“ Circuits à supraconductivité faible : Un exemple de supraconductivité dépendant du temps ”

R. Adde

► To cite this version:

R. Adde. “ Circuits à supraconductivité faible : Un exemple de supraconductivité dépendant du temps ”. *Revue de Physique Appliquée*, 1973, 8 (4), pp.451-454. 10.1051/rphysap:0197300804045100 . jpa-00243713

HAL Id: jpa-00243713

<https://hal.science/jpa-00243713>

Submitted on 1 Jan 1973

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

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

« CIRCUITS A SUPRACONDUCTIVITÉ FAIBLE : UN EXEMPLE DE SUPRACONDUCTIVITÉ DÉPENDANT DU TEMPS »

R. ADDE

Institut d'Electronique Fondamentale,
Bâtiment 220, Université Paris-Sud, 91-Orsay, France

Résumé. — Le mécanisme de glissement de phase périodique dans un micropont supraconducteur à une dimension est passé en revue ainsi que l'application à ce système de la théorie de Ginzburg-Landau dépendant du temps.

Abstract. — The periodic phase slip mechanism in a one dimensional superconducting micro-bridge and the application of the time-dependent Ginzburg-Landau theory to this system are reviewed.

De nombreuses applications de la supraconductivité en électronique font implicitement appel à des propriétés des supraconducteurs dépendant du temps. C'est le cas de tous les dispositifs manifestant des propriétés type Josephson, jonctions tunnels à oxyde ou S-N-S, ponts de Dayem, ponts de Notarys, contacts ponctuels, etc., lorsque la différence de potentiel à leurs bornes est finie. Pour les jonctions tunnels [1]-[4], l'évolution en fonction du temps implique seulement la variation continue de la différence de phase φ du paramètre d'ordre Δ en fonction de la tension V :

$$\varphi = \varphi_0^{-1} \left(\int V dt + \alpha \right)$$

où $\varphi_0 = h/2e$ est le quantum de flux, et α , le déphasage déterminé par le champ magnétique appliqué. Le supercourant j_s est défini par la relation de Josephson $j_s = j_0 \sin \varphi$.

Il existe une autre catégorie de dispositifs manifestant des propriétés Josephson dont les prototypes sont le pont de Dayem [5], et le pont de Notarys [6], qui sont des circuits purement supraconducteurs [7]. Nous résumons, dans cet article, leur mode de fonctionnement. Il semble maintenant bien établi que, pour ceux-ci, à la fois l'amplitude et la phase de la fonction d'onde de l'état quantique macroscopique soient dépendantes du temps, au cours d'une sorte de processus de relaxation périodique appelé « glissement de phase » [8] : pendant celui-ci, l'amplitude de la fonction d'onde tombe à zéro de façon presque instantanée dans une très petite région du supraconducteur, et la différence de phase aux bornes de cette région diminue de 2π ; le système se retrouve alors dans un état d'énergie libre suffisamment bas, et recondense. Ce processus de glissement de phase est périodique ; il est accompagné d'une certaine dissipation d'énergie correspondant à la destruction de la supraconductivité,

suivie de la recondensation qui se reproduit périodiquement dans cette région.

Récemment la théorie de Ginzburg-Landau dépendant du temps a été appliquée par Rieger Scalapino et Mercereau (RSM) [9] pour effectuer un traitement théorique de ce processus. Ils ont calculé pour cela le courant et le potentiel variables d'un supraconducteur à une dimension, qui subit ce phénomène de glissement de phase périodique. Leur analyse est en bon accord avec de nombreuses observations faites sur des supraconducteurs à couplage faible au moins pour leur comportement aux fréquences relativement basses.

1. Description phénoménologique du processus dissipatif périodique de glissement de phase. — On envisage des systèmes supraconducteurs à une dimension, constitués par une courte section de supraconductivité « faible », comprise entre deux parties supraconductrices massives dont la supraconductivité reste « forte » pendant toute la durée du processus de glissement de phase. Au temps $t = 0$ on suppose qu'il n'y a pas de courant à travers le système supra fort-supra faible-supra fort, la phase du paramètre d'ordre est nulle en tout point et son amplitude décrit la configuration à l'équilibre du système. On ferme alors le système sur une source de courant et cherche à déterminer son évolution dans le temps en prenant une échelle de temps lente par rapport au temps de condensation des paires dans le supraconducteur. L'évolution dans le temps est alors assez lente pour être traitée comme une suite d'états d'équilibre. A $t > 0$, un supracourant croît progressivement dans le système sous l'action du champ électrique qui règne alors dans le supraconducteur faible. Lorsque sa vitesse devient voisine de la vitesse critique v_c , l'amplitude de l'état quantique supraconducteur décroît et devient instable pour v_c . Le paramètre d'ordre s'annule en un temps compa-

rable au temps de condensation. Mais l'évolution basée sur une suite d'états d'équilibre ne permet pas de prédire ce qui se produit après la destruction de la supraconductivité. Arrivé à ce point on fait appel au concept de glissement de phase. Ses détails n'étant pas déterminés, RSM le traite de façon globale à partir de l'énergie dissipée par l'état supraconducteur au cours du processus dynamique. Ce concept de glissement de phase représente en quelque sorte la limite à une dimension du modèle de déplacement de vortex d'Anderson [10]. L'étude de systèmes à une dimension évite donc les nombreuses complications apportées par le piégeage de flux et le déplacement de vortex associés à des structures supraconductrices de dimensions importantes. Quoique ces dernières puissent certainement aussi avoir un état dépendant du temps, les forces responsables de la dynamique du système impliquent certainement la force de Lorentz sur une ligne de vortex, et sont susceptibles de créer du bruit associé au piégeage de flux et aux inhomogénéités du matériau. Pour que le domaine du supraconducteur faible où s'effectue le glissement de phase soit spatialement bien déterminé, ceci implique donc que la portion de supraconducteur à une dimension soit suffisamment courte (cf. les résultats expérimentaux).

L'hypothèse de glissement de phase se résume ainsi : lorsque la vitesse critique est atteinte dans la partie de supraconductivité faible, l'amplitude de l'état quantique macroscopique tombe à zéro dans cette partie et le supracourant s'annule ; alors le système recondense dans un nouvel état quantique macroscopique pour lequel la différence de phase relative entre deux points séparés par la région de glissement de phase a diminué de 2π , correspondant à un état d'énergie libre $F_{2\pi}$ inférieur à celle F_0 de l'état initial avant le glissement de phase. Le nouvel état qui apparaît après cette transition accélère à son tour jusqu'à la vitesse critique, puis tombe à zéro et le cycle complet se reproduit : on a une oscillation de relaxation quantifiée. La période de l'oscillation τ_0 est pratiquement le temps pour accélérer de la vitesse zéro à la vitesse critique (la durée de glissement de phase et de condensation est très petite) ; elle est fournie par la relation de Gorkov-Josephson [13]

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{2\mu}{\hbar} = \frac{2eV}{\hbar} \rightarrow \tau_0 = \frac{\hbar}{2eV} = \varphi_0 V^{-1}.$$

Pour compléter la description phénoménologique, il faut tenir compte de la dissipation d'énergie. Dans une jonction tunnel Josephson où l'évolution de la phase relative est un processus continu, il n'y a pas de dissipation liée intrinsèquement à cette oscillation, à l'exception de celle liée au rayonnement et aux pertes diélectriques. Par contre, dans une structure où se produit un glissement de phase périodique, l'amplitude de l'état quantique macroscopique s'annule périodiquement dans une zone de très petite dimension (dont la longueur a pour ordre de grandeur la longueur de cohérence). Une petite partie de l'énergie de conden-

sation est donc perdue à chaque cycle, soit une puissance moyenne $\overline{I_s(t)} \varphi_0 \tau_0^{-1}$ où $\overline{I_s(t)}$ est le supercourant moyen. Mais, puisque dans ce régime de fonctionnement une tension V existe aux bornes du système, la description complète du phénomène conduit naturellement à un modèle supraconducteur à deux fluides dépendant du temps, où la dissipation totale est la somme de celle due à l'état supraconducteur oscillant $\overline{I_s} V$ et de celle due à l'état « normal » V^2/R . Pour un dispositif alimenté par un courant total I_T ,

$$I_T V = V^2/R + \overline{I_s} V \quad \text{soit} \quad I_T = V/R + \overline{I_s}.$$

Un dispositif à supraconductivité faible alimenté par un courant I_T supérieur au courant critique supporte un supracourant moyen $\overline{I_s} = I_T - V/R$. D'après le raisonnement, on doit s'attendre à ce que ce supracourant moyen qui reflète la dissipation d'énergie due à la perte d'énergie de condensation périodique, existe quelle que soit la tension, et ne tende pas vers zéro pour V élevé, comme c'est le cas pour une jonction tunnel Josephson shuntée par une résistance [11].

2. Application des équations de Ginzburg-Landau dépendant du temps aux dispositifs à supraconductivité faible. — Depuis quelques années un certain nombre d'études se sont efforcées de résoudre le problème dépendant du temps constitué par un supraconducteur en dehors de l'équilibre où règne un champ électrique [16]. La théorie de Ginzburg-Landau a ainsi été étendue aux problèmes dépendant du temps [12], [13]. Malheureusement dans la plupart de ces traitements les équations résultantes qui déterminent la charge et la densité de courant ne vérifient pas l'équation de continuité. Afin de respecter la loi de conservation de la charge électrique, RSM utilisent les équations de Ginzburg-Landau dépendant du temps, en traitant les paramètres de façon phénoménologique et les ont appliquées à un circuit de supraconductivité faible à une dimension. En particulier ils écrivent que la densité de courant total est la somme d'un supracourant donné par l'expression habituelle dans la théorie de Ginzburg-Landau, et d'un courant normal correspondant au potentiel électrochimique du système ; ils assurent la conservation de la charge en déduisant l'expression de la densité de charge à partir de la densité de courant dans l'équation de continuité.

Par suite de la non-linéarité des équations de Ginzburg-Landau et de la difficulté d'obtenir des solutions analytiques, les équations sont résolues numériquement en divisant le pont en un certain nombre de sections. A l'extérieur de la région de supraconductivité faible, l'amplitude du paramètre d'ordre est maintenue constante, elle correspond à une supraconductivité forte et le champ électrique y est nul. Par contre, à l'intérieur de cette région, le paramètre d'ordre, le champ électrique, la densité de courant varient dans le temps et dans l'espace.

On a vu, dans la première partie, que, si le courant total dépasse le courant critique, l'évolution dynamique

peut être expliquée par un processus de glissement de phase. Ce processus est greffé sur la résolution numérique des équations de Ginzburg-Landau dépendant du temps de la façon suivante. L'énergie libre F_0 d'une petite zone située au centre de la région de supraconductivité faible (de longueur égale à la longueur de cohérence) est calculée en fonction du temps, de même que l'énergie libre $F_{2\pi}$ qu'aurait cette même zone si la différence de phase à ses bornes était diminuée de 2π . Lorsque $F_{2\pi}$ devient inférieure à F_0 , on effectue alors la réduction de 2π de la phase du paramètre d'ordre. L'évolution dynamique du micropont s'effectue très rapidement au moment du glissement de phase en comparaison de la période Josephson τ_0 de sorte que les détails du processus de glissement de phase ont relativement peu d'importance. Une fois le glissement de phase effectué, le système est à nouveau régi par les équations de Ginzburg-Landau dépendant du temps, l'évolution du système reprend jusqu'à ce que $F_{2\pi}$ soit inférieure à F_0 et un nouveau glissement de phase a lieu.

Si le courant j_{tot} appliqué par la source de courant est inférieur au courant critique, le système atteint rapidement un état de régime permanent pour lequel tout le courant est du type courant de paires. Il augmente progressivement dans le micropont en fonction du temps et tend vers j_{tot} . Tant que le courant croît il y a un champ électrique dans le micropont et donc une différence de potentiel aux bornes de celui-ci. Lorsque le supracourant atteint j_{tot} , le champ électrique et la ddp disparaissent. L'amplitude et la phase du paramètre d'ordre restent alors stationnaires dans le temps. Les calculs numériques effectués pour des microponts de caractéristiques différentes montrent que j_{tot} varie approximativement de façon sinusoïdale avec la différence de phase totale aux bornes du micropont. Baratoff, Blackburn et Schwartz [14] ont étudié également cet état de régime permanent d'un micropont parcouru par un courant en utilisant la théorie de Ginzburg-Landau indépendante du temps. Ils ont obtenu des résultats qualitativement comparables mais il semble qu'une partie de leur courbe de variation du supra-courant en fonction de la phase soit instable.

Lorsque le courant appliqué total est supérieur au courant critique, le micropont est dans le régime de glissement de phase. Les variations en fonction du temps de la moyenne spatiale du supracourant $\bar{j}_s(t) = j_{\text{tot}} - V/R$ déterminées numériquement dépendent des conditions initiales ; $\bar{j}_s(t)$ est périodique dans le temps et a une valeur moyenne non nulle ; de même V est périodique dans le temps et sa valeur moyenne $\langle V \rangle$ est non nulle et inférieure à $j_{\text{tot}} R$. Lorsque j_{tot} a une valeur supérieure mais assez proche du courant critique j_c , on trouve que la forme du supracourant $\bar{j}_s(t)$ est très anharmonique mais pour $j_{\text{tot}} \gg j_c$, $\bar{j}_s(t)$ devient approximativement sinusoïdal autour de sa valeur moyenne.

Une autre propriété intéressante est la caractéris-

tique (I, V) des microponts. La moyenne temporelle $\langle V \rangle$ de la tension en fonction de j_{tot} a la forme générale représentée figure 1 : pour $j_{\text{tot}} > j_c$, il y a

FIG. 1. — Caractéristique courant-tension d'un micropont montrant le supercourant limite $\frac{1}{2} j_c$.

un supracourant qui tend vers $j_c/2$ lorsque $j_{\text{tot}} \gg j_c$ et ceci pour une gamme importante de propriétés physiques du micropont. Ce supracourant reflète, comme il a été dit auparavant, la dissipation d'énergie liée au processus de glissement de phase.

Glissement de phase multiple : Pour un micropont relativement court ($\lesssim 5 \xi$) le glissement de phase se produit toujours au milieu du pont et la phase glisse de 2π plutôt que d'un multiple de 2π . Un glissement de φ égal à un multiple de 2π est en principe possible mais pour un micropont court il ne se produit pas car $F_{4\pi}$ par exemple, énergie libre correspondant à un glissement de φ de 4π est beaucoup plus grande que $F_{2\pi}$. Un glissement de phase multiple est hautement improbable dans un micropont court.

Pour un micropont long ($\gtrsim 10 \xi$) celui-ci peut supporter entre ses extrémités un déphasage important avant que les paires atteignent la vitesse critique. Un glissement de φ supérieur à 2π peut être nécessaire de façon à laisser le pont dans un état correspondant à une différence de phase petite pour que le paramètre d'ordre ait une chance d'augmenter à nouveau. Un glissement de φ multiplié de 2π en un point donné est encore improbable car $F_{4\pi}$ est bien supérieure à $F_{2\pi}$. Au lieu de cela, la phase glisse de 2π aux bornes d'une petite région du pont long et le paramètre d'ordre commence à croître au voisinage. Si le glissement de φ n'est pas suffisant, la phase glisse de 2π dans une autre portion, puisque le paramètre d'ordre a déjà commencé à croître dans la région du premier glissement de phase. Dans un pont relativement long, il peut exister une région importante dans laquelle le paramètre d'ordre est très petit. La position exacte du glissement de phase est déterminée par la nature détaillée des fluctuations et elle est plus ou moins aléatoire dans cette large région. Ceci implique que le glissement de phase est un processus bruyant dans un pont long.

3. Comparaison avec les résultats expérimentaux. — De très nombreuses expériences effectuées dans le groupe de J. Mercereau à Cal Tech confirment les résultats précédents [17]. L'affaiblissement de la supraconductivité dans la zone du micropont est effectué soit par effet de proximité ou d'alliage pour les supraconducteurs « mous » (Sn, In, Pb) à l'aide d'un métal normal (Au ou Cu), soit par anodisation (c'est-à-dire amincissement du film) pour les supraconducteurs « durs » (Nb, Ta). Les paramètres des microponts ont été variés de façon importante (épaisseur des films de 50 à 3 000 Å, longueur des ponts de $\sim 0,5$ à 10^3 μ , largeur de 1 à 10^3 μ). Les microponts obtenus dans d'autres laboratoires par gravure mécanique ont été essentiellement analysés pour leur comportement sous irradiation d'un champ radiofréquence [18], [19] et les microponts réalisés par usinage ionique [20] sont de réalisation très récente.

Les résultats obtenus à Caltech sont indépendants du matériau et la seule dimension critique est la longueur du pont qui doit être inférieure au micron. Dans ces conditions, les caractéristiques (I , V) expérimentales ont bien l'allure de la figure 1, manifestant un supracourant $\sim \frac{1}{2} I_c$ aux tensions élevées. Des mesures [21] de la tension développée aux bornes des microponts par le processus dissipatif discontinu pour

des courants supérieurs au courant critique montrent que celle-ci peut être exprimée empiriquement avec une bonne approximation par la fonction continue

$$V = RI - v_s$$

avec

$$v_s = \frac{1}{2} RI_c \left\{ 1 + \cos \frac{2e}{h} \int (V dt + \alpha) \right\}$$

où R est la résistance normale du dispositif, I_c le courant critique fonction à la fois du champ magnétique B et de la température T .

Cette fonction décrit bien à la fois la ddp dépendant du temps et la ddp moyenne calculée numériquement au paragraphe 2. Les relations précédentes montrent que le circuit équivalent [21] d'un dispositif à glissement de phase ne peut pas être décrit correctement de la même manière qu'une jonction tunnel mais plutôt par une résistance R en série avec une source de tension v_s .

Du point de vue pratique, ce sont essentiellement les magnétomètres [17], [18] qui commencent à utiliser cette nouvelle technologie établissant ainsi une concurrence avec le SQUID. Les applications hautes fréquences (détection, conversion de fréquence) sont encore en cours d'étude.

Bibliographie

- [1] JOSEPHSON, B. D., *Adv. Phys.* **14** (1965) 419.
- [2] ANDERSON, P. W., *Progress in low temperature Physics* (North Holland Pub. Co.) 1967, vol. 5, 1.
- [3] DE GENNES, P. G., *Superconductivity of metals and alloys* (W. A. Benjamin, N. Y.) 1966.
- [4] CLARKE, J., *Proc. R. Soc. (London)* **A 308** (1969) 447.
- [5] ANDERSON, P. W. et DAYEM, A. H., *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 195.
- [6] FRIEBERTSHAUSER, P. E., NOTARYS, H. A., MERCEREAU, J. E., *Bull. Ass. Phys. Soc., Ser II.* **13** (1968) 1670.
- [7] Note : Les contacts ponctuels sont intermédiaires entre ces deux catégories.
- [8] NOTARYS, H. A. et MERCEREAU, J. E., *Physica* **55** (1971) 424. MERCEREAU, J. E., *Revue Phys. Appl.* **5** (1970) 13.
- [9] RIEGER, T. J., SCALAPINO, D. J. et MERCEREAU, J. E., *Phys. Rev.* **B 6** (1972) 1734.
- [10] ANDERSON, P. W., *Rev. Mod. Phys.* **38** (1966) 298.
- [11] WALDRAM, R., PIPPARD, A. B. et CLARKE, J. C., *Phil. Trans. Roy. Soc. London* **268** (1970) 265.
- [12] ABRAHAM, E. et TSUNETO, T., *Phys. Rev.* **152** (1966) 416.
- [13] GORKOV, L. P. et ELIASBERG, G. M., *Sov. Phys. JEPT* **27** (1966) 328.
- [14] BARATOFF, A., BLACKBURN, J. A. et SCHWARTZ, B. B., *Phys. Rev. Lett.* **25** (1970) 1096.
- [15] KIRSCHMAN, R. K., Ph. D. Thesis, Cal. Inst. of Technology, 1972.
- [16] CYROT, M., *Rep. Prog. Phys.* **36** (1973) 103.
- [17] NOTARYS, H. A., WANG, R. H., MERCEREAU, J. E., *Proc. of IEEE* **61** (1973) 79.
- [18] DU SONG, Y., ROCHLIN, G. I., *Phys. Rev. Lett.* **29** (1972) 416.
- [19] GREGER-HANSEN, P. E., LEVINSSEN, M. T. et PEDERSEN, G. F., *J. Low Temp. Phys.* **7** (1972) 99.
- [20] ADDE, R., CROZAT, C., GOURRIER, VERNET, G., BERNHEIM, M. et ZENATTI, D., 3^e Colloque d'Aussois (1973) et *Revue Phys. Appl.* **8** (1973) 455.
- [21] KIRSCHMAN, R. K., NOTARYS, H. A., MERCEREAU, J. E., *Phys. Lett.* **34A** (1971) 209.
- [22] GOODMAN, W. L., HESTERNMAN, V. W., RORDEN, L. H., GOREE, W. S., *Proc. of IEEE* **61** (1973) 20.