. En outre, la partie dissipative du signal est dominée par le terme diagonal quand  $\omega\tau_{in} \sim 1$  (voir fig.9). On obtient ainsi de manière indépendante  $\chi'_D$  et  $\chi''_D$ .

Les dépendances en phase et en fréquence ainsi extraites sont comparées aux prédictions théoriques de [6]. Un bon accord est observé. Un ajustement de la dépendance en fréquence de  $\delta\chi'_D$  et  $\delta\chi''_D$  à différentes températures permet d'obtenir la dépendance en température du temps de collision inélastique  $\tau_{in}$ . Cette dernière est assez surprenante car elle est compatible avec une loi en  $T^{-3}$  alors qu'on s'attend à ce que l'interaction dominante à des températures inférieures à 1 K soit l'interaction électron-électron, qui a une dépendance en température en  $1/T$  pour un système de taille finie [7, 8]. De plus, sa valeur à 1 K est un ordre de grandeur plus petite que ce qui a pu être observé dans des fils d'or semblables [9]. Il est possible que le temps de collision inélastique soit dans notre cas limité par la présence d'ondes de spin dans la couche de Pd à l'interface entre l'or et le Nb.

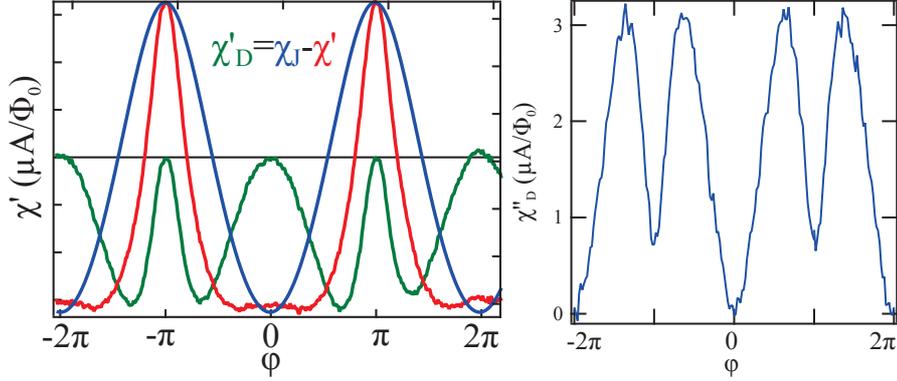


Figure 9: **Gauche:** Extraction du terme diagonal sur  $\chi'$ . **Droite:** Le terme diagonal domine la dissipation quand  $\omega\tau_{in} \sim 1$ .

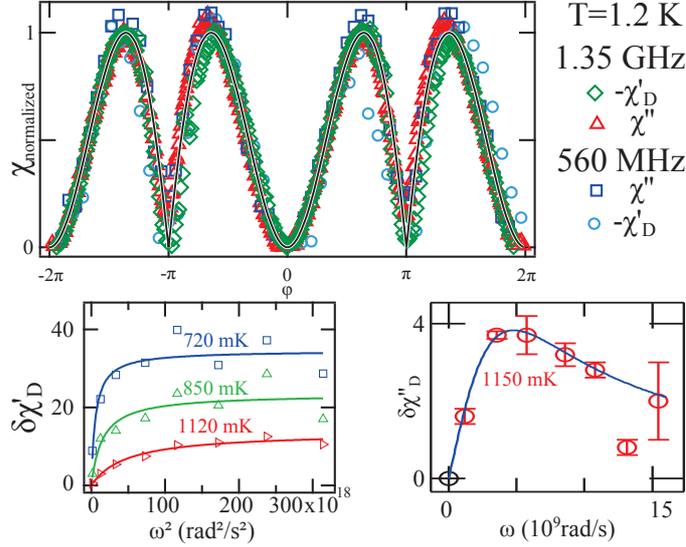


Figure 10: **Haut:** Dépendances en phase expérimentales à  $T = 1.2 K$  (symboles ouverts) comparées à  $F_U$  (trait plein). Les courbes ont été normalisées. Les données sont  $\chi''$  (carrés),  $|\chi'_D| = \chi_J - \chi'$  (cercles) à  $f_1 = 560 MHz$  et  $\chi''$  (triangles),  $|\chi'_D| = \chi_J - \chi'$  (diamants) à  $f_3 = 1.35 GHz$ . A haute température et pour  $f \lesssim E_{Th}/h$ , les données expérimentales  $\chi_J - \chi'$  et  $\chi''$  sont en très bon accord avec les prédictions théoriques des équations d'Usadel  $F_U$ . **Bas gauche:** Dépendance en fréquence de  $\delta\chi'_D$ : le maximum de  $-\chi'_D(\varphi)$ , à différentes températures (symboles) comparée aux prédictions théoriques de l'Eq.8. **Bas droite:** Dépendance en fréquence de  $\delta\chi''_D$  à 1.15K (cercles) comparée aux prédictions théoriques de l'Eq.9.

D'après le théorème fluctuation-dissipation, la partie dissipative de la réponse est reliée à des fluctuations de courant. En particulier, la partie

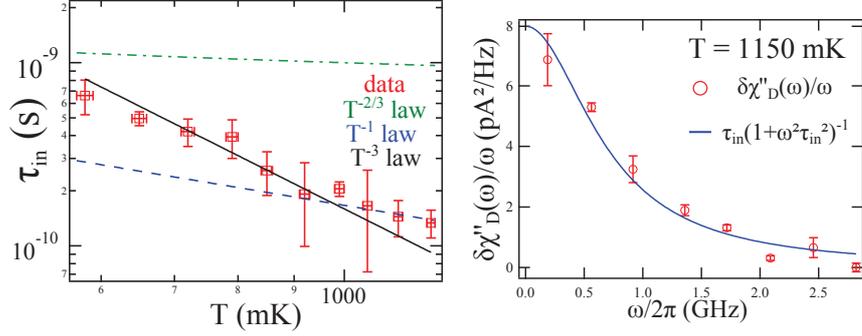


Figure 11: **Gauche:** Dépendance en température du temps de collision inélastique. Il est extrait des ajustements de la dépendance en fréquence de  $\delta\chi'_D$  à différentes températures. La courbe en trait plein est une loi en  $T^{-3}$ . **Droite:** Dépendance en fréquence du bruit du supercourant déduit des mesures de  $\chi''_D$ . Il est fini à fréquence nulle avec une amplitude de  $\sum i_n^2 \frac{\partial f_n}{\partial \epsilon_n}$  et il dépend de la fréquence comme  $(1 + \omega^2 \tau_{in}^2)^{-1}$ .

dissipative du terme diagonal  $\chi''_D$  correspond à un bruit en courant  $S_I$  tel que:

$$S_I(\omega) = \frac{2}{\pi} \frac{k_B T \chi''_D(\omega)}{\omega} = \frac{2}{\pi} k_B T \sum_n i_n^2(\varphi) \frac{\partial f_n}{\partial \epsilon_n} \left[ \frac{\tau_{in}}{1 + (\omega \tau_{in})^2} \right] \quad (14)$$

Cela signifie donc que le supercourant est bruyant ce qui peut paraître contre-intuitif car les fluctuations sont habituellement associées à une résistance finie à fréquence nulle.

### Evolution du terme de transition

A haute fréquence, le terme de transition est directement observé sur  $\chi''$  tandis qu'à plus basse fréquence  $\chi''_D$  et  $\chi''_{ND}$  contribuent tous deux à la réponse. On extrait alors  $\chi''_{ND}$  en utilisant le fait que:

$$\chi''_{ND} = -\chi'_D / \omega \tau_{in} \quad (15)$$

On observe qu'à basse fréquence et à haute température  $\chi''_{ND}$  présente un maximum local autour de 0 tandis qu'à haute fréquence et basse température  $\chi''_{ND}$  a une dépendance en phase semblable à celle du minigap. Cela est en accord avec nos prédictions théoriques.

Si l'on considère maintenant l'évolution en fréquence de  $\delta_{\pi-0} \chi''_{ND}$ , l'amplitude entre 0 et  $\pi$ , on observe qu'elle augmente linéairement avec la fréquence avec une pente qui dépend de la température. La pente devrait saturer à  $G_N$  pour des températures plus petites que  $2E_g = 410mK$ . De plus, la dépendance en température de  $\delta_{\pi-0} \chi''_{ND}$  est donnée par celle de  $\delta_{\pi-0} \chi'_D / T$ . Ces observations sont en accord avec nos prédictions théoriques.

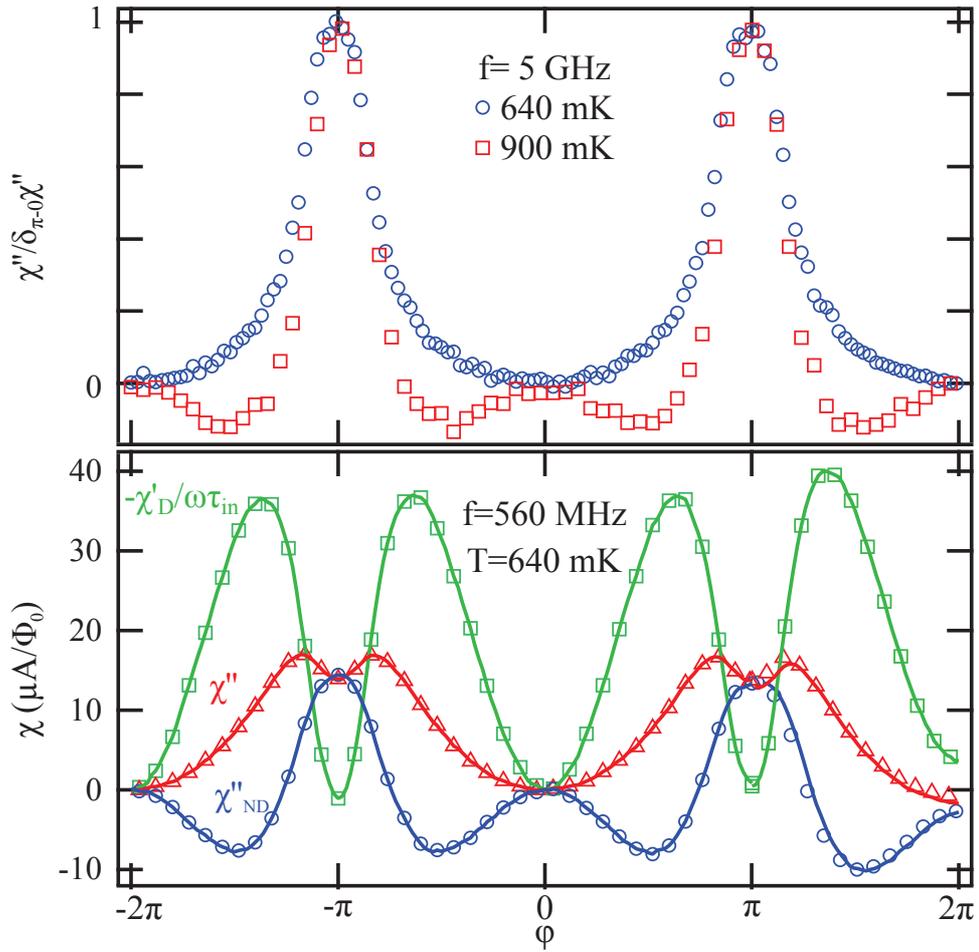


Figure 12: **Haut:** A haute fréquence,  $\chi''$  est dominé par  $\chi''_{ND}$ ;  $\chi''_{ND}$  est ainsi directement observé. **Bas:** A basse fréquence,  $\chi''_{ND}$  est obtenu en soustrayant  $\frac{\chi'_D}{\omega\tau_{in}}$  à  $\chi''$ . On peut remarquer que la dépendance en phase de  $\chi''_{ND}$  dépend fortement de la température et de la fréquence, contrairement à celle de  $\chi_D$ .

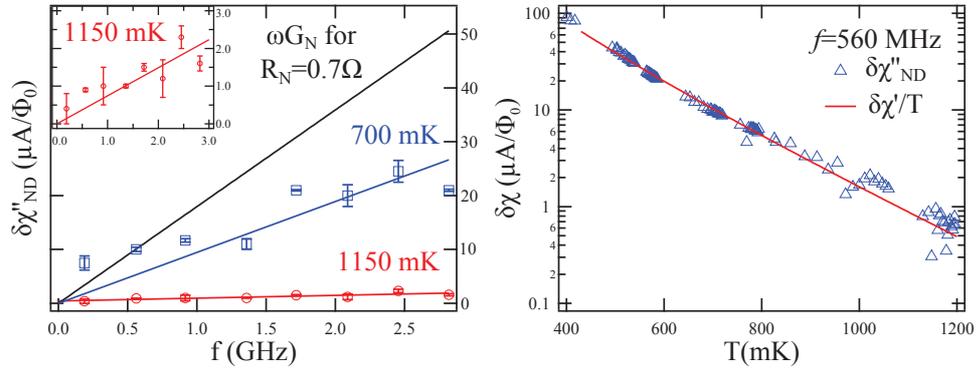


Figure 13: Dépendance en fréquence (**Gauche**) et température (**Droite**) de  $\delta\chi''_{ND}$ . La dépendance en température est à  $f=560$  MHz . L'insert montre la dépendance en fréquence de  $\delta\chi''_{ND}$  à 1150 mK.

## conclusion

Nous avons exploré la dynamique d'une jonction SNS longue et diffusive en polarisant en phase un anneau NS à haute fréquence et proche de l'équilibre et en mesurant sa susceptibilité  $\chi$ . Nous avons observé l'évolution de la dépendance en phase de  $\chi$  dans une large gamme de température et de fréquence. Nous avons développé un modèle en utilisant une approche à la Kubo pour analyser nos observations. D'après cette approche, la réponse peut s'écrire sous la forme de trois contributions distinctes qui correspondent à des processus physiques distincts.

La réponse adiabatique  $\chi_J$  est simplement la dérivée par rapport à la phase du supercourant. Sa dépendance en température permet de déterminer l'amplitude du minigap.

La première contribution non-adiabatique décrit le retour à l'équilibre des populations mises hors-équilibre par l'excitation. Ce retour à l'équilibre se fait sur un temps  $\tau_{in}$ , le temps de collision inélastique. Ce terme de relaxation domine la conductance pour des fréquences telles que  $\omega\tau_{in} \sim 1$ . D'après le théorème fluctuation-dissipation, on peut relier ce terme à un bruit thermique à l'équilibre dans une jonction SNS.

La première contribution non-adiabatique décrit des transitions induites. Sa dépendance en fréquence évolue sur des échelles de l'ordre de  $E_g/h$ . Sa dépendance en phase est complexe et dépend de la fréquence et de la température. Sa description implique l'existence de règles de sélection qui favorisent les transitions symétriques électron-trou. De plus, d'après notre analyse de l'expérience, cette contribution devrait permettre de réaliser la spectroscopie du minigap dans un régime de basse température et haute fréquence qui n'a pas été exploré expérimentalement.

Ces résultats montrent que de telles mesures à fréquence finie et proches

de l'équilibre révèlent des propriétés des jonctions SNS inaccessibles par des expériences de transport standards.

# Bibliography

- [1] H. le Sueur, P. Joyez, H. Pothier, C. Urbina, and D. Esteve. Phase Controlled Superconducting Proximity Effect Probed by Tunneling Spectroscopy. *Physical Review Letters*, 100(19):1–4, May 2008.
- [2] M. Fuechsle, J. Bentner, D. Ryndyk, M. Reinwald, W. Wegscheider, and C. Strunk. Effect of Microwaves on the Current-Phase Relation of Superconductor–Normal-Metal–Superconductor Josephson Junctions. *Physical Review Letters*, 102(12):9–12, March 2009.
- [3] Richard Deblock. *Cohérence aux échelles mésoscopiques : réponse électromagnétique d’anneaux isolés et supercourants dans les nanotubes de carbone*. PhD thesis, 2001.
- [4] N Trivedi and DA Browne. Mesoscopic ring in a magnetic field: Reactive and dissipative response. *Physical Review B*, 38(14), 1988.
- [5] P Dubos, H Courtois, and B Pannetier. Josephson critical current in a long mesoscopic SNS junction. *Physical Review B*, 63:1–5, 2001.
- [6] Pauli Virtanen, F. Sebastián Bergeret, Juan Cuevas, and Tero Heikkilä. Linear ac response of diffusive SNS junctions. *Physical Review B*, 83(14), April 2011.
- [7] Christophe Texier and Gilles Montambaux. Dephasing due to electron-electron interaction in a diffusive ring. *Physical Review B*, 72(11):1–20, September 2005.
- [8] Y. Blanter. electron-electron scattering rate in disorder mesoscopic systems. *Phys. Rev. B*, 54:12807, 1997.
- [9] F Pierre. *Interactions électron-électron dans les fils mésoscopiques*. PhD thesis, 2001.