

THESE

présentée par

Mohamad EL-KHATIB

**POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I
SPECIALITE PHYSIQUE**

**ETUDE ET FABRICATION
DES SQUID DC EN ALUMINIUM
UTILISATION POUR LA REALISATION D'UN DISPOSITIF
DESTINE A LA MESURE DES COURANTS PERMANENTS
DANS LES ANNEAUX MESOSCOPIQUES**

DATE DE SOUTENANCE : le 29 mars 1990

COMPOSITION DU JURY : **M. RIBAUT** (Président)
A. BENOIT
D. MAILLY
M. OCIO
M. RENARD

THESE PREPAREE AU SEIN DU CENTRE DE RECHERCHES SUR LES TRES BASSES TEMPERATURES
- CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE -

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Alain BENOIT pour sa grande disponibilité et ses conseils durant la préparation de ce travail sous sa direction. Je le remercie sincèrement pour tous ses encouragements.

Michel RIBAULT me fait l'honneur de présider le jury, Miguel OCIO celui d'y participer. Je les en remercie vivement.

Je garde de très agréables souvenirs du laboratoire CRTBT. Je tiens à remercier tous ses membres, en particulier Jacques FLOUQUET pour ses encouragements, ainsi que Michel RENARD pour avoir bien voulu accepter de participer au jury.

J'ai trouvé un accueil sympathique au laboratoire L2M à Bagneux. Je tiens à remercier tous ses membres, en particulier sa directrice Huguette LAUNOIS pour sa collaboration, ainsi que Dominique MAILLY qui a su enrichir mes connaissances et qui a accepté d'être membre du jury.

J'exprime ma reconnaissance à la Fondation Hariri qui m'a soutenu financièrement durant la préparation de ce travail.

Je dois enfin remercier tout particulièrement Danièle qui a su faire d'un brouillon parfois sauvage ce texte soigné et, je l'espère, agréable à lire.

- PLAN -

	Pages
INTRODUCTION	7
 CHAPITRE I - LES JONCTIONS JOSEPHSON	 9
A - RAPPEL SUR LES JONCTIONS JOSEPHSON	11
1 - Introduction	11
2 - Les équations de l'effet Josephson	12
3 - Les jonctions tunnel	14
4 - Les jonctions à microponts	17
B - REALISATION DE JONCTIONS A MICROPONTS EN ALUMINIUM	21
1 - Choix du type de jonction et du métal	21
a) Choix du type de jonction	21
b) Choix du métal	21
2 - Nanofabrication par lithographie électronique	22
a) Principe de la lithographie électronique	24
b) Interaction électron-résine et résolution	24
c) Transfert du motif : Le lift-off	27
i) <i>Système monocouche</i>	27
ii) <i>Système tricouche</i>	27
d) Insolation avec un microscope électronique	29
3 - Le dispositif de test des jonctions	30
4 - Les résultats expérimentaux	32
a) Mesure du courant critique en fonction de la température	32
b) I_c en fonction de la section du micropont	35
c) Caractéristiques	37
5 - Les essais expérimentaux pour éliminer l'hystérésis	39
6 - Conclusions	40
 CHAPITRE II - LES SQUID CONTINUS	 41
A - DESCRIPTION DES SQUID CONTINUS	43
1 - Introduction	43
2 - La quantification du flux dans une boucle supraconductrice	45
3 - La théorie du SQUID continu	46
4 - Le fonctionnement du SQUID continu	51
5 - Les bruits dans les SQUID continus	53
a) Le bruit blanc	53

b) Le bruit $1/f$	57
6 - Les différentes géométries et les couplages des SQUID	59
a) Les couplages	59
b) Différentes géométries de SQUID continus	61
7 - Dispositifs de mesures des SQUID continus	63
a) SQUID shunté	63
b) SQUID hystérétique	70
B - LA REALISATION ET LES MESURES DES SQUID CONTINUS	
EN ALUMINIUM	71
1 - Choix de la géométrie du SQUID	71
2 - Le dispositif de mesure du SQUID	73
a) Le problème à résoudre	73
b) Cycle de mesure	73
c) Réalisation pratique	73
3 - Le traitement des résultats	76
4 - Dispositifs expérimentaux	78
a) Cryogénie	78
b) Les blindages et les filtres	82
5 - Les résultats expérimentaux	82
a) SQUID continu non symétrique	82
b) SQUID continu à trois fils de connexion	87
c) Discussion des résultats expérimentaux	90
CHAPITRE III - LES APPLICATIONS	95
<u>Réalisation d'un système de mesure de courants permanents</u>	
<u>dans un anneau mésoscopique non supraconducteur</u>	97
1 - Introduction	97
2 - La réalisation de dispositifs de mesure du courant	
permanent	100
3 - Les résultats	104
4 - Discussion des résultats	113
CONCLUSION	117
APPENDICE I : Informatique de commande du faisceau	119
APPENDICE II : Calcul de l'inductance	123
BIBLIOGRAPHIE	125

INTRODUCTION

Le SQUID en général est un détecteur de champ magnétique très sensible. Depuis sa découverte, il s'est imposé comme le magnétomètre le plus sensible. Les jonctions Josephson et la quantification de flux dans un anneau supraconducteur sont à la base de son fonctionnement.

Il y a deux types de SQUID. Le SQUID RF (Radio Fréquence) a l'avantage d'utiliser une seule jonction Josephson, tandis que le SQUID continu qui en nécessite deux permet une meilleure sensibilité.

Les jonctions Josephson peuvent être réalisées de différentes manières : par des jonctions tunnels, des jonctions à microponts, ou des jonctions à pointes. En général, ces jonctions présentent de l'hystérésis, mais il est possible de les shunter avec une résistance pour obtenir une caractéristique unique. Les SQUID pourront être réalisés avec des jonctions shuntées ou non.

Nous avons fabriqué des SQUID continus hystérétiques en aluminium avec des jonctions à microponts. Un grand avantage de cette technique est que la réalisation du SQUID ne nécessite qu'une seule opération de lithographie. Nous avons développé une électronique spéciale permettant des mesures avec une grande résolution sur des SQUID présentant de l'hystérésis.

Nous avons réalisé d'abord des SQUID non symétriques, cette géométrie permettant la réalisation de la bobine de modulation sur le même niveau. Cette dissymétrie modifie les caractéristiques. Nous avons aussi testé des SQUID présentant 3 fils de connexion permettant de moduler le SQUID en y envoyant directement un courant supplémentaire.

Cette thèse comporte trois parties :

- Dans la première partie, il y a quelques rappels sur les jonctions Josephson, surtout les jonctions tunnels et à microponts. Après, on décrit le type de jonctions que nous avons choisi, la technique de fabrication. Enfin, nous présentons les résultats de nos mesures.

- La deuxième partie est consacrée au SQUID continu. Après une description des SQUID continus en général, des bruits dans les SQUID et des différentes électroniques de mesures, nous présentons nos SQUID ainsi que l'électronique que nous avons mise au point. Pour terminer, nous discutons nos résultats.
- Dans la troisième partie, après un bref rappel sur les prédictions théoriques concernant l'existence de courants permanents dans les anneaux conducteurs mésoscopiques (non supraconducteurs), nous présentons le dispositif réalisé ainsi que les résultats des premières mesures de test.

CHAPITRE I

LES JONCTIONS JOSEPHSON .

CHAPITRE I

LES JONCTIONS JOSEPHSON

A - Rappel sur les jonctions Josephson

1 - Introduction

L'existence de l'effet Josephson a été suggéré pour des jonctions dites "tunnel" par Brian D. Josephson à l'Université de Cambridge en 1962 [1]. Cet effet est basé sur deux phénomènes : la supraconductivité et l'effet tunnel qui décrit le passage des électrons à travers une barrière de potentiel. En réalité, il suffit d'un affaiblissement local de la supraconductivité pour créer une jonction Josephson. D'autres types de jonctions ont ainsi été réalisés comme les jonctions à pointe ou les jonctions microponts (voir figure I.1).

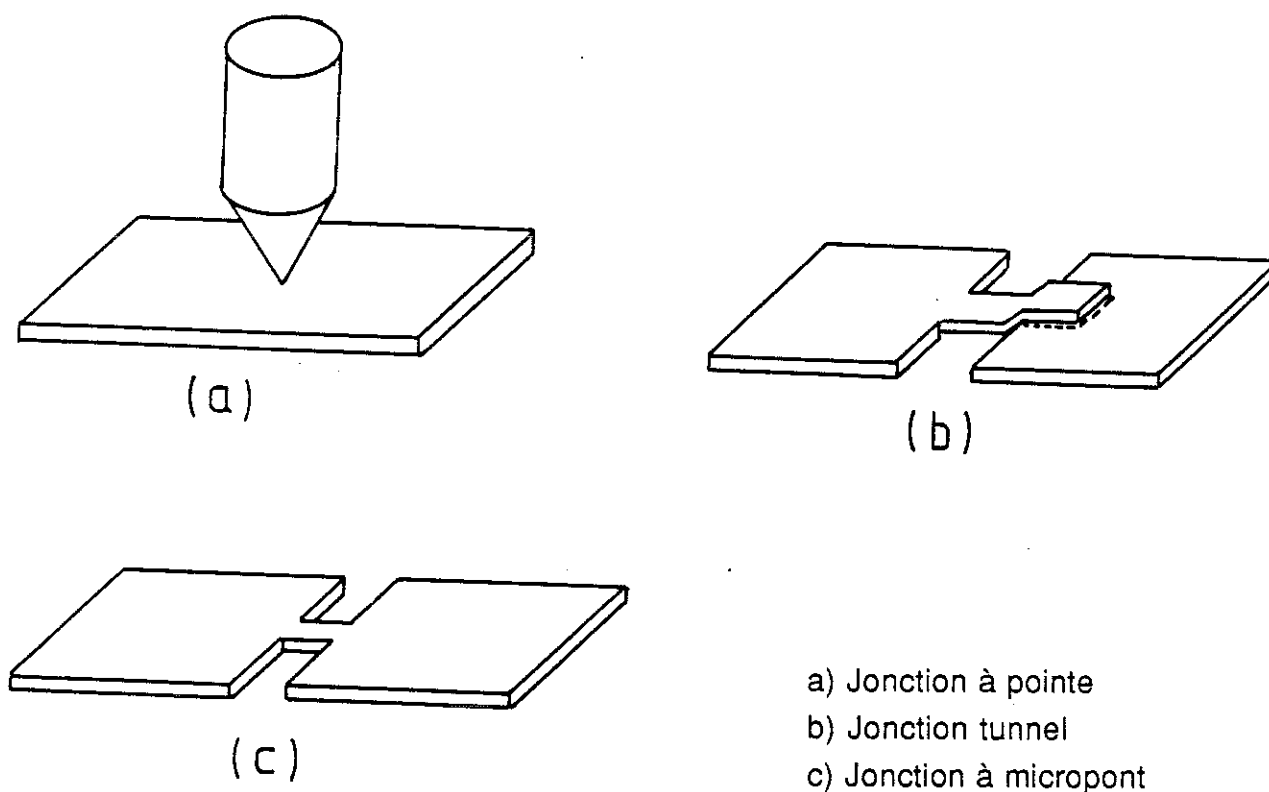


Fig. I.1 : Différents types de jonctions Josephson

2 - Les équations décrivant l'effet Josephson

En champ nul, les jonctions se caractérisent par un courant critique I_c . La tension aux bornes de la jonction reste égale à zéro tant que le courant circulant dans la jonction ne dépasse pas I_c ($V = 0$). Lorsque le courant dépasse I_c , la jonction transite vers un état de tension non nulle ($V \neq 0$) [2].

Les équations décrivant l'effet Josephson sont :

- Celle du courant supraconducteur de Josephson (I) dans la jonction relié à la différence de phase (θ) entre les deux supraconducteurs (effet Josephson continu) :

$$I = I_c \sin \theta \quad (1)$$

I_c est le courant critique de la jonction ; il dépend de sa géométrie, de sa température et de sa matière.

- Celle reliant la tension aux bornes de la jonction à la variation temporelle de la différence de phase (le comportement dynamique de la jonction) :

$$V = \frac{\hbar}{2e} \frac{d\theta}{dt} \quad (2)$$

$2\pi\hbar$ est la constante de Planck, $2e$ est la charge d'une paire d'électrons.

- Celle décrivant la variation spatiale de la différence de phase (θ) en présence d'un champ magnétique dans le plan de la jonction :

$$\vec{\nabla} \theta = \frac{2\pi}{\phi_0} d(\vec{B} \wedge \vec{n}) \quad (3)$$

$\vec{n}$ est une normale au plan de la jonction,

$\vec{B}$ est le champ magnétique pénétrant dans la jonction,

ϕ_0 est le quantum de flux ($\frac{h}{2e}$) ; $\phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-15}$ wb.

Les jonctions Josephson ont un comportement hystérétique comme le montre la figure 1.2. La jonction transite à un courant critique I_c . Si on diminue le courant dans la jonction, elle revient à l'état supraconducteur à un courant ($I_{c \min}$) plus petit que I_c . Le paramètre de l'hystérésis est : $\alpha = \frac{I_{c \min}}{I_c}$, $\alpha \leq 1$.

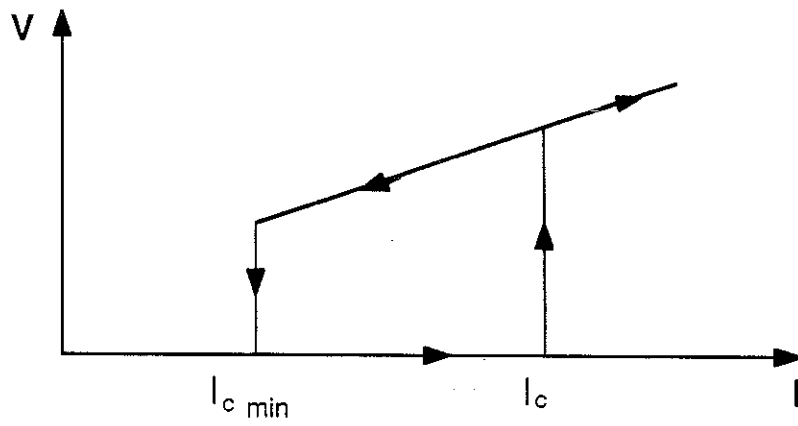


Fig. I-2 : Caractéristique $V-I$ d'une jonction Josephson hystérétique

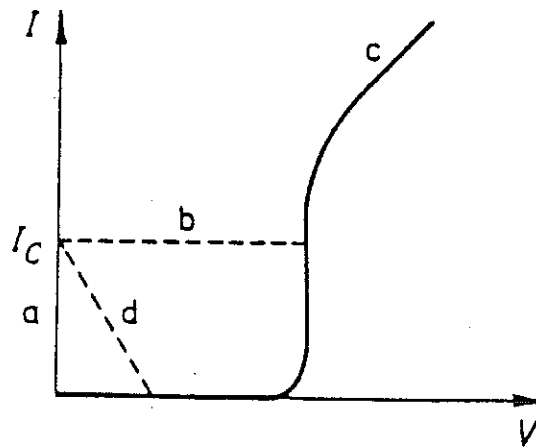


Fig. I-3 : Caractéristique $V-I$ d'une jonction Josephson tunnel

Si α est proche de l'unité, l'hystérésis disparaît. Dans le cas où α est proche de zéro, l'hystérésis devient important. On parlera de l'hystérésis en détail dans les prochains paragraphes.

3 - Les jonctions tunnel

Une jonction tunnel est faite de deux supraconducteurs séparés par une couche d'oxyde (isolante) de quelques dizaines d'Å d'épaisseur. Pour ce type de jonction, le courant critique dépend de l'épaisseur et la géométrie de l'isolant. Le courant critique augmente quand la température diminue et il diminue exponentiellement quand la couche d'oxyde augmente. D'après Ambegrokar et Baratoff [2], à température nulle, ce courant critique est égal à :

$$I_c = \frac{\pi \Delta(0)}{2eR}$$

$\Delta(0)$ est la somme des deux gaps supraconducteurs, R est la résistance de la jonction par unité de surface à une température supérieure à la température de transition. Cette relation est applicable seulement si les deux supraconducteurs sont du même matériau. Ces jonctions sont très utilisées dans les dispositifs dit "SQUID continus" parce qu'elles sont de fabrication facile et de réglage aisé.

La caractéristique I-V d'une jonction Josephson tunnel est représentée sur la figure 1.3. La partie (c) de cette courbe représente la caractéristique d'une jonction tunnel normale.

Si le courant dans la jonction (I) est plus petit que le courant critique de la jonction (I_c), la tension aux bornes de la jonction est nulle (Fig. 1.3, droite (a)), parce que ce sont les paires d'électrons qui traversent la jonction (courant supraconducteur).

Quand I dépasse I_c , la jonction transite vers un état de tension non nul pour rejoindre la courbe (c) à travers la droite (b) si elle est alimentée par une source de courant ; autrement, à travers la droite (d) qui représente la ligne de charge du circuit d'alimentation.

Le circuit équivalent d'une jonction tunnel introduit par McCumber [3] est présenté sur la figure 1.4. Le courant total (I) est la somme de trois courants

passant dans chaque branche ; le courant dans la résistance $\frac{V}{R}$, où V est la tension aux bornes de la jonction et R la résistance de la jonction ; le courant dans la capacité $C \frac{dV}{dt}$, C est la capacité de la jonction et le courant supraconducteur de Josephson $I_c \sin \theta$. I_c est le courant critique et θ la différence de phase aux bornes de la jonction. Alors I devient :

$$I = \frac{V}{R} + C \frac{dV}{dt} + I_c \sin \theta \quad (4)$$

En exprimant V en fonction des variations de la phase θ , (équation (2)), on obtient :

$$I = \frac{\hbar}{2eR} \frac{d\theta}{dt} + \frac{c\hbar}{2e} \frac{d^2\theta}{dt^2} + I_c \sin \theta \quad (5)$$

Le temps caractéristique du circuit composé de la résistance R et de la capacité C est $\tau_1 = RC$.

Quand le courant (I) dans une jonction Josephson dépasse (I_c), une tension (V) apparaît aux bornes de la jonction et le courant a une composante ohmique qui oscille à une fréquence $\nu_2 = (I_c R / \phi_0)$ correspondant à un temps caractéristique $\tau_2 = (\phi_0 / 2\pi R I_c)$. Le rapport entre le temps de décharge τ_1 de la capacité et le temps d'oscillation τ_2 appelé coefficient de McCumber $\beta_c = \tau_1 / \tau_2 = (2\pi R^2 C I_c / \phi_0)$, caractérisera le comportement de la jonction. Si $\beta_c > 1$, soit $\tau_1 > \tau_2$, alors la jonction est hystérétique parce que la tension aux bornes de la jonction est maintenue constante pendant un temps τ_1 plus grand que le temps τ_2 d'une période de l'oscillation du courant de Josephson [3] et la contribution moyenne du courant de Josephson ($I_c \sin \theta$) au courant total (I) sera : $\langle I_c \sin \theta \rangle_t = I_c \langle \sin(\frac{2e}{\hbar} V t) \rangle_t = 0$. De même, le courant de la capacité $C \frac{dV}{dt}$ sera nul. Alors, le seul courant qui circule à une tension finie est $\frac{V}{R}$ qui diminue avec V et s'annule quand $V = 0$.

Si $\tau_1 < \tau_2 \Rightarrow \beta_c < 1$, il n'y a pas d'hystérésis parce que le temps de décharge de la capacité (τ_1) n'est pas assez long pour maintenir la tension aux bornes de la jonction pendant un temps supérieur à une période de l'oscillation du courant de Josephson (τ_2).

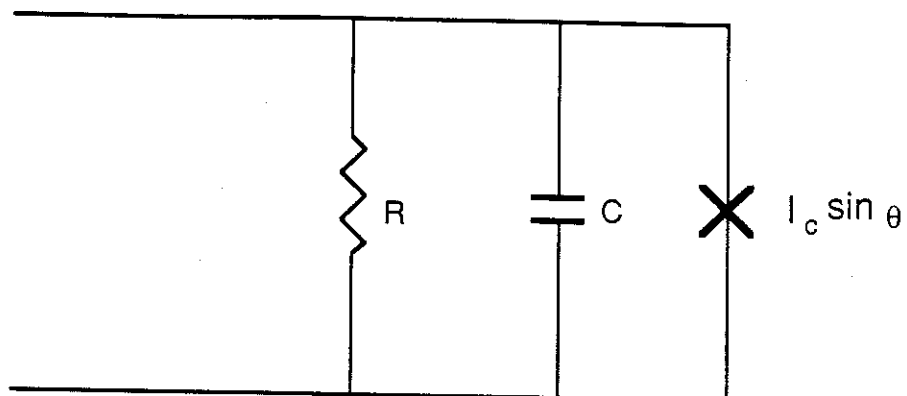


Fig. I-4 : Circuit équivalent d'une jonction Josephson tunnel.

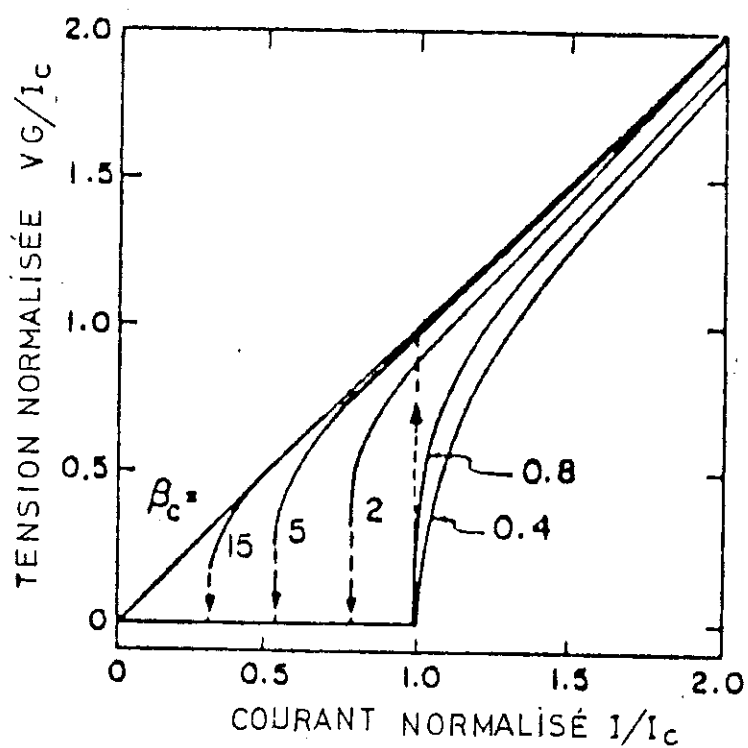


Fig. I-5 : Caractéristiques expérimentales d'une jonction tunnel pour différentes valeurs du paramètre β_c .

Pour éliminer l'hystérésis, il faut que $\beta_c < 1$. Les jonctions tunnel ont $\beta_c > 1$ à cause de leur capacité qui est assez grande. D'autre part, $\beta_c \propto R^2$. Pour diminuer β_c , il suffit de diminuer R en mettant une résistance R_{sh} en parallèle avec la jonction pour que β_c soit plus petit que l'unité. Figure 1.5 montre des courbes expérimentales de $V-I$ pour différentes valeurs de β_c , obtenues par Sweet *et al.* [4].

4 - Les jonctions à microponts

L'effet Josephson dans les jonctions à microponts a été suggéré par A.H. Dayem en 1964 [4]. Cette jonction consiste à connecter deux larges supraconducteurs par une petite connexion que l'on appelle micropont ou pont de Dayem (Dayem bridge).

Pour observer l'effet Josephson dans ce type de jonctions, il faut que les dimensions du micropont soient plus petites que la longueur de cohérence du matériau utilisé [6]. Cette longueur de cohérence diminue avec la température. Comme il est difficile de réaliser des microponts de très petites dimensions, la plupart des travaux sur les microponts se sont faits près de la température de transition (la longueur de cohérence devient grande) [7,8]. La théorie n'est pas bien avancée sur ce type de jonction à cause des difficultés expérimentales pour fabriquer ce type de jonctions à des dimensions très petites.

La caractéristique d'une jonction à micropont est représentée dans la Figure 1.6 [8]. Pour décrire ce type de jonction d'une façon simple, on la représente par un circuit équivalent (Figure 1.7) consistant en une résistance R en parallèle avec le courant déterminé par les deux équations de Josephson [9] : $I = I_c \sin \theta$ et $V = \frac{\hbar}{2e} \frac{d\theta}{dt}$.

Pour obtenir une relation sinusoïdale entre le courant supraconducteur et la différence de phase sur le micropont $I_s(\theta)$, il faut que la longueur du micropont soit plus petite que la longueur de cohérence ξ [10].

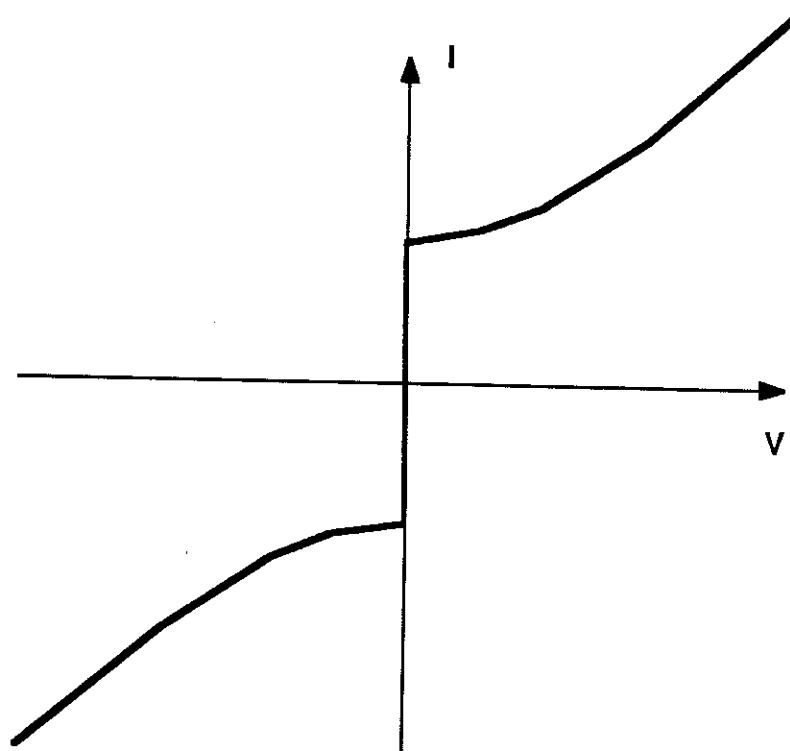


Fig. I-6 : Caractéristique I-V typique d'une jonction à micropont

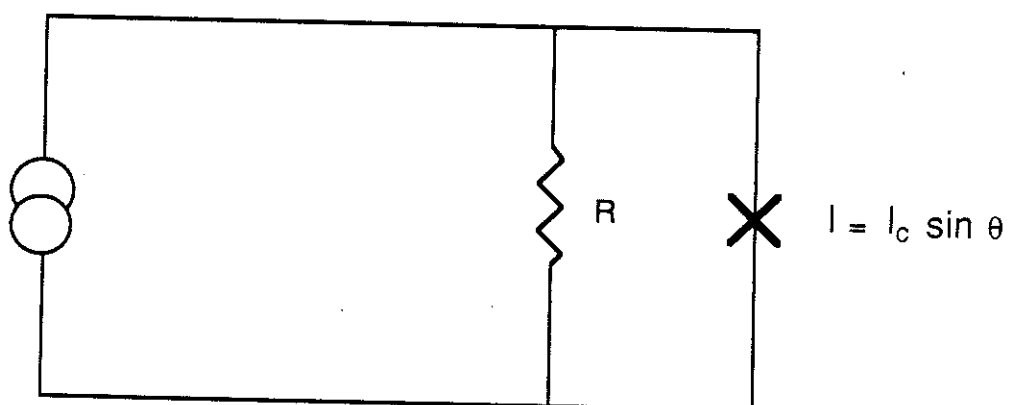


Fig. I-7 : Circuit équivalent d'une jonction Josephson à micropont

Bien que la capacité de ce type de jonctions soit très petite (de l'ordre de 10^{-15} F) par rapport à celles des jonctions tunnel, leurs coefficients d'hystérésis ne sont pas suffisants pour éliminer complètement l'hystérésis. Une des causes de cet hystérésis réside dans l'échauffement local du micropont [6,11], cet échauffement restant faible pour les faibles tensions et près de T_c lorsque le courant critique devient petit.

La variation du courant critique d'une jonction à micropont avec la température d'après Mercereau [12] est donnée par la formule : $I_c(T) = I_c(0) \left(\frac{T_c - T}{T_c} \right)^{3/2}$ où $I_c(0)$ est le courant critique à la température du zéro absolu, T est la température du micropont, T_c est la température critique. Cette formule est applicable près de la température critique.

Avec les techniques de lithographie classiques, le courant critique à température nulle des jonctions à micropont est trop grand pour faire des SQUID (dimensions supérieures à la longueur de cohérence). D'autre part, pour avoir un fonctionnement stable, il faut que $\frac{dI_c}{dT}$ soit petit, soit une température de fonctionnement basse devant la température critique.

Pour diminuer le courant critique, une technique employée consiste à détruire partiellement le micropont. Il suffit pour cela de refroidir le micropont dans un cryostat à une température inférieure à T_c , puis d'appliquer une séquence d'impulsions au micropont [7,1]. L'amplitude de ces impulsions est augmentée linéairement avec le temps (voir schéma Figure I.8) et la résistance du micropont est mesurée entre les impulsions. Ces impulsions détruisent partiellement le micropont, diminuant ainsi ses dimensions. Le courant critique diminue, alors que la résistance augmente (Figure I.9).

Après ces séquences, on refroidit le micropont à sa température de fonctionnement et on mesure son courant critique. Si la valeur désirée n'est pas obtenue, on recommence le cycle pour arriver au courant critique demandé.

Il est difficile d'utiliser cette méthode pour faire des SQUID dc avec deux jonctions à microponts symétriques parce qu'on n'est pas sûr de détruire les deux jonctions symétriquement pour avoir le même courant critique pour les deux jonctions.

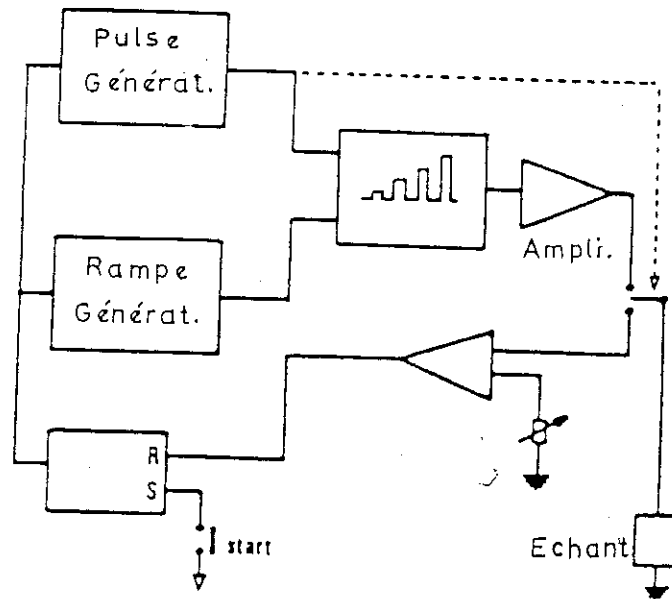


Fig. I-8 : Schéma du générateur d'impulsions utilisé pour l'ajustement du courant critique du micropont.

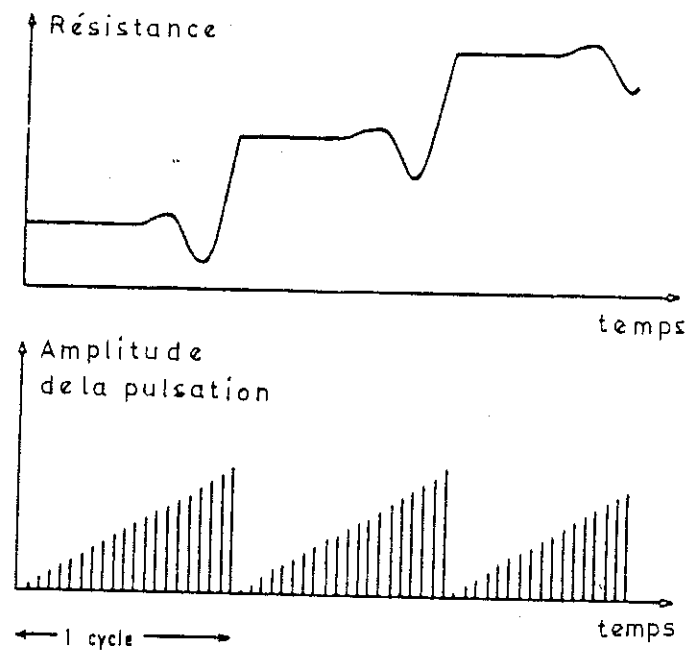


Fig. I-9 : La résistance du micropont en fonction du nombre de cycle.

D'après ce qui précède, si on veut faire des SQUID dc utilisables et performants avec des jonctions à microponts, il faut que les dimensions de microponts soient suffisamment petites et reproductibles.

B - Réalisation de jonctions à micropont en aluminium

1 - Le choix du type de jonction et du métal

a) Le choix du type de jonction :

L'évolution de la technologie de la fabrication de nanostructures permet actuellement d'obtenir des résolutions de quelques dizaines de nanomètres. Cela rend possible la réalisation de motifs plus petits que la longueur de cohérence des quelques matériaux supraconducteurs, d'où l'idée de réaliser des jonctions Josephson avec de vrais microponts. La valeur du courant critique de la jonction sera alors déterminée uniquement par la géométrie du micropont.

Une jonction à micropont est réalisée par une couche mince supraconductrice. Une simple opération lithographique dans un microscope électronique est suffisante.

Nous avons choisi les jonctions à microponts pour notre SQUID parce qu'elles sont plus simples à faire et le laboratoire L2M à Bagneux est bien équipé dans ce domaine.

b) Le choix du métal :

Les mesures projetées avec ces dispositifs SQUID sont toutes à très basses températures (généralement au-dessous de 300 mK). Nos échantillons seront intégrés dans un dispositif avec le SQUID sur une même plaque. Notre domaine particulier d'application permet de nous affranchir de matériaux supraconducteurs à haute température pour faire le SQUID, tels que le niobium. Le niobium demande une technologie spéciale qui n'était pas disponible au laboratoire lors des premiers essais, mais des expériences récentes montrent que des jonctions micropont en niobium ont un comportement similaire.

L'aluminium, choisi pour faire le SQUID a une température critique en matériau massif de 1,17 K et une longueur de cohérence élevée. Sa technologie d'évaporation est bien maîtrisée au laboratoire L2M.

La longueur de pénétration d'un champ magnétique perpendiculaire ($\lambda_{\perp}$) dans une couche mince d'épaisseur d inférieure à la longueur de pénétration λ du supraconducteur massif, est donnée par : $\lambda_{\perp} = \frac{\lambda^2}{d}$. Pour un supraconducteur sale ($\ell \ll \xi_0$), à basses températures λ tend vers $\lambda = \lambda_L(0)\sqrt{\xi_0/\ell}$ [14], où $\lambda_L(0)$ est la longueur de pénétration de London, ξ_0 la longueur de cohérence de BCS et ℓ le libre parcours moyen, qui diminue avec l'épaisseur [10]. On suppose aussi que $\xi \approx \sqrt{\xi_0 \ell}$.

Pour un échantillon typique d'épaisseur $d = 0,1 \mu\text{m}$, on a : $\ell = 0,1 \mu\text{m}$, $\xi_0 = 1,6 \mu\text{m}$, $\lambda_L = 16 \text{ nm}$, $\lambda_{\perp} = 40 \text{ nm}$ et $\xi = 0,4 \mu\text{m}$.

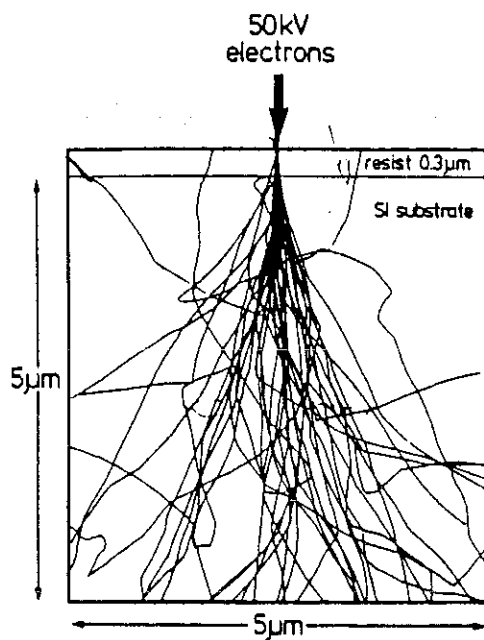
Le tableau (I.1) présente des ordres de grandeur de (ξ_0 , ℓ , ξ , λ_L et T_c) mesurés par Mooij *et al.* [14] pour des microponts en couches minces d'aluminium, pour des épaisseurs entre 20 et 100 nm et différentes largeurs (W) à une température $\approx 0 \text{ K}$.

Sample	T_c (K)	ℓ (μm)	ξ_0 (μm)	ℓ/ξ_0	$\xi = \sqrt{\xi_0 \ell}$ (μm)	$\lambda_{\perp}$ (μm)	d (μm)	W (μm)
1	1.196	0.0535	1.50	0.035	0.28	0.081	0.089	0.61
2	1.203	0.0641	1.49	0.043	0.31	0.061	0.098	0.68
3	1.203	0.0648	1.49	0.043	0.31	0.059	0.099	0.88
4	1.267	0.0259	1.41	0.018	0.19	0.41	0.034	0.50
5	1.356	0.0155	1.32	0.012	0.14	1.1	0.020	0.30

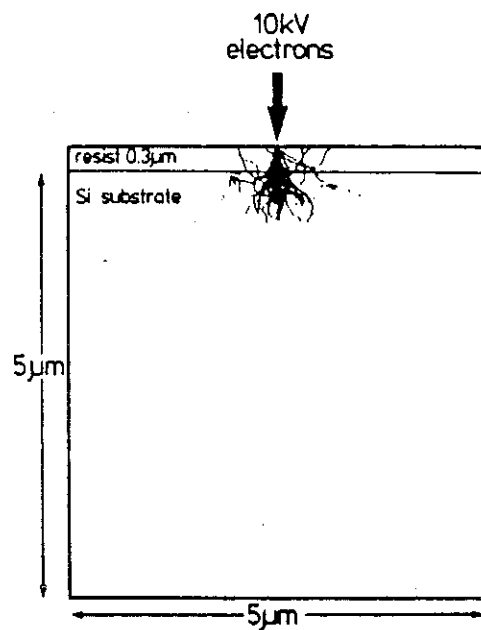
Tableau (I.1) : Les grandeurs supraconductrices pour des micropont en aluminium en différentes dimensions.

2 - Nanofabrication par lithographie électronique

Plusieurs méthodes permettent de descendre en dessous de $0,5 \mu\text{m}$ qui est la limite de la lithographie optique (technique d'ombrage, lithographie par rayon X, lithographie ionique). La lithographie électronique est la méthode la plus souple et la plus performante à ce jour. Facile à mettre en oeuvre, elle ne nécessite en effet pour des réalisations peu complexes qu'un micro-



Monte Carlo simulation
of 50 electrons.



Monte Carlo simulation
of 50 electrons.

Fig.I-10 : La répartition spatiale de l'énergie déposée calculée
par modélisation Monte-Carlo pour deux valeurs de
l'énergie du faisceau incident.

scope électronique. Nous décrirons brièvement son principe et quelques aspects technologiques de cette méthode.

a) Principe de la lithographie électronique

Il s'agit de balayer avec un faisceau d'électrons focalisés la zone à insoler. Le fait que l'insolation se fasse par un balayage plutôt que par une insolation globale (lithographie optique) a pour conséquence des temps d'exposition qui peuvent être très longs suivant la complexité du motif. Ceci explique la part très faible de la lithographie électronique dans l'industrie des composants et la recherche vers d'autres méthodes plus rapides (lithographie X). Néanmoins, il est très facile d'obtenir des sondes très fines d'électrons, ce qui en fait une technique adaptée au laboratoire ou pour des séries limitées (fabrication des masques pour la lithographie X). La résolution limite de cette méthode est inhérente aux processus physiques d'interaction électron-résine dont dépend la répartition spatiale de l'énergie incidente.

b) Interaction électron-résine et résolution

Les résines principalement utilisées sont des chaînes de polymères organiques. Le principe de l'insolation est, ou bien le pontage des chaînes (résines négatives), ou bien la coupure des chaînes (résines positives). Le révélateur est un solvant des petites chaînes.

Les électrons de faible énergie sont les plus efficaces dans ce processus. Ce sont donc des électrons secondaires à des chocs inélastiques qui peuvent être éloignés du point d'impact du faisceau dans la résine. La figure I.10 montre la répartition spatiale de l'énergie déposée calculée par modélisation Monte-Carlo. Cette répartition dépend de l'énergie du faisceau incident, du Z de la résine et du substrat. Ce sont ces effets de proximité qui rendent impossible le rapprochement de deux traits et qui limite la résolution de la lithographie électronique quel que soit le diamètre de la sonde. Sur un substrat massif et avec une résine organique, il est très difficile de faire un trait inférieur à 20 nm.

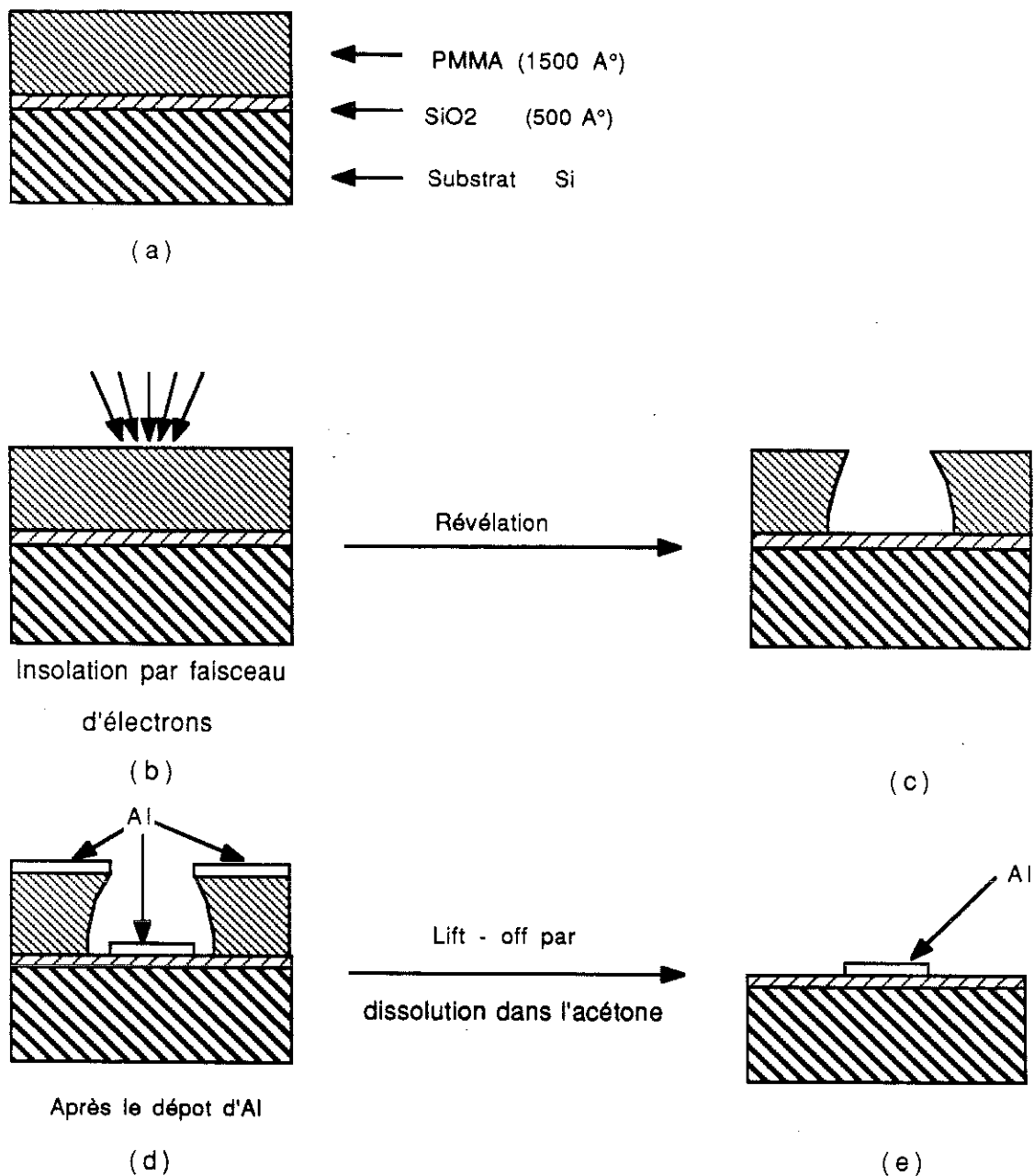


Fig.I-11 : Lift-off par la technique monocouche

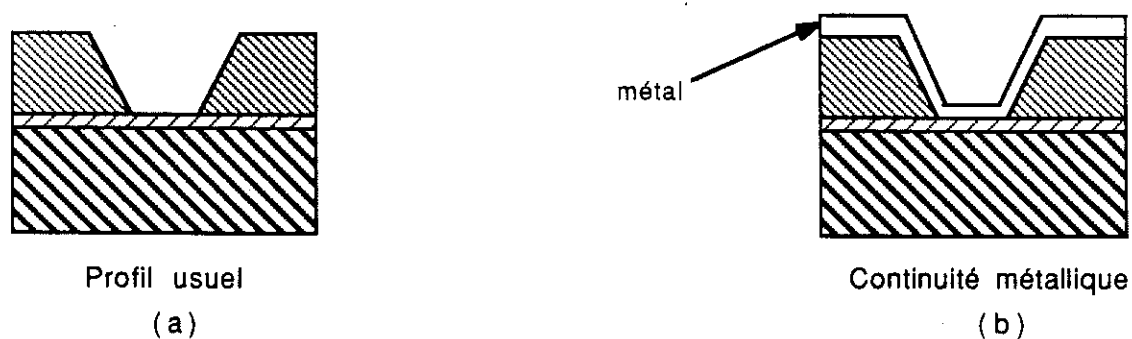
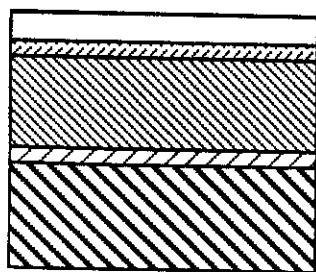
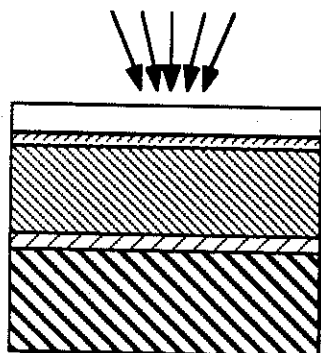


Fig.I-12 : Profil de résine non désirable



← PMMA (1000 Å)
 ← Ge (500 Å)
 ← AZ(1310) (4000 Å)
 ← SiO₂ (500 Å)
 ← Substrat Si

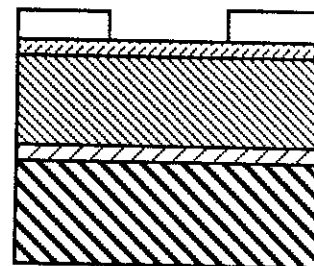
(a)



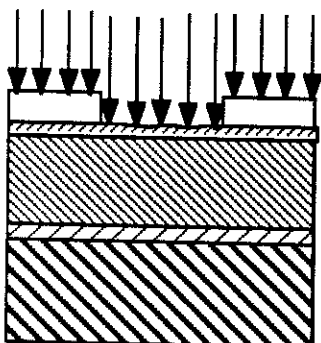
Insolation par faisceau
 d'électrons

(b)

Révélation

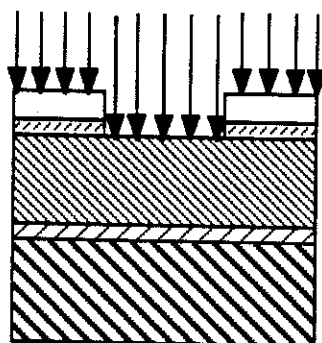


(c)



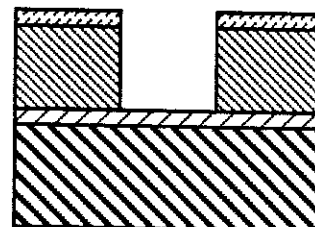
Attaque du Ge par SF₆

(d)



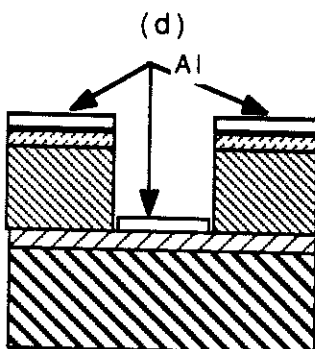
Attaque du AZ(1310) et du
 PMMA par O₂

(e)



Avant le dépôt d'Al

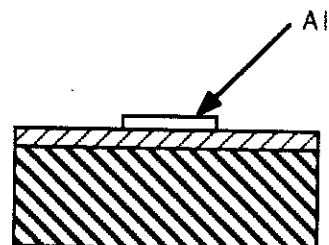
(f)



Après le dépôt d'Al

(g)

Lift - off par
 dissolution dans l'acétone



(h)

Fig. I-13 : Lift-off par la technique tricouche

c) Transfert du motif : le lift-off

La résine la plus couramment utilisée en lithographie électronique est le PMMA (PolyMéthylMétAcrylate). Elle présente en effet une excellente résolution et un bon contraste. Une fois l'insolation réalisée, il faut transférer le motif pour obtenir l'objet désiré : c'est le lift-off. Cette technique nécessite des flans de résines légèrement réentrants afin d'éviter une continuité du film métallique sur les flans (voir figure I.II.c). Ce type de profil est généralement obtenu sur les substrats lourds (GaAs) mais plus difficilement avec le silicium. On peut être amené à recourir aux techniques multicouches et nous donnerons comme exemple la technique tricouche.

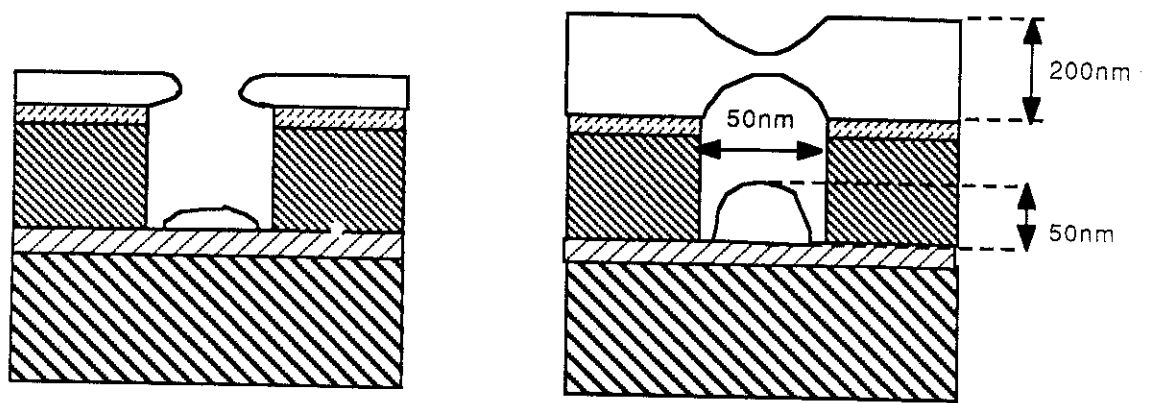
i) Système monocouche

C'est la technique la plus simple. Ces différentes étapes sont représentées sur la figure I.11. On dépose tout d'abord la résine par rotation. Pour les traits les plus fins, l'épaisseur de résine est de l'ordre de trois fois l'épaisseur du dépôt métallique (soit 1500 Å pour 500 Å de métal). Après insolation et révélation, on obtient un sillon. Le métal est déposé sur toute la surface de l'échantillon. Il couvre donc la résine et le substrat à l'endroit du sillon. La dissolution de la résine dans un solvant permet de ne conserver que le trait métallique. La figure I.12 montre l'importance du profil dans la résine pour le lift-off.

ii) Système tricouche

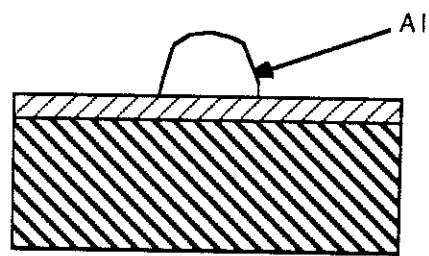
Cette technique permet d'obtenir de très grands rapports entre l'épaisseur de résine et la largeur du trait. Ceci peut être utile lorsque les flans obtenus par monocouche ne sont pas réentrant ainsi que lorsque l'échantillon a un relief important.

On dépose tout d'abord une couche de résine AZ1310 de 4000 Å (cette couche sert de planarisation si l'on veut éliminer le relief) suivi d'un recuit à 150°C. Ensuite, on dépose une couche intermédiaire de germanium de 500 Å. Et enfin la couche dite de résolution : 1500 Å de PMMA. L'insolation, puis la révélation du PMMA se fait de la manière habituelle. Le motif est transféré dans le germanium par une attaque ionique réactive utilisant des ions SF₆. Les ions SF₆ n'attaquent pratiquement pas les composés organi-



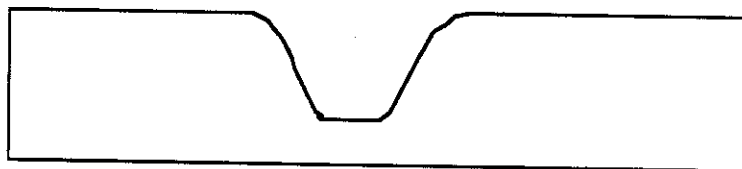
Debut du dépôt d'aluminium

suite du dépôt d'aluminium

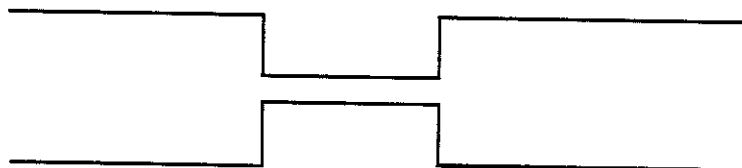


Après lift-off

Vue de profil



Vue de dessus



Profil du micropont

Fig. I-14 : La technique permettant d'obtenir des microponts d'épaisseur réduite et le profil ainsi obtenu.

ques et donc le PMMA sert de masque pour cette attaque. Enfin, une attaque ionique réactive avec des ions O_2 transfère le motif sur le substrat. Les ions O_2 attaquent les composés organiques mais pas les minéraux. On obtient ainsi grâce à la sélectivité de l'attaque ionique réactive et à sa grande anisotropie un rapport épaisseur de résine sur largeur de trait qui peut dépasser 10. Le lift-off après dépôt de l'aluminium se fait par dissolution de la résine AZ dans de l'acétone (Figure I.13).

Cette technique a été utilisée pour réaliser des jonctions avec une épaisseur de 2000 Å d'aluminium sur les plots et 500 Å dans la jonction en une seule étape. En effet, au fur et à mesure que l'on dépose l'aluminium, le trou se bouche par le dépôt lui-même, limitant l'épaisseur du dépôt à environ la largeur du trait (voir figure I.14). Cette géométrie permet d'avoir un supraconducteur massif de part et d'autre de la jonction (voir figure I.14).

d) Insolation avec un microscope électronique

Le microscope électronique à balayage donne un faisceau d'électrons focalisés dont la taille peut atteindre 10 nm avec un appareil standard du marché. Pour l'utiliser pour la lithographie, il faut lui adjoindre un système d'escamotage du faisceau, qui permet de déplacer l'échantillon ou de stabiliser la colonne sans insoler. Le porte-échantillon doit être également modifié pour assurer une très bonne planéité de l'échantillon. Il faut également pouvoir piloter les bobines de déflection. Un microscope Philipps 515 a été ainsi modifié au L2M.

Les moteurs pas à pas qui déplacent le porte-échantillon ont une précision de quelques microns, ce qui limite fortement la complexité des objets. En effet, le champ de balayage du faisceau doit être réduit pour diminuer les distorsions en bord de champ, le champ standard pour les petits motifs est $30 \times 30 \mu m$. Du fait de l'imprécision des déplacements, un petit objet ne peut excéder cette longueur. De même, la superposition de plusieurs niveaux est limitée par l'imprécision des moteurs pas à pas. Il est néanmoins possible avec quelques astuces et beaucoup de patience de réaliser des objets assez complexes.

Le masqueur électronique qui dispose entre autre d'un déplacement contrôlé par interférométrie LASER et d'une correction des distorsions sur tout le champ est indispensable pour aller au-delà.

Le système de commande est composé d'un ordinateur (PDP 11-23) et d'une interface de commande (RS 232) entre l'ordinateur et le microscope.

Le but du programme est l'insolation de mires avec la possibilité de faire varier les paramètres entre chaque insolation (dose, incréments ligne et trame, nombre de répétitions par ligne). En préalable à ce programme, il faut un programme pour définir une mire, la stocker en librairie et la modifier si besoin est.

Un message complet envoyé à l'interface permet d'insoler un motif. D'autre part, la répétition d'un motif avec translation est prévu. Nous pouvons choisir entre deux types de paramètres : les paramètres prédéfinis sont fixés et ne varient pas d'une insolation à l'autre, ou les paramètres variables peuvent être modifiés entre deux insolutions et permettent d'étudier leur effet sur la mire insolée. Il y a trois types de doses programmables :

- dose en $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour les pavés,
- dose en $\mu\text{C}/\text{cm}$ pour les traits,
- dose en μC pour les points,

tandis que les principales fonctions de l'interface sont les suivantes : on lui donne les coordonnées de deux points ainsi qu'un incrément en ligne, un incrément en trame et le nombre de répétitions par ligne. L'interface calcule et stocke en mémoire tous les points nécessaires pour remplir le rectangle élémentaire ainsi défini. Une horloge programmable vide ensuite la mémoire dans les D.A.C. X et Y qui, après amplification alimentent les bobines de déviation X et Y du microscope (voir Appendice I pour plus de détails).

3 - Le dispositif de test des jonctions

Pour pouvoir faire nos mesures, nous avons utilisé un cryostat à dilution permettant de refroidir les jonctions bien au-dessous de la température critique de l'aluminium (1,17 K en matériau massif). Le cryostat utilisé permet d'atteindre des températures voisines de 50 mK.

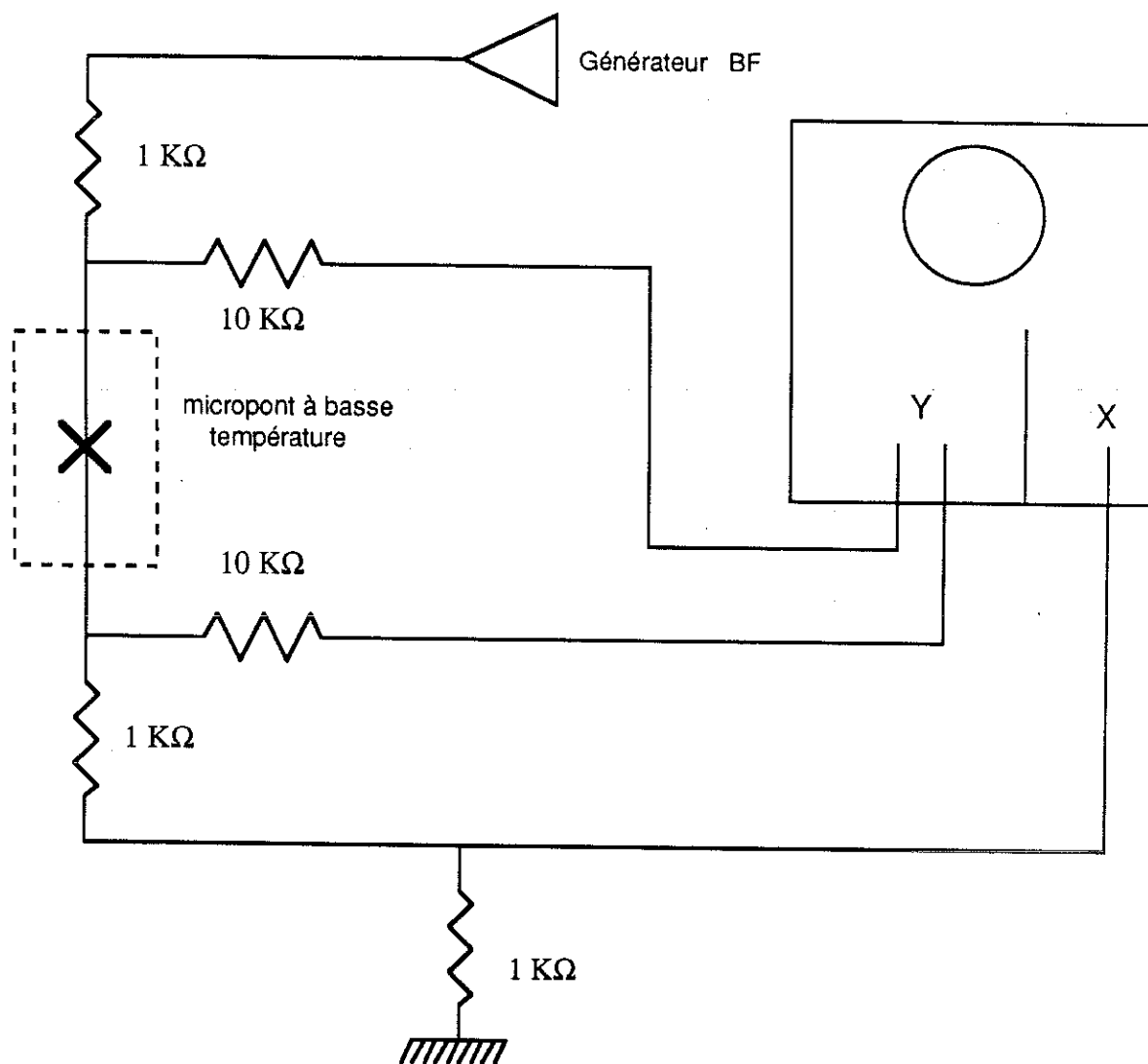


Fig. I-15 : Le dispositif de test des jonctions

La mesure des caractéristiques $I(V)$ est effectuée en 4 fils. Le porte-échantillon ayant 12 fils de connections, il est possible de connecter 3 jonctions simultanément.

L'électronique de mesure est simple (Fig. I.15). Un générateur BF avec une résistance de $1\text{ k}\Omega$ en série envoie un signal de courant triangulaire de quelques Hz dans la jonction. Le courant maximum du signal est plus grand que le courant critique du micropont pour observer sa transition. Un oscilloscope à entrée différentielle permet de visualiser les caractéristiques $I-V$. Pour travailler à flux magnétique constant et diminuer le bruit sur les jonctions, nous avons utilisé un écran supraconducteur (en plomb) autour du porte-échantillon.

La mesure de la température est effectuée par un thermomètre en germanium pour les températures au-dessus de 250 mK et une résistance de carbone Speers en dessous de 250 mK. N'ayant pas refait la calibration des thermomètres, on évalue à 5 % la précision sur les mesures de températures.

4 - Les résultats expérimentaux

Pour caractériser les jonctions micropont réalisées, nous avons effectué les mesures suivantes :

- Mesure du courant critique (I_c) en fonction de la température $I_c(T)$.
- Mesure du courant critique en fonction de la section du micropont $I_c(S)$.
- Détermination de la caractéristique $I(V)$ de la jonction.

a) Mesure du courant critique en fonction de la température

La température critique de l'aluminium (T_c) en matériau massif est de 1,17 K. Lorsque l'aluminium est déposé en couche mince, cette température augmente lorsque l'épaisseur de la couche (d) diminue (Tableau I.1) [14].

Nous allons utiliser ces jonctions pour fabriquer un SQUID continu (partie II.B). L'un des critères essentiels au bon fonctionnement du SQUID est que la variation du courant critique avec la température soit très faible. Ce critère se trouve réalisé lorsque la température est très faible devant la température critique T_c , ce qui est notre cas, toutes nos mesures devant se

I/I_0

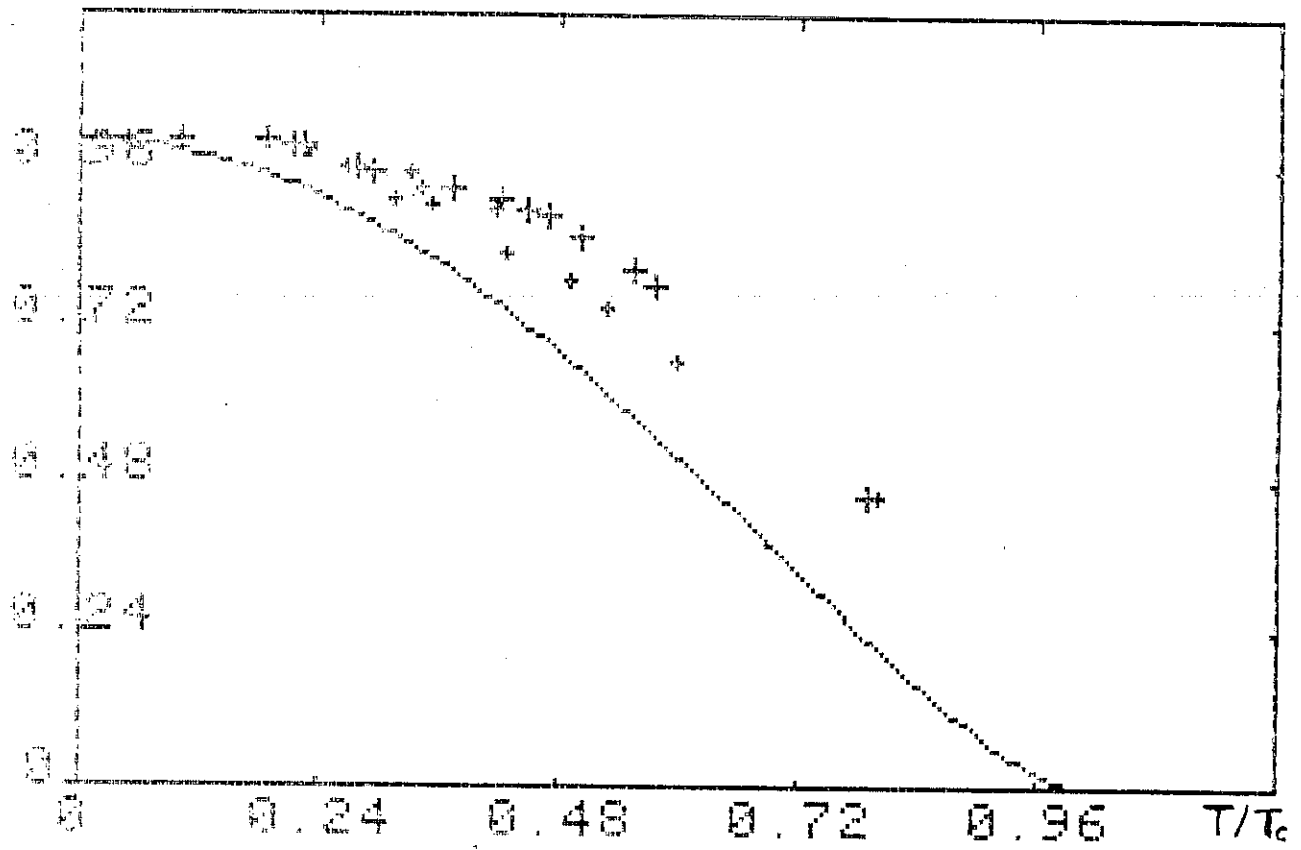


Fig. I-16 : Caractéristique $I_c(T)$ mesuré sur 2 échantillons:

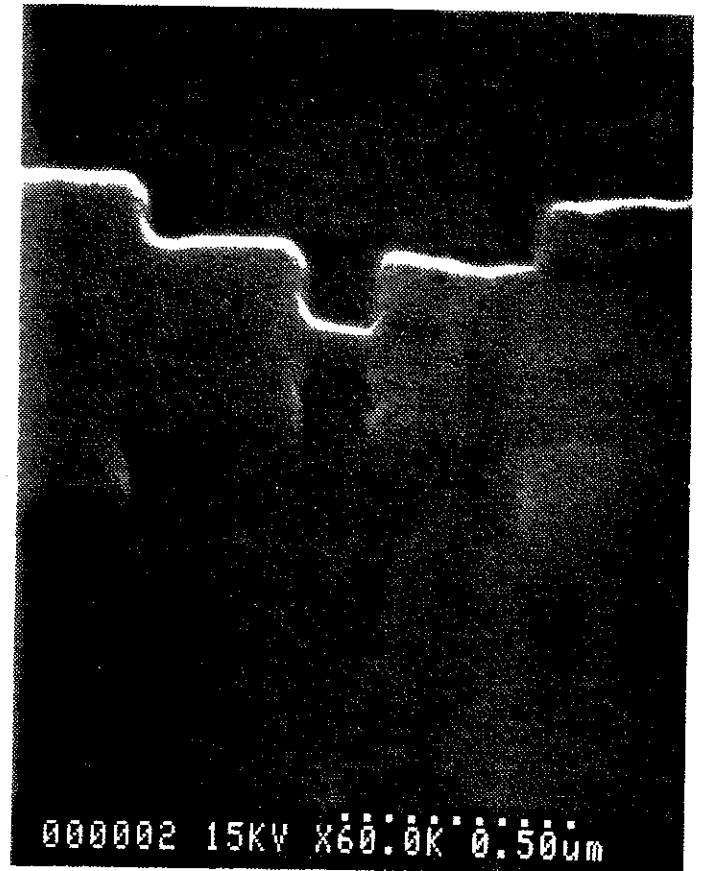
+ échantillon (2)

+ échantillon (4).

La courbe en trait plein correspond à la formule de Bardeen [16].



(a)



(b)

Fig. I-17 : a) Un micropont de largeur 60 nm et d'épaisseur 90 nm ,
 $I_c = 470 \mu A$ à 400 mK.
 b) Un micropont de largeur 50 nm et d'épaisseur 50 nm,
 $I_c = 265 \mu A$ à 400 mK.

faire en dessous de 100 mK (voir partie III). Pour ces raisons, nous avons limité nos mesures à la région des basses températures et nous n'avons pas de résultats près de la température critique.

Des mesures près de la température critique [14,15] ont montré que, dans ces conditions, le courant critique $I_c(T)$ suit la loi de Ginzburg-Landau $\left(\frac{I_c}{I_{c0}} \sim \left[1 - \frac{T}{T_c}\right]^{3/2}\right)$, mais cette loi doit être modifiée à basse température [36,37].

La figure I.16 présente nos résultats expérimentaux de $I_c(T)$ pour les échantillons (2) et (4). D'après le Tableau I.1, leur température critique est de l'ordre de 1,3 K. Le courant critique I_c est normalisé par rapport à I_{c0} (I_{c0} est le courant critique à $T = 0$ K) et T est normalisé par rapport à T_c . Sur la même figure, la courbe en trait plein représente une formule suggérée par Bardeen [16] pour décrire I_c d'un supraconducteur sale entre 0 et T_c : $\frac{I_c}{I_{c0}} \propto \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]^{3/2}$, I_{c0} et T_c étant ajustés aux valeurs mesurées. On remarque, d'après nos mesures, que la variation de I_c par rapport à la température devient négligeable au-dessous de 250 mK.

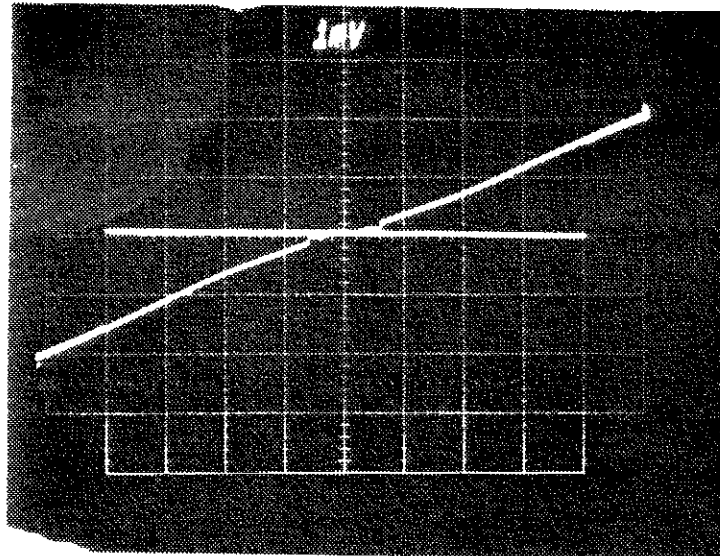
b) I_c en fonction de la section du micropont

Nous avons fabriqué des jonctions de différentes épaisseurs et largeurs (différentes sections) de micropont.

En ce qui concerne la longueur du micropont, Likharev [17] a calculé que cette longueur doit être plus petite que $3,49 \xi$ pour avoir un comportement de type jonction Josephson. La longueur (L) de nos microponts est $0.2 \mu\text{m}$, qui est largement plus petit que la valeur suggérée par Likharev.

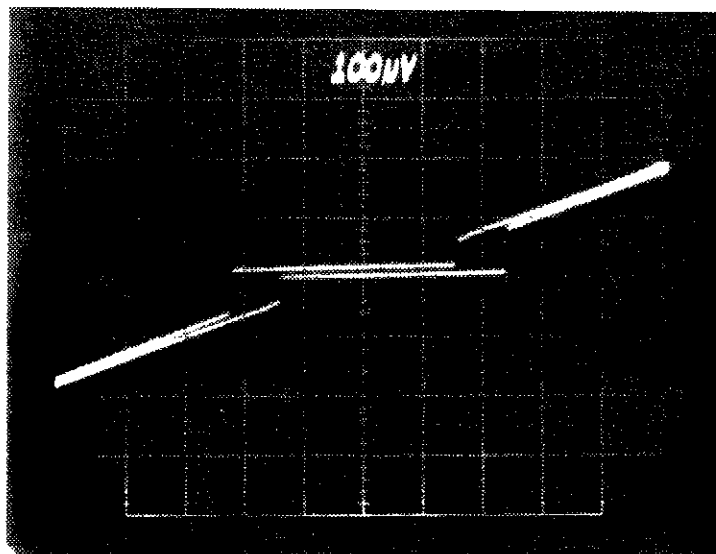
La figure I.17 montre deux jonctions micropont de différentes largeurs (w) (Figure I.17a : $w = 60 \text{ nm}$, $d = 90 \text{ nm}$, $I_c = 470 \mu\text{A}$ à $T = 400 \text{ mK}$ et figure I.17b : $w = 50 \text{ nm}$, $d = 50 \text{ nm}$, $I_c = 290 \mu\text{A}$ à $T = 270 \text{ mK}$). Les photos et les dimensions des microponts sont prises dans un microscope électronique à balayage.

Le tableau I.2 présente le courant critique des microponts de sections différentes, à des températures près de 400 mK, sauf la jonction (7) à une température de 270 mK.



(a)

$W = 75 \text{ nm}$, $d = 50 \text{ nm}$, $I_c = 440 \text{ } \mu\text{A}$ à $T = 300\text{mK}$, $\alpha = 0,62$.
 Horizontale $200 \text{ } \mu\text{A/div}$, verticale $100 \text{ } \mu\text{V/div}$.



(b)

$W = 75 \text{ nm}$, $d = 50 \text{ nm}$, $I_c = 440 \text{ } \mu\text{A}$ à $T = 300\text{mK}$, $\alpha = 0,62$.
 Horizontale $200 \text{ } \mu\text{A/div}$, verticale $100 \text{ } \mu\text{V/div}$.

Fig. I-18 : Les photos des caractéristique V- I de deux microponts.

Le calcul de la densité du courant continu (J_c) des jonctions : $J_c = \frac{I_c}{S}$ avec $S = dxw$, permet de faire une comparaison. On s'aperçoit que les valeurs de J_c diminuent pour les jonctions de grande dimension. Cela se comprend aisément parce que, lorsque l'épaisseur du micropont devient plus large que la longueur de pénétration électromagnétique, le courant circule principalement au bord du micropont. La distribution du courant dans le micropont n'étant pas uniforme, la section effective du micropont diminue ($S_{eff} < S$).

Echantillon	W (nm)	d (nm)	T (mK)	I_c (μA)	J_c $\mu A/nm^2$	S (nm^2)
(1)	250	200	401	3700	74×10^{-3}	50 000
(2)	160	200	400	2300	71×10^{-3}	32 000
(3)	80	200	404	1110	70×10^{-3}	16 000
(4)	70	90	410	530	84×10^{-3}	6 300
(5)	65	90	409	505	86×10^{-3}	5 850
(6)	40	50	386	210	106×10^{-3}	2 000
(7)	60	50	270	380	118×10^{-3}	3 000

Tableau I.2 : Résultats expérimentaux de courants critiques des jonctions à dimensions différentes. La précision des mesures est limitée par :

- Les erreurs dues aux mesures des dimensions des microponts.
- Les erreurs dans la mesure du courant critique.
- Les écarts et les erreurs entre les températures de mesure des courants critiques de chaque micropont dans le tableau I.2.

On remarque dans le tableau I.2 que, pour des jonctions de même épaisseur, les valeurs de densité de courants critiques sont très proches. L'écart de densité entre les échantillons (6) et (7) est dû à la différence de température de mesure entre ces deux échantillons.

c) Caractéristique $I(V)$

Pour mesurer les caractéristiques V-I des microponts, nous avons utilisé le montage décrit dans le paragraphe (I.B.3). Un signal triangulaire est envoyé dans le micropont à une fréquence de 100 Hz. La mesure des caractéristiques V-I est effectuée sur un oscilloscope à entrées différentielle. La figure I.18 montre les photos de deux caractéristiques V-I (V en verticale et I en horizontale).

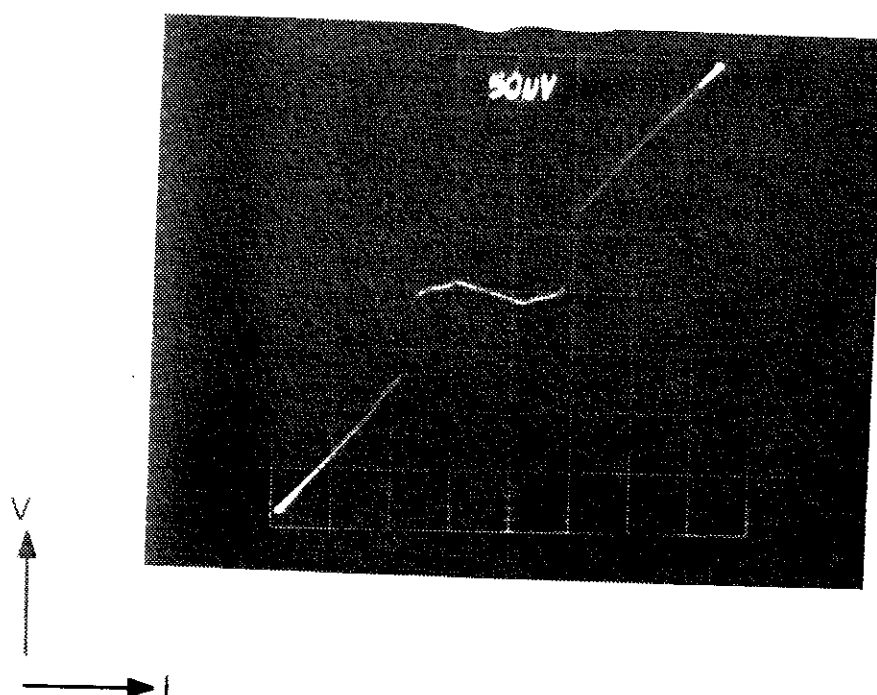


Fig. I-19 : La caractéristique V-I d'un micropont shunté sans hystéresis à $T = 260 \text{ mK}$, $I_c = 310 \mu \text{ A}$.

La figure I.18a est la caractéristique V-I d'un micropont d'épaisseur 2000 Å et de largeur 150 nm, le courant critique est de 2 mA à 400 mK. La figure I.18b est la caractéristique V-I d'un micropont d'épaisseur 500 nm et de largeur 75 nm, le courant critique est de 400 μ A à 300 mK.

On remarque sur ces photos que le micropont possédant le courant critique plus grand a un coefficient d'hystérésis plus petit, l'échauffement devenant dans ce cas plus important.

5 - Les essais expérimentaux pour éliminer l'hystérésis

Pour éliminer l'hystérésis, il suffit de connecter en parallèle sur chaque jonction une résistance de shunt. Pour des raisons de commodité, nous avons utilisé de l'or pur qui ne devient pas supraconducteur, ne s'oxyde pas, mais présente une résistivité faible à basse température. A la surface de l'aluminium, il se produit rapidement au contact de l'air une couche de 50 Å d'oxyde. Pour éviter un mauvais contact entre l'or et l'aluminium, il faut que l'or soit déposé en premier, sous l'aluminium. Au lieu d'évaporer une couche d'or seulement autour du micropont, nous avons, pour des raisons de commodité, déposé la couche d'or sur toute la plaquette, les jonctions étant réalisées par dessus. On observe que l'hystérésis sur la courbe I-V est éliminé. La figure I.19 montre une caractéristique V-I d'une jonction shuntée. On remarque l'absence totale d'hystérésis.

D'après nos mesures, la valeur de la résistance de shunt est 0,05 Ω au-dessous de 1 K. Si on calcule la résistance de shunt à partir de la formule $R = \rho \frac{l}{S}$ en considérant seulement l'or qui se trouve au-dessous du micropont, on trouve $R_{sh} = 2,5 \Omega$ à la température ambiante et au-dessous de 1 K $R_{sh} = 0.025 \Omega$, en supposant le rapport de résistivité égal à 100. D'après les hypothèses que nous avons supposées, on trouve que les deux valeurs de R_{sh} (mesurée et calculée) sont proches.

La valeur de la résistance de shunt est relativement petite et devrait être augmentée pour améliorer la sensibilité du SQUID (voir paragraphe II.A.6). Pour avoir une résistance de shunt plus grande, il faut utiliser un mélange de deux métaux comme AuCu, CuIn, La valeur maximum de R_{sh} est limitée par le coefficient de McCumber β_C dont nous avons déjà discuté.

6 - Conclusions

A l'aide de cette technique de lithographie, nous sommes capable de fabriquer des jonctions Josephson à microponts reproductibles, de dimensions plus petites que la longueur de cohérence $\xi(T)$ de l'aluminium. Le réglage des dimensions de micropont par cette technique est aisé.

Ce type de jonctions est hystérétique. Les essais pour éliminer l'hystérésis ont réussi. Les mesures effectuées sur les microponts ont montré que la variation de courant critique au-dessous de 250 mK est négligeable, ce qui est intéressant pour le fonctionnement des SQUID à ces températures.

L'effet du champ magnétique sur ces microponts est négligeable car ils sont de petites dimensions. Nous allons utiliser ce type de jonctions pour fabriquer des SQUID continus.

CHAPITRE II

LES SQUID CONTINUS

CHAPITRE II

LES SQUID CONTINUS

A - Description des SQUID continus

1 - Introduction

En 1964, Jaklevic *et al.* [18] ont observé l'effet d'interférence quantique dans une boucle supraconductrice interrompue par deux jonctions Josephson. Ils ont montré que le courant critique de ces deux jonctions en fonction du champ magnétique dans la boucle est une fonction périodique de période ϕ_0 . L'exploitation de cet effet dans le domaine de l'instrumentation a été la réalisation du SQUID. Le SQUID "Superconducting Quantum Interference Device" est un instrument ultra-sensible au champ magnétique.

Il existe deux types de SQUID : le SQUID RF est constitué d'une boucle supraconductrice interrompue par une jonction Josephson et le SQUID dc (SQUID continu) a deux jonctions Josephson sur une boucle supraconductrice.

Historiquement, les SQUID dc ont été les premiers à être réalisés. Vers la fin des années 60, les SQUID RF sont apparus et ils ont reçu beaucoup plus d'attention que les SQUID dc parce qu'ils ont l'avantage de n'utiliser qu'une jonction Josephson. L'électronique du SQUID RF a reçu aussi sa part de travail et d'amélioration, ce qui a permis d'obtenir une bonne sensibilité sur ce type de SQUID, qui ont rapidement été commercialisés.

Pendant la deuxième moitié des années 70, les SQUID dc ont repris de l'importance lorsque J. Clarke *et al.* [19] ont montré que leur sensibilité pouvait surpasser aisément celle des SQUID RF. Leur SQUID dc était réalisé en couche mince avec 2 jonctions tunnel shuntées par des résistances déposées. Au début des années 80, la géométrie planaire s'est généralisée, permettant une amélioration remarquable de la sensibilité des SQUID dc, liée à une réduction de la surface des jonctions tunnel (quelques μm^2).

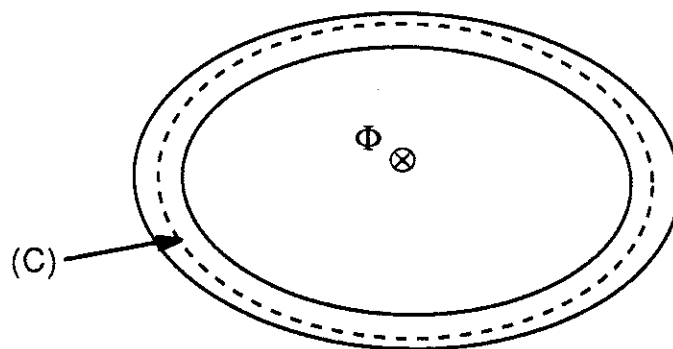


Fig. II-1 : Une boucle supraconductrice.

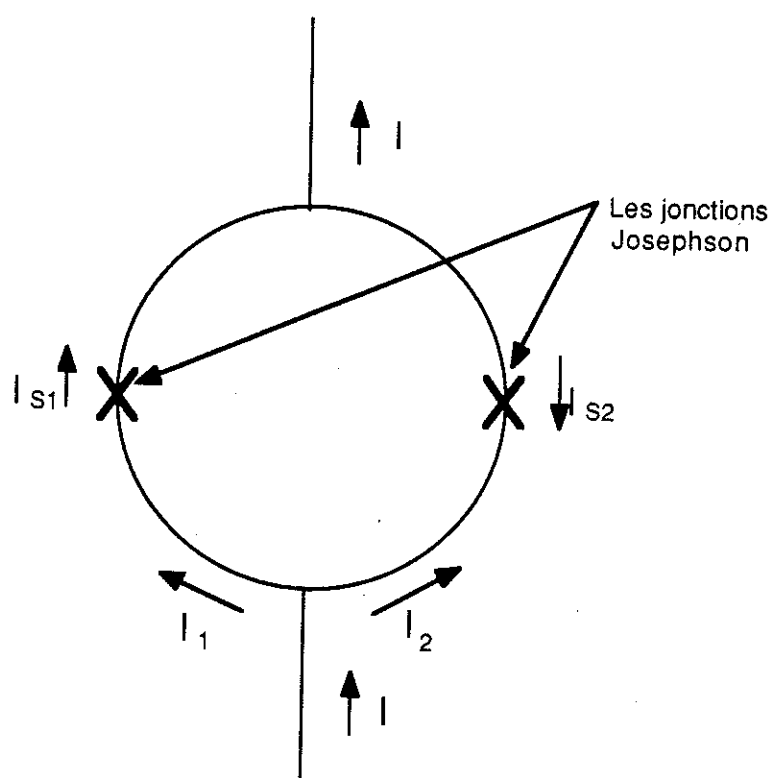


Fig. II-2 : Schéma représentant un SQUID continu, et la distribution des courants dans la boucle et les jonctions.

2 - La quantification du flux dans une boucle supraconductrice

La quantification du flux dans une boucle supraconductrice est une conséquence importante de la supraconductivité et à la base de fonctionnement des SQUID. Considérons une boucle supraconductrice (Figure II.1). Le changement total de la phase ($\Delta\phi$) autour de la boucle est égal à un nombre entier de 2π

$$\Delta\phi = \oint \left(\frac{\vec{P}}{\hbar} \right) d\vec{\ell} = 2\pi n \quad (1)$$

$\vec{P}$ est la quantité de mouvement, $\hbar$ la constante de Plank divisée par 2π et $d\vec{\ell}$ un élément du contour (c).

Dans un champ magnétique $\vec{B}$, la quantité de mouvement d'une paire d'électrons est :

$$\vec{P} = \vec{P}_{\text{cinétique}} + \vec{P}_{\text{potentiel}} = 2m\vec{v}_s - 2|e|\vec{A} \quad (2)$$

$2m$, $-2|e|$ et $\vec{v}_s$ sont la masse, la charge et la vitesse de paire d'électrons respectivement et $\vec{A}$ est le potentiel vecteur. La densité du courant supraconducteur est :

$$\vec{J}_s = -2|e|\rho\vec{v}_s \quad (3)$$

ρ est la densité de paire d'électrons et $\vec{P}$ devient :

$$\vec{P} = \frac{-m\vec{J}_s}{|e|\rho} - 2|e|\vec{A} \quad (4)$$

$$\Delta\phi = \frac{-m}{\hbar|e|\rho} \oint \vec{J}_s \cdot d\vec{\ell} - \frac{2|e|}{\hbar} \oint \vec{A} \cdot d\vec{\ell} = 2\pi n \quad (5)$$

D'après le théorème de Stokes :

$$\oint \vec{A} \cdot d\vec{\ell} = \iint \text{rot} \vec{A} \cdot d\vec{s} = \iint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \phi \quad (6)$$

ds est un élément de la surface à l'intérieur de la boucle et ϕ est le flux traversant la boucle. $\Delta\phi$ devient :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi\phi}{\phi_0} - \frac{m}{\rho|e|\hbar} \int \vec{J}_s \cdot d\vec{\ell} = 2\pi n \quad (7)$$

ϕ_0 est le quantum de flux = $2.07 \cdot 10^{-15}$ wb. Si on multiplie l'équation (7) par $\frac{-\phi_0}{2\pi}$ on obtient :

$$\phi' = \phi + \frac{m}{2\rho e^2} \int \vec{J}_s \cdot d\vec{\ell} = n\phi_0 \quad (8)$$

ϕ' est le fluxoïde défini par London (1950).

Dans un supraconducteur massif, de dimension largement supérieure à la profondeur de pénétration λ_L , on peut choisir un parcours (c) tel que la densité de courant (J_s) soit nulle. L'équation (8) devient :

$$\phi = n\phi_0 \quad (9)$$

donc, d'après l'équation (9), on peut dire que le flux qui passe dans une boucle supraconductrice sans jonction Josephson est quantifié en unité de ϕ_0 .

3 - Théorie du SQUID continu

Pour une boucle supraconductrice interrompue par deux jonctions Josephson (SQUID dc) (Figure II.2), le terme $\frac{m}{\rho|e|\hbar} \int J_s \cdot d\ell$ de l'équation (7) n'est pas nul dans les jonctions et il correspond à la somme de la différence de phase aux bornes des deux jonctions θ_1 et θ_2 [20]. Alors l'équation (7) devient :

$$\frac{2\pi\phi}{\phi_0} - \theta_1 - \theta_2 = 2\pi n \quad (10)$$

On peut choisir $n = 0$ sans rien changer dans l'équation (10) :

$$\theta_2 = -\theta_1 + \frac{2\pi\phi}{\phi_0} \quad (11)$$

Si on passe un courant I dans le SQUID dc, ce courant se divise en deux parties I_1 et I_2 pour passer dans les deux jonctions comme on le voit sur la figure II.2.

Dans un champ magnétique ($\vec{B}$) perpendiculaire au plan de la boucle du SQUID, un courant I_s va se mettre à circuler à l'intérieur de la boucle pour s'opposer au flux qui passe dedans. Les courants supraconducteurs qui passent dans les deux jonctions en respectant les conventions de signes sont :

$$I_{s1} = I_1 - I_s = -I_{c1} \sin\theta_1 \quad (12)$$

$$I_{s2} = -I_2 - I_s = -I_{c2} \sin\theta_2 = I_{c2} \sin[\theta_1 - (2\pi\phi/\phi_0)] \quad (13)$$

I_{c1} et I_{c2} sont les courants critiques des deux jonctions.

Le courant supraconducteur qui passe dans le SQUID est :

$$I_t = I_{s1} - I_{s2} = I_1 + I_2 = -I_{c1} \sin\theta_1 - I_{c2} \sin\left[\theta_1 - \left(\frac{2\pi\phi}{\phi_0}\right)\right] \quad (14)$$

Le courant critique du SQUID (I_c) est obtenu par maximisation de I_t . Pour simplifier le calcul de I_c en fonction du flux extérieur (ϕ_e) appliqué au SQUID, on suppose que le flux venant du terme LI_s est négligeable (L est l'inductance du SQUID). Alors $\phi = \phi_e$, et pour maximiser I_t , on aura :

$$\frac{dI_t}{d\theta_1} = -I_{c1} \cos\theta_1 - I_{c2} \cos\left[\theta_1 - \frac{2\pi\phi_e}{\phi_0}\right] = 0 \quad (15)$$

Faisant la somme des carrés des équations (14) et (15) :

$$I_c^2 = I_{c1}^2 + I_{c2}^2 + 2 I_{c1} I_{c2} \cos\left(\frac{2\pi\phi_e}{\phi_0}\right) \quad (16)$$

Finalement, d'après l'équation (16) on aura :

$$I_c^2 = \left[(I_{c1} - I_{c2})^2 + 4 I_{c1} I_{c2} \cos^2\left(\frac{\pi\phi_e}{\phi_0}\right) \right] \quad (17)$$

Dans le cas où les deux jonctions sont identiques, alors leurs courants critiques sont égaux ($I_{c1} = I_{c2} = I_j$), on aura :

$$I_c = 2I_j \left| \cos \frac{\pi \phi_e}{\phi_0} \right| \quad (18)$$

Cette équation montre que le courant critique d'un SQUID dc, ayant les mêmes courants critiques pour ces deux jonctions est une fonction périodique en ϕ_e , de période égale à ϕ_0 . I_c est maximum ($I_c = 2I_j$) quand $\phi_e = 0, \phi_0, 2\phi_0, \dots$ et minimum ($I_c = 0$) quand $\phi_e = \frac{\phi_0}{2}, \frac{3\phi_0}{2}, \dots$. L'équation (18) est représentée dans la figure II.3.

Si le terme LI_s n'est pas négligeable devant ϕ_0 , le flux dans le SQUID sera

$$\phi = \phi_e + LI_s \quad (19)$$

d'après (12) et (13) :

$$I_s = \frac{1}{2} (I_1 - I_2)$$

et l'équation (11) devient :

$$\theta_2 = -\theta_1 + \frac{2\pi}{\phi_0} \left[\phi_e + \frac{L}{2} (I_1 - I_2) \right] \quad (20)$$

Nous avons défini que $I_c = \max I_t$ et, d'après les équations (14), (20), (12) et (13) pour $I_{c1} = I_{c2} = I_j$, nous aurons :

$$\frac{I_c}{I_j} = \max \left\{ -\sin \theta_1 - \sin \left\{ \theta_1 + 2\pi \left[\frac{\phi_e}{\phi_0} - \frac{LI_j}{\phi_0} \left(\sin \theta_1 - \frac{I_c}{2I_j} \right) \right] \right\} \right\} \quad (21)$$

Cette équation est difficile à résoudre. On cherche une solution numérique [24,25]. On cherche la valeur θ_1 qui correspond à la valeur maximum de I_c par résolution de l'équation implicite entre I_c et θ_1 .

I_c/I_j est tracé en fonction de $\frac{\phi_e}{\phi_0}$ dans la figure II.4 en prenant $\beta = \frac{2LI_j}{\phi_0}$ comme paramètre. Pour avoir une modulation en courant critique importante, il faut que la valeur de β soit petite (plus petite que l'unité).

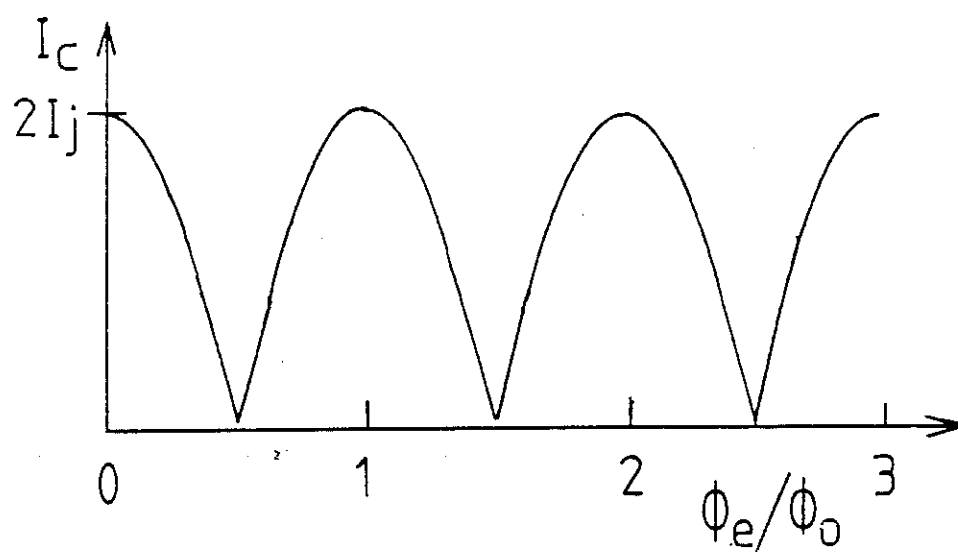


Fig.II-3 : Le courant critique d'un SQUID continu parfaitement symétrique en fonction du flux extérieur, avec $L_I = 0$.

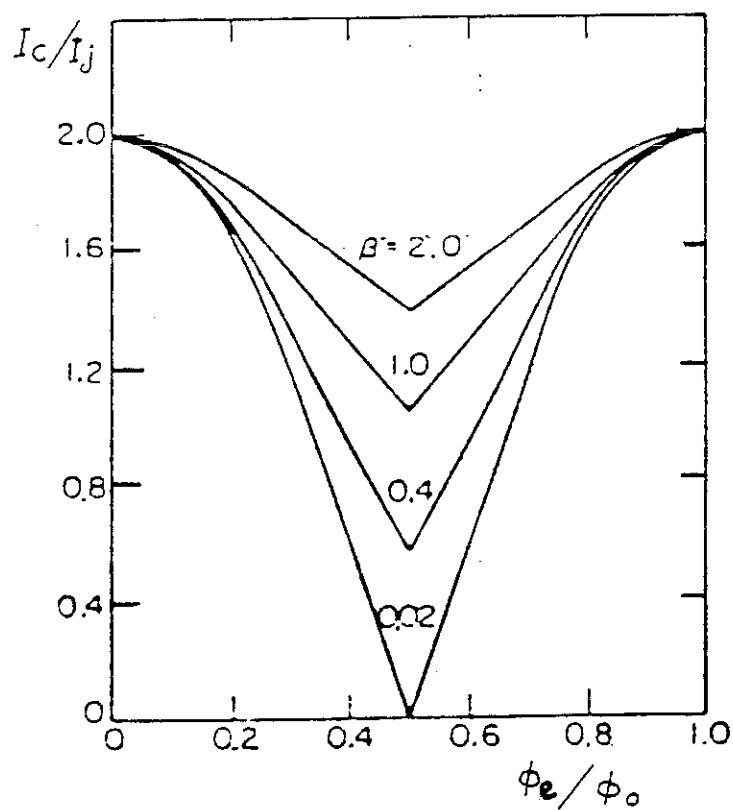


Fig.II-4 : Le courant critique d'un SQUID continu parfaitement symétrique en fonction du flux extérieur, pour différentes valeurs de β .

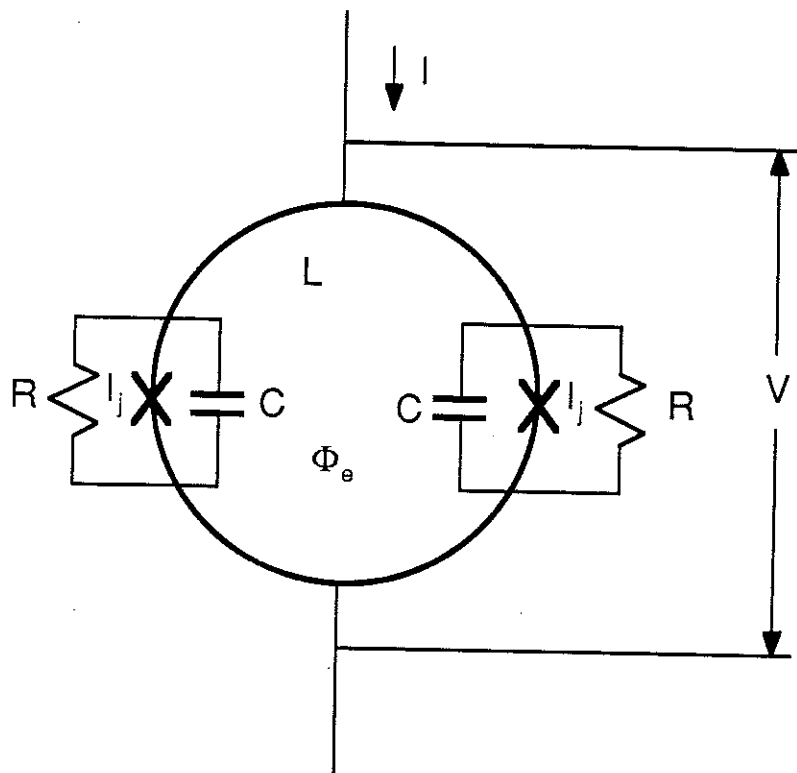


Fig.II-5 : Schéma équivalent d'un SQUID continu Shunté.

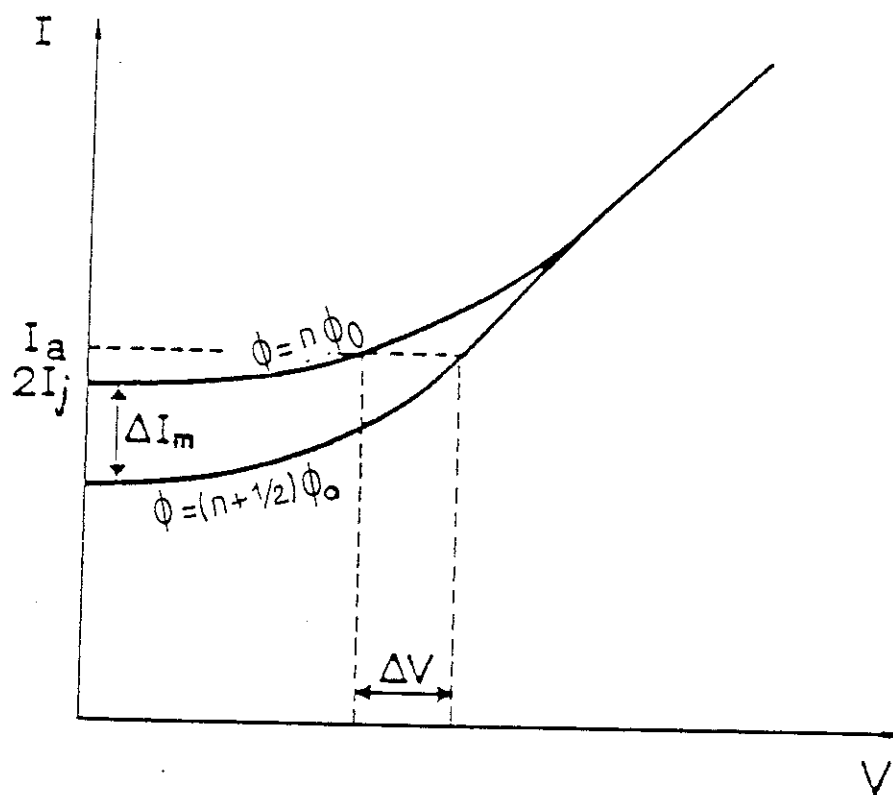


Fig.II-6 : Caractéristique I-V d'un SQUID continu pour deux valeurs du flux,
 $\phi = n\phi_0$; $\phi = (n+1/2)\phi_0$.

4 - Le fonctionnement du SQUID continu

Le SQUID continu est constitué d'une boucle supraconductrice d'inductance (L), interrompue par deux jonctions Josephson. Les deux jonctions sont alimentées en parallèle par un courant.

La figure II.3 montre que le courant critique d'un SQUID continu est une fonction périodique au flux appliqué, de période égale à un quantum de flux (ϕ_0). Le SQUID continu peut donc détecter les petites variations en flux ($\Delta\phi$) par la mesure de la variation de son courant critique (ΔI_c) qui correspond.

Il existe deux types de SQUID continus : des SQUID continus utilisant des jonctions non shuntées, ils sont hystérétiques et ceux ayant des jonctions shuntées sans hystérésis.

On utilise généralement des SQUID continus ayant des jonctions tunnel shuntées de façon à convertir la variation du courant critique (ΔI_c) en variation de tension aux bornes du SQUID (ΔV). La figure II.5 représente le schéma d'un SQUID continu shunté. Chaque jonction a une capacité (C) et un courant critique I_j . Elle est shuntée par une résistance R pour éliminer l'hystérésis de façon que le coefficient de McCumber soit égal à : $\beta_c = 2\pi I_j R^2 C / \phi_0 \leq 1$.

L'application d'un flux magnétique perpendiculaire à la boucle du SQUID crée un courant induit qui circule dans la surface intérieure de la boucle, pour s'opposer au flux appliqué, ce qui fait varier la caractéristique I - V entre les deux extrêmes que l'on voit sur la figure II.6 [26,27].

En opération normale d'un SQUID continu symétrique shunté sans hystérésis, on applique un courant constant $I_a > I_c$ dans le SQUID (Figure II.6). Une tension va apparaître aux bornes du SQUID. Cette tension varie périodiquement en fonction du flux appliqué, de période égale à ϕ_0 (Figure II.7). Pour mesurer les petites variations du flux ($\Delta\phi$) à l'intérieur de la boucle du SQUID, on mesure la variation de la tension qui correspond (ΔV). Dans ce cas, le SQUID est un convertisseur de flux en tension avec une fonction de transfert $V(\phi) = \left(\frac{\partial V}{\partial \phi} \right)$. Elle est maximum quand le flux dans le SQUID est égal à $(2n+1) \frac{\phi_0}{2}$ (n est un entier) [26] et minimum quand le flux égal à $\frac{n\phi_0}{2}$.

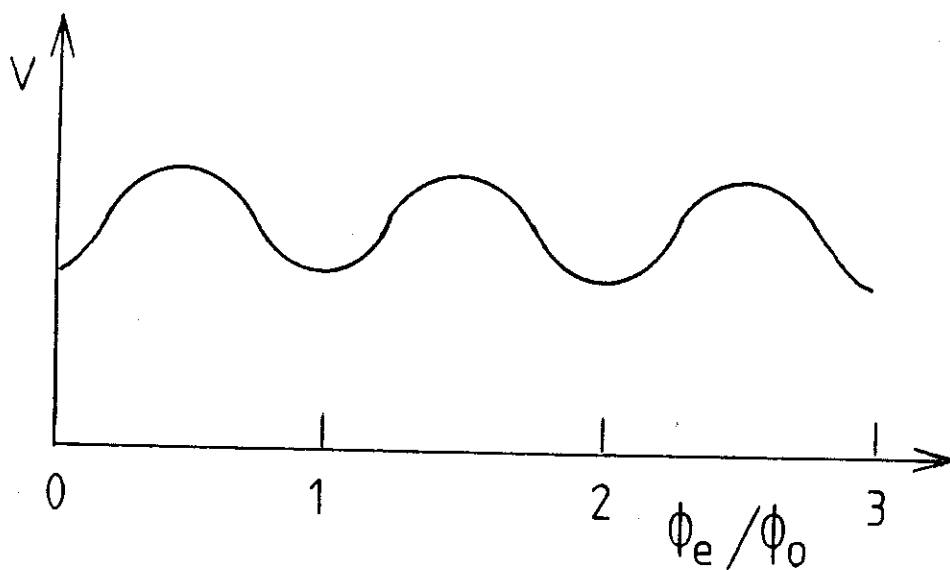


Fig.II-7 : Caractéristique $V(\Phi_e)$ d'un SQUID continu symétrique, alimenté par un courant constant plus grand que I_c .

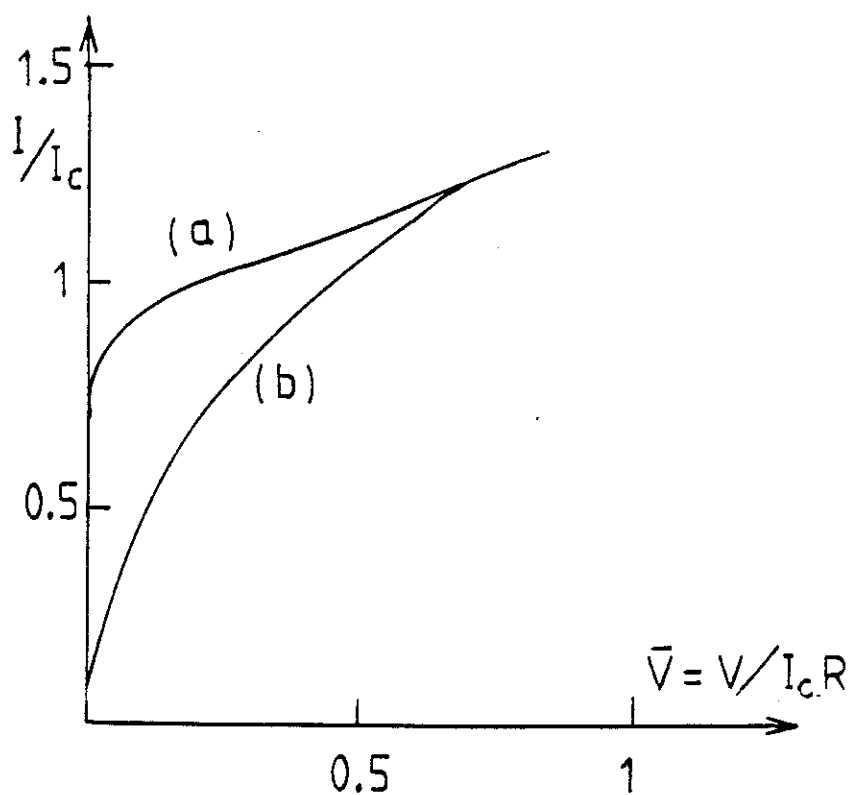


Fig.II-8 : Caractéristique I-V normalisée d'un SQUID continu en présence de perturbations extérieures. Dans la courbe (a) ces perturbations sont faibles, dans (b) ces perturbations sont importantes.

5 - Les bruits dans les SQUID dc

Les performances des SQUID sont limitées par leur bruit intrinsèque. Pour mesurer de petites variations de flux avec un SQUID, il faut connaître son bruit et sa fonction de transfert $V(\phi)$ ou $I(\phi)$. La sensibilité sera définie comme le signal d'entrée conduisant à un signal de sortie égal en amplitude à son bruit propre. Dans les SQUID, on observe plusieurs types de bruits que l'on peut classer en deux catégories suivant leur spectre : le bruit blanc et le bruit en $1/f$.

a) Le bruit blanc

Il y a plusieurs sources de bruit de ce type. Les caractéristiques courant-tension d'un SQUID continu peuvent être modifiées par la présence de ces perturbations. L'origine de ces perturbations peut être l'environnement électrique ou magnétique du SQUID, ou bien une source intrinsèque au SQUID comme les résistances de shunts (ou les résistances des jonctions s'il n'est pas shunté). Nous parlerons de ces deux sources de bruit et, en plus, de l'influence du circuit d'entrée (le transformateur de flux) sur le SQUID. Enfin, la résolution ultime sera limitée par le bruit quantique.

i) Les perturbations extérieures :

En présence des perturbations extérieures, la transition de l'état supraconducteur à l'état normal se fait d'une façon progressive, alors qu'en l'absence de ces perturbations, cette transition est brutale. Lorsque les perturbations augmentent, la transition se passe à des courants faibles et la caractéristique devient plus arrondie au moment de la transition et se rapproche de la caractéristique ohmique. La figure II.8 montre les caractéristiques I-V en présence de perturbations extérieures.

Pour tester l'électronique de mesure et le blindage du SQUID, il suffit de regarder la caractéristique I-V. Un arrondi indique la présence de perturbations extérieures électriques ou magnétiques.

Les sources des perturbations électriques peuvent être des émissions radio ou des appareils de mesures. Ils sont amenés au SQUID par les fils d'alimentation et de mesures. On peut diminuer ce type de bruit par le

blindage de ces fils entre le SQUID à basse température et l'électronique de mesures à la température ambiante et par l'utilisation de filtres RC.

Les sources de bruits magnétiques sont le milieu extérieur du SQUID, comme les champs magnétiques extérieurs, le champ terrestre, des rayonnements parasites Ce type de bruit diminue par le blindage du SQUID par un écran supraconducteur.

Notons qu'une jonction est d'autant plus sensible aux perturbations que son courant critique est faible.

ii) Le bruit blanc intrinsèque :

Les calculs et les mesures de ce type de bruit ont été faits dans le cas de SQUID continus shuntés. La source de bruit est alors le bruit Johnson dans les résistances de shunt. Son origine fondamentale est d'ordre statistique et réside dans la fluctuation du nombre de porteurs, et donc du courant dans un volume fini qui est le volume de l'élément résistif. Le bruit Johnson a un effet sur le SQUID continu de deux façons : il produit un bruit en tension aux bornes du SQUID et un bruit en courant qui circule à l'intérieur de la boucle pour générer un bruit en flux dans le SQUID.

L'effet de ce type de bruit sur la caractéristique I-V du SQUID continu a été calculé par Ambegookar et Halperlin [23] et Vystavkin *et al.* [23]. Pour un SQUID continu alimenté par un courant I et une tension V à ses bornes, ils ont trouvé que la densité spectrale du bruit en tension sur le SQUID est :

$$S_V = \left[1 + \left(\frac{1}{2} \right) \left(\frac{I_c}{I} \right)^2 \right] \frac{4K_B T R_D^2}{R}$$

pour $\beta_c \approx 0$ et de fréquence très petite devant la fréquence de Josephson. R_D est la résistance dynamique du SQUID et R la résistance de shunt. K_B est la constante de Boltzman.

La densité spectrale du bruit en courant est :

$$S_I = 4K_B T / R$$

Dans le cas où les deux sources de bruits ne sont pas corrélées, la densité spectrale du bruit en flux sera [24] :

$$S_{\phi} = S_v \left(\frac{\partial V}{\partial \phi} \right)^{-2} + S_i \left(\frac{\partial \phi}{\partial I} \right)^2$$

$\partial V / \partial \phi$ est la fonction de transfert d'un SQUID shunté. Elle est grande au point de fonctionnement du SQUID et $\frac{\partial \phi}{\partial I} \approx L$, donc :

$$S_{\phi} \approx L^2 S_i = \frac{4K_B T L^2}{R}$$

La sensibilité minimum en énergie par Hz est :

$$\varepsilon = \frac{S_{\phi}}{2L} = \frac{2K_B T L}{R}$$

Pour les SQUID shuntés $\beta_c = 2\pi I_J R^2 C / \phi_0 \approx 1$ et $\beta = \frac{2L I_J}{\phi_0} \approx 1$ nous aurons :

$$\varepsilon \propto (LC)^{1/2}$$

Une amélioration du bruit intrinsèque blanc est possible si on diminue l'inductance du SQUID et la taille des jonctions et, par conséquent, la capacité des jonctions.

iii) L'influence du circuit d'entrée :

Considérons le cas d'un circuit d'entrée entièrement supraconducteur (transformateur de flux), constitué d'une bobine de détection du flux (L_i) et d'une bobine d'entrée (L_e) couplée au SQUID avec une mutuelle inductance M , figure II.10).

L'équation de quantification du flux dans le SQUID, en supposant un flux couplé au SQUID par un courant (I_s) dans la bobine d'entrée est :

$$\frac{\phi_0(\theta_1 - \theta_2)}{2\pi} = LI + MI_s$$

I est le courant d'alimentation du SQUID. L'équation décrivant le circuit d'entrée est :

$$(L_e + L_i)I_s + MI + \phi_a = 0$$

ϕ_a est le flux appliqué dans la bobine de la détection.

Le courant de bruit dans le SQUID (i_n) induit un flux (Mi_n) dans le circuit d'entrée. D'après la relation (2), il circule un courant $-\frac{Mi_n}{L_e + L_i}$ dans ce circuit qui induit à son tour un flux $-\frac{M^2 i_n}{L_i + L_e}$ dans le SQUID.

Souvent, le SQUID est peu perturbé par ce type de bruit. L'optimisation du circuit d'entrée conduit généralement à choisir $L_e = L_i$ [25].

iv) Les limitations quantiques :

Lorsque la température T tend vers zéro, le bruit de Johnson s'annule. D'autres types de bruits apparaissent à $T = 0$, dus à des effets quantiques que l'on appelle fluctuations de point zéro. Le calcul de ce type de bruits permet d'estimer la limite en sensibilité des SQUID. La densité spectrale du bruit en courant dans une résistance R , compte tenu des fluctuations de point zéro, est [26] :

$$S_i(f) = \frac{2hf}{R} \coth \frac{hf}{2K_B T} \quad (1)$$

ν est la fréquence. A partir de cette équation Koch *et al.* [27] ont calculé la densité spectrale du bruit d'une jonction shuntée de capacité négligeable pour des fréquences de mesure très petites devant la fréquence de Josephson ($\frac{V}{\phi_0}$) :

$$S_v(0) = R_D^2 \left[\frac{4K_B T}{R} + \frac{2eV}{R} \left(\frac{I_j}{I} \right)^2 \coth \left(\frac{eV}{K_B T} \right) \right] \quad (2)$$

$R_D = \frac{\partial V}{\partial I}$ est la résistance dynamique de la jonction, R est la résistance de shunt. Considérons les valeurs réduites suivantes : $i = \frac{I}{I_j}$, I est le courant dans la jonction ($I > I_j$), $v = \frac{V}{R I_j}$, V est la tension aux bornes de la jonction, $K_v = \frac{e I_j R}{K_B T}$, $r_D = \frac{\partial v}{\partial i}$. Nous allons étudier les cas limites suivants de l'équation (2) :

- $eV \ll k_B T$ ($K_V \ll 1$) $\Rightarrow S_V(0) = (4k_B T R_D^2 / R) \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{I_c}{I_j}\right)^2\right)$. Cette limitation limite représente le cas d'un bruit intrinsèque dont nous avons parlé au paragraphe (ii) dans le SQUID continu.

- $eV \gg k_B T$ ($K_V \gg 1$) $\Rightarrow S_V(0) = 2R_D^2 [2k_B T / R + eV I_c^2 / R I_j^2]$.

Si $eV \ll k_B T \left(\frac{I_c}{I_j}\right)^2$ ($v_{RD}^2 \gg K$) $\Rightarrow S_V(0) = 2k_B T R$ qui représente le bruit de Johnson. Si $eV \gg k_B T \left(\frac{I_c}{I_j}\right)^2$, ($v_{RD}^2 \ll K$), nous aurons le cas de la limite quantique indépendante de la température :

$$S_V(0) = 2e V \left(\frac{I_j}{I_c}\right)^2 R_D^2 / R = \frac{2e I_j^2 R^3}{V}$$

au point de transition où $V = I_c R$:

$$S_V(0) = 2e I_j R^2$$

Elle représente la densité spectrale en tension du bruit de Grenaille, donc du courant I_j qui passe dans une résistance R , et la densité spectrale en courant est :

$$S_I(f) = \frac{hf}{R}$$

L'attribution de ce type de bruit au SQUID continu en courant est :

$$i_n^2(f) = 2hf/R$$

et en tension :

$$V_n^2 = e I_j R^2$$

b) Le bruit 1/f

Expérimentalement, on constate souvent que le bruit dans les SQUID continus augmente à basse fréquence d'une façon inversement proportionnelle à la fréquence ($1/f$). C'est pour cela qu'on l'appelle bruit en ($1/f$). La figure II.9 montre le spectre du bruit en flux dans un SQUID continu, mesuré par J. Clarke *et al.* [28] à basse fréquence. Dans ce cas, le bruit en $1/f$ est observé à des fréquences inférieures à 10 Hz.

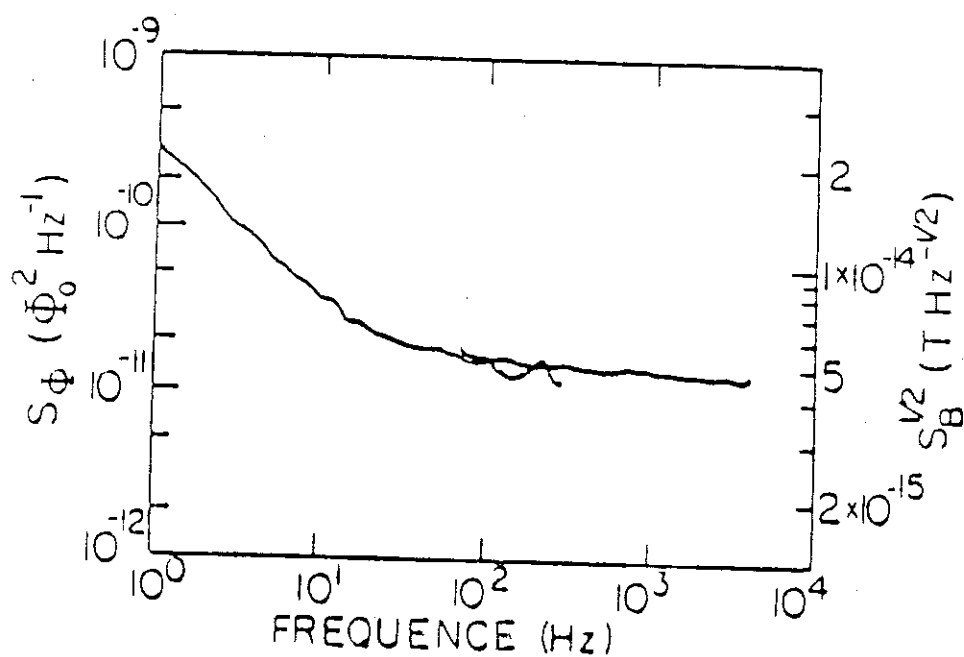


Fig. II-9 : Le spectre du bruit en flux à basse fréquence mesuré par J. Clarke et al [28], on remarque l'augmentation du bruit en dessous de 10 Hz.

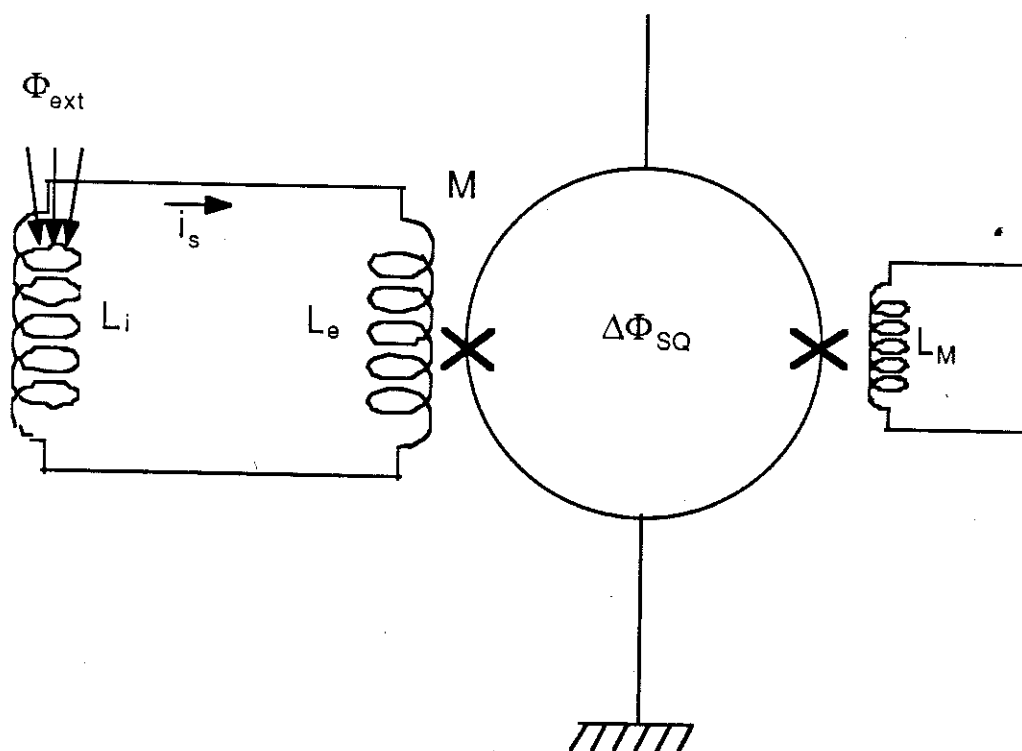


Fig. II-10 : Le schéma équivalent d'un SQUID continu avec la bobine de modulation et le transformateur de flux.

Ce genre de bruit a été observé dans les jonctions tunnels [19], les jonctions quasi-ponctuelles [29] et les microponts [30].

Depuis quelques années, le bruit en énergie (ϵ/Hz) dans les SQUID continus a beaucoup diminué, particulièrement sur les SQUID à jonction tunnel travaillant à des fréquences suffisamment élevées pour éviter le bruit en $1/f$ et en diminuant la taille des jonctions et l'inductance du SQUID. Cependant, lorsque le niveau du bruit blanc diminue, le bruit en $1/f$ s'étend à des fréquences plus élevées. Nous voyons donc que, pour améliorer les performances, une meilleure connaissance de l'origine du bruit en $1/f$ est indispensable [31]. Comme dans le cas du bruit blanc intrinsèque, le bruit en $1/f$ est observé en tension et en flux. Une modulation alternative permet d'éliminer ce type de bruit en tension [19].

La seule origine de ce type de bruit qui soit prouvée expérimentalement est la fluctuation de la température (ΔT) qui produit une fluctuation du courant critique, en conséquence une fluctuation du flux et de la tension aux bornes du SQUID (s'il est alimenté par courant $I > I_c$). La fluctuation de la température des jonctions est donnée par [24] :

$$(\Delta T)^2 = \frac{k_B T^2}{C_V}$$

avec C_V , la capacité calorifique en volume de la jonction.

Souvent, les mesures du bruit en $1/f$ donnent une valeur plus grande que celle prévisible par les fluctuations de la température.

6 - Les couplages et les différentes géométries des SQUID continus

a) Les couplages

Dans la plupart des applications de SQUID, le signal à mesurer est amené au SQUID par l'intermédiaire d'une bobine supraconductrice couplée au SQUID. On l'appelle bobine d'entrée d'inductance (L_e). Le coefficient de couplage entre cette bobine et le SQUID est K ($K \leq 1$), et la mutuelle inductance $M = K\sqrt{LL_e}$ (L inductance du SQUID).

L'application d'un flux magnétique dans le SQUID ou le passage d'un courant dans la bobine d'entrée changent le flux dans la boucle du SQUID. Souvent, une autre bobine plus petite que la bobine d'entrée permet de moduler le flux dans le SQUID et de choisir son point de fonctionnement. On l'appelle bobine de modulation (L_M). La figure II.11c représente un SQUID continu en couche planaire avec ces bobines.

Pour utiliser le SQUID comme magnétomètre, on connecte la bobine d'entrée avec une bobine de signal supraconductrice (L_i) pour faire un transformateur de flux. La figure II.10 représente un schéma du SQUID avec le transformateur de flux.

Si un flux magnétique (ϕ_{ext}) est appliqué dans la bobine (L_i), il génère un courant (i_s) qui commence à circuler dans le transformateur de flux. Le passage de i_s dans la bobine d'entrée crée un changement de flux dans le SQUID ($\Delta\phi_{SQ}$) à travers la mutuelle (M). En négligeant l'inductance des fils de connections entre L_i et L_e , on aura :

$$i_s = \frac{N_i \phi_{ext}}{L_i + L_e}, \quad N_i \text{ est le nombre de tours de } L_i$$

et

$$\Delta\phi_{SQ} = M i_s = \frac{M N_i}{L_i + L_e} \phi_{ext}.$$

Si ϕ_n est le bruit en flux dans le SQUID avec une bande passante de 1 Hz et i_{sm} le courant dans la bobine d'entrée et détecté par le SQUID avec un rapport signal/bruit égal à l'unité de bande passante de 1 Hz, alors : $\phi_n = M i_{sm}$. Dans ce cas, l'énergie minimum dans la bobine d'entrée détectée par le SQUID est : $\epsilon_c = \frac{1}{2} L i_{sm}^2 = (\phi_n^2 / 2 K^2 L)$. ϵ_c est appelé le facteur de mérite. On l'utilise souvent pour comparer les différents SQUID continus [32,33].

Pour améliorer la sensibilité du système, il faut diminuer ϵ_c . Pour cela, il faut que L soit petit, que le couplage entre le SQUID et la bobine d'entrée soit parfait ($K \approx 1$) et que la résistance de shunt soit la plus grande possible. Mais R est limité par le coefficient de McCumber (β_c). Cependant, si on diminue C par la réduction de la taille de la jonction, on peut augmenter R .

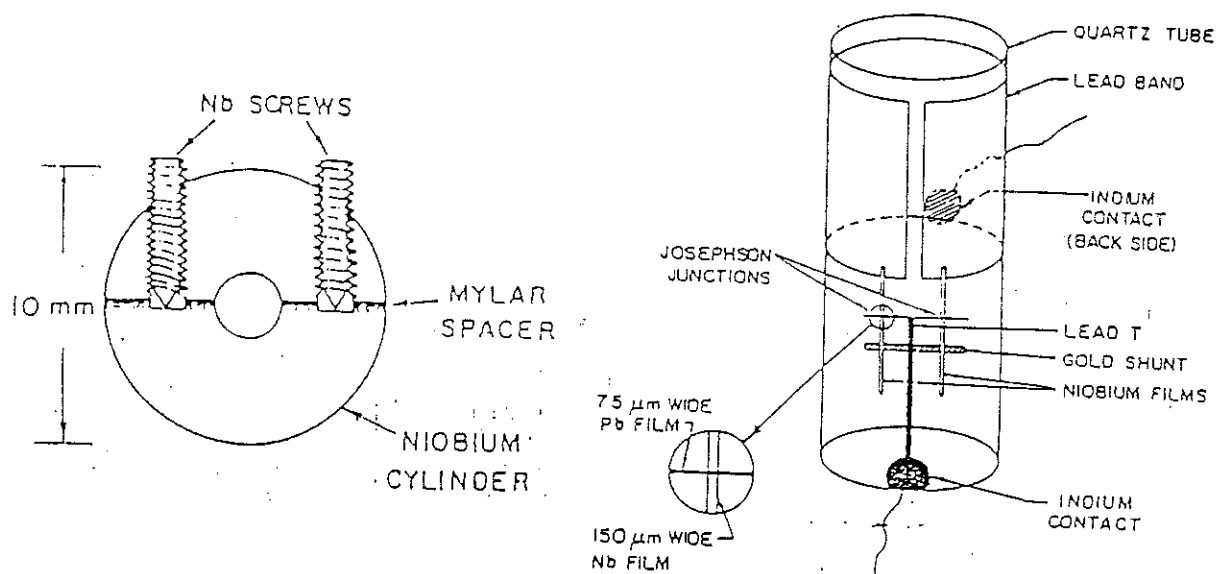
b) Différentes géométries de SQUID continus

Dans le but d'améliorer la sensibilité des SQUID continus, en optimisant les paramètres cités ci-dessus, différentes géométries de SQUID ont été suggérées depuis sa découverte (1964), en profitant du développement des technologies de fabrication. On présente au-dessous une description de la géométrie de quelques types de SQUID continus.

Les premiers SQUID continus ont été utilisés par Zimmerman et Silver [34]. La figure II.11a présente un SQUID de ce type. Ils utilisent des jonctions quasi-ponctuelles. Il est constitué d'un cylindre en niobium creusé au milieu et coupé en deux moitiés rigidement montées ensembles et isolées électriquement par une couche isolante. Deux vis pointues en niobium sont montées sur une moitié du cylindre et ajustées pour faire un contact quasi-ponctuel avec l'autre moitié. La première électronique compliquée pour effectuer des mesures sur ces SQUID est réalisée par Fargoes et Warnick [35], de résolution $r.m.s./\sqrt{Hz} = 10^{-3} \phi_0/\sqrt{Hz}$, elle était limitée par le bruit du préamplificateur et le bruit intrinsèque du SQUID.

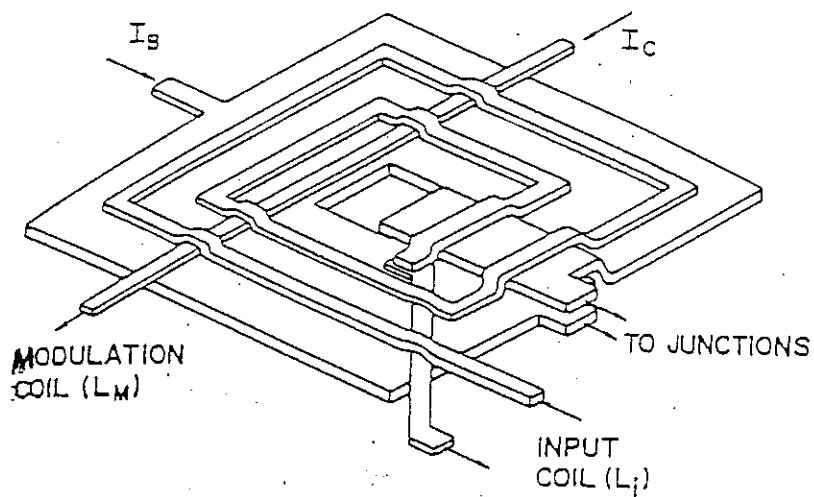
Vers le milieu des années 70, une autre géométrie de SQUID continu réalisé en couche mince avec des jonctions tunnels shuntées a été développée par J. Clark *et al.* [19]. Ce type de SQUID est présenté sur la figure II.11b. Il avait à cette époque la meilleure performance parmi les SQUID continus et R.F. existants.

Le support consiste en un tube de quartz de longueur 20 mm et de diamètre 3 mm. Une couche mince d'alliage de PbIn est évaporée autour du tube sur une longueur de 11 mm et d'épaisseur 3000 Å. Le shunt est réalisé par évaporation d'une couche d'or (de 750 Å d'épaisseur) sur une longueur de 250 μm . Deux films de niobium de largeur 150 μm et d'épaisseur 3000 Å ont été évaporés, le niobium est oxydé thermiquement pour faire la couche isolante des jonctions. Après, on dépose une électrode de PbIn en forme de T, le contact dans cette électrode et le niobium constitue les jonctions de surface $10^{-2} mm^2$. Pour terminer, le SQUID est protégé par une couche isolante Ru_2O_2 . Ses caractéristiques sont : $I_c \sim 1-5 \mu A$, $C = 200 pF$. Sa bobine d'entrée est constituée d'une bobine supraconductrice de diamètre intérieur légèrement plus grand que le diamètre extérieur du SQUID. Ces paramètres



(a)

(b)



(c)

Fig. II-11 : a) SQUID continu avec des jonctions quasi-ponctuelles.
 b) SQUID continu en couche mince sur un substrat cylindrique et des jonctions tunnels.
 c) SQUID continu en couche mince planaire et jonctions tunnels.

sont : $K = 0.6$, $M = 11.5 \text{ nH}$ et $\varepsilon_0 = 10000 \text{ h}$ (h est la constante de Plank) et $\varepsilon = 4000 \text{ h}$. Sa résolution est : $\text{r.m.s.}/\sqrt{\text{Hz}} = 3,5 \cdot 10^{-5} \phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$.

Vers la fin des années 70, une nouvelle génération de SQUID continus à très faible bruit est apparue. Ce sont les SQUID de géométrie planaire. Cette géométrie est la plus courante maintenant. Elle permet d'obtenir un bon couplage entre le SQUID et la bobine d'entrée ($K \approx 0.9$). Elle est facile à fabriquer avec des tailles et des inductances petites, et des jonctions tunnels de surface de quelques μm^2 . Généralement, la fabrication de ce type de SQUID est faite par lithographie optique. La figure II.11c présente un SQUID dc planaire [36]. Ses caractéristiques sont $I_c = 15 \mu\text{A}$, $L = 90 \text{ pH}$, $K = 0,86$, $C = 0,3 \text{ pF}$ et $\varepsilon = 19 \text{ h}$.

7 - Les dispositifs de mesures des SQUID continus

L'utilisation de SQUID continus comme détecteur de champ magnétique consiste à mesurer la variation du champ magnétique dans la boucle du SQUID, soit en mesurant la variation de la tension aux bornes du SQUID, soit la variation du courant critique du SQUID. D'après les deux caractéristiques $V(\phi_{\text{ext}})$ et $I_c(\phi_{\text{ext}})$ dont nous avons déjà parlé, le choix du type de mesure dépend des jonctions si elles sont shuntées ou non.

Dans la partie (a), nous discuterons des dispositifs de mesures des SQUID continus qui ont des jonctions shuntées, ne possédant pas d'hystérésis et la partie (b) sera consacrée aux dispositifs de mesures des SQUID continus hystérétiques, leurs jonctions n'étant pas shuntées.

a) Le dispositif de mesure d'un SQUID continu shunté

Les SQUID continus shuntés ont été les plus étudiés depuis les années 1970. Nous présentons ici le principe et le dispositif de mesure, généralement adopté ainsi que le dispositif de mesure que nous avons utilisé sur des SQUID continus shuntés provenant de I.B.M. (R. Webb).

La mesure de la variation du flux magnétique à l'intérieur du SQUID est effectué par la mesure du changement de la tension à ces bornes, ce qui représente sa fonction de transfert $\left(\frac{\partial V}{\partial \phi_a}\right)_{I_B}$. La caractéristique $V(\phi_a)$ d'un SQUID continu symétrique de forme sinusoïdale est présentée dans la figure

II.7. D'après cette figure, on constate que la fonction de transfert maximum correspond aux points $\left(\frac{2n+1}{4}\right)\phi_0$. Par conséquent, on obtiendra une sensibilité maximum en se plaçant sur ces points.

Le principe de la mesure consiste à polariser le SQUID par un courant $I_B > I_C$ (d'après John Clarke *et al.* [19] $I_B \sim 1.3 I_C$) pour le mettre en état de tension non nulle. On applique un flux de modulation dans le SQUID de forme carrée, de fréquence ν_0 (on utilise $\nu_0 = 100$ kHz) et d'amplitude $\phi_0/4$ produit par le passage d'un courant dans la bobine de modulation (voir Figure II.15). Un autre courant continu I_{dc} passe dans cette même bobine pour modifier le flux contenu dans le SQUID et ajuster ainsi son point de fonctionnement. Le signal de sortie du SQUID a des composantes aux fréquences ν_0 et $2\nu_0$ (100 et 200 kHz). Les mesures du changement du flux s'effectuent sur la composante à 100 kHz.

Si le flux continu dans le SQUID est $\frac{n\phi_0}{2}$ le signal de sortie du SQUID est nul à la fréquence 100 kHz et maximum à 200 kHz. Mais, si ce flux est $\left(\frac{2n+1}{4}\right)\phi_0$, la composante du signal de sortie est maximum à 100 kHz et minimum à 200 kHz. On choisit le point de fonctionnement du SQUID à $\frac{n\phi_0}{2}$ le point (0) dans la figure II.13 et la modulation carrée d'amplitude $\sim \frac{\phi_0}{4}$ permet d'accéder directement aux points de sensibilité maximum du SQUID A et A'. Le schéma de l'électronique de mesure est présenté dans la figure II.14. Le circuit résonant $L_T C_T$ à 100 kHz à basse température dans la figure II.15 permet d'adapter l'impédance de sortie du SQUID à celle de l'amplificateur et amplifie le signal en tension : $V_s = VQ$ avec $Q = \frac{2\pi\nu_0 L_T}{R_D}$ (V le signal de sortie du SQUID, R_D est la résistance dynamique).

De plus, ce circuit filtre partiellement le signal mesuré, réduisant ainsi les signaux parasites à fréquence différente et en particulier le signal à la fréquence $2f$ (200 kHz).

Le signal de sortie du SQUID (V_s) est amplifié par un préamplificateur faible bruit avant d'être envoyé sur la détection synchrone. L'oscillateur sert à fabriquer le signal carré utilisé pour la modulation et servant de référence à la détection synchrone. A la sortie de la détection synchrone, on obtient un signal proportionnel à la variation de flux par rapport au point de fonctionnement A et A'. Lorsque l'on ferme l'interrupteur S_1 , le circuit de contre-réaction connecté à la bobine de modulation par la résistance R_F per-

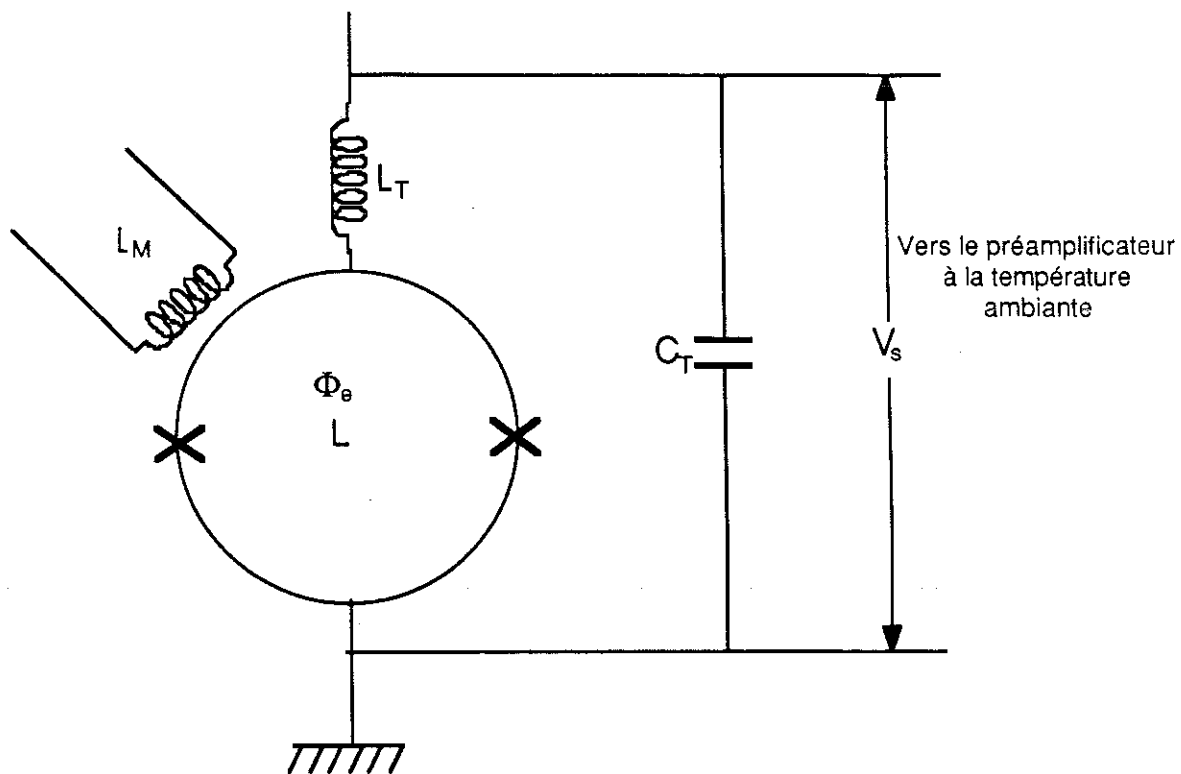


Fig. II-12 : Le schéma équivalent d'un SQUID continu et le circuit résonnant à basse température.

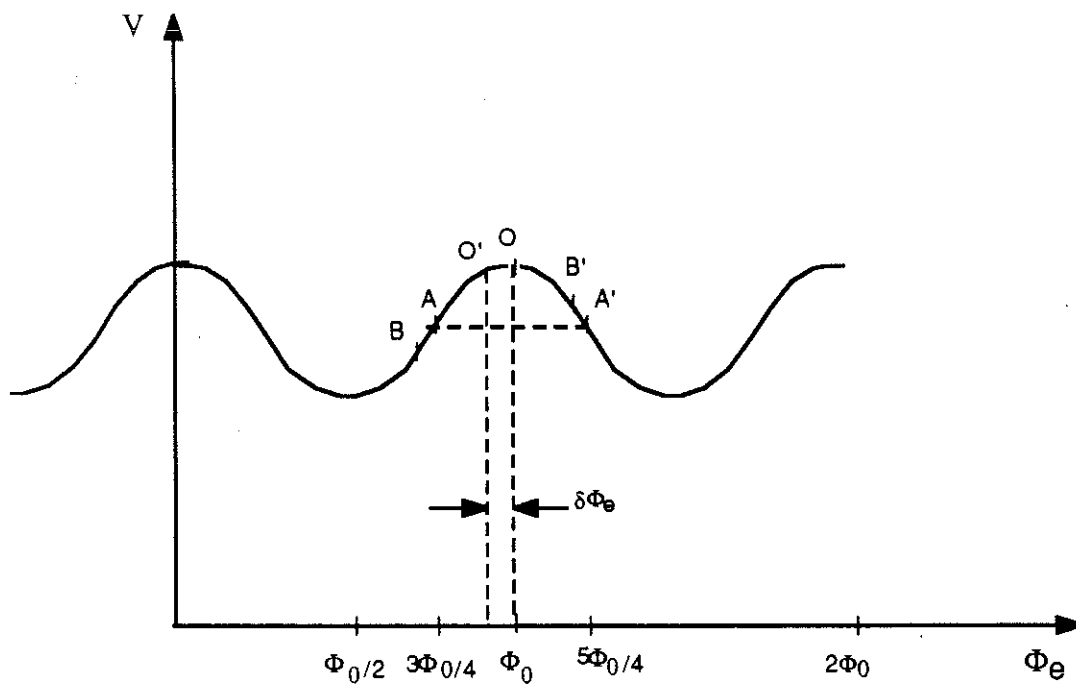


Fig. II-13 : La caractéristique $V(\Phi_e)$ d'un SQUID continu en indiquant le point de fonctionnement O , et la variation de ce point en appliquant un flux $\delta\Phi_e$.

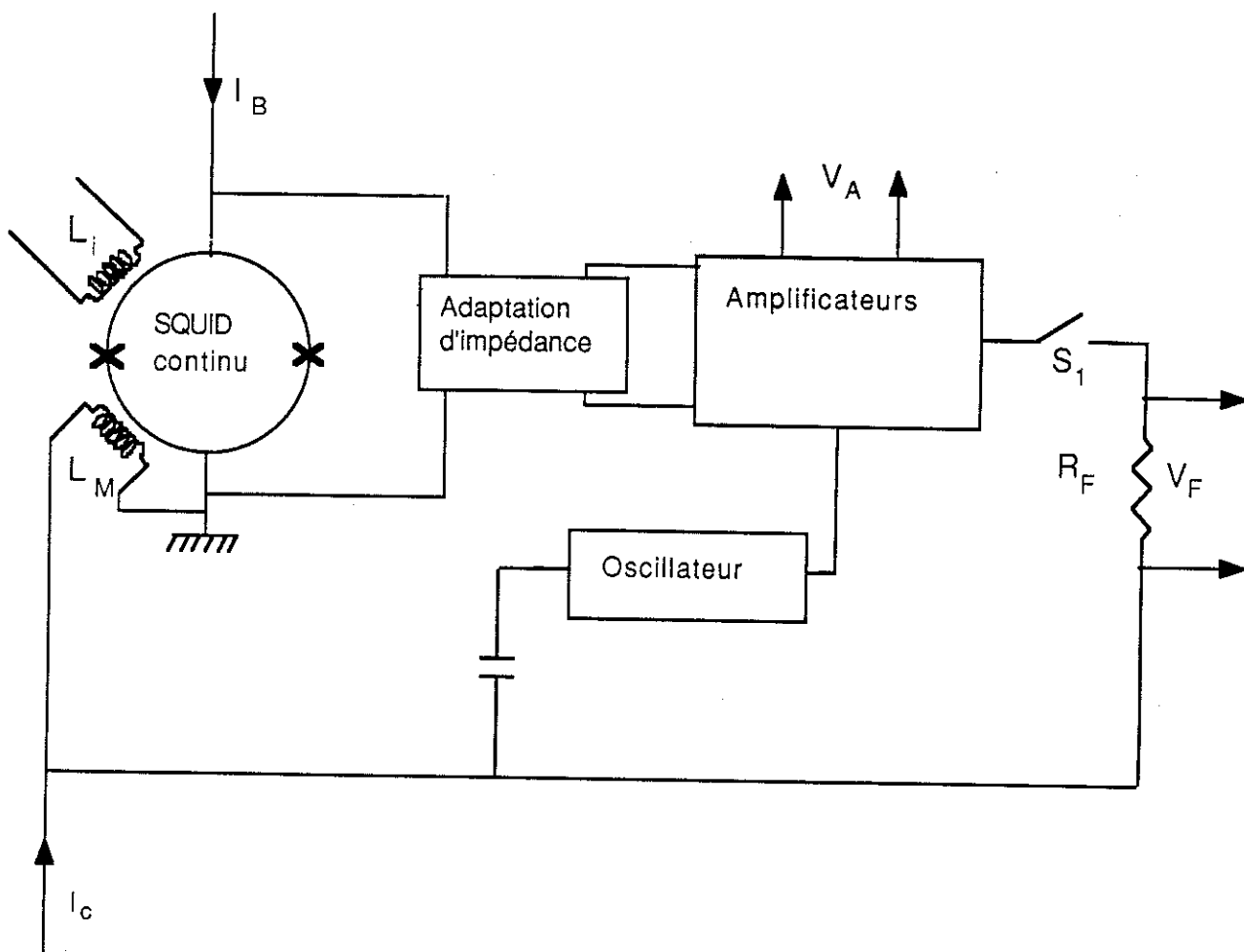


Fig. II-14 : Le schéma simplifié de l'électronique de mesure d'un SQUID continu shunté.

F

F

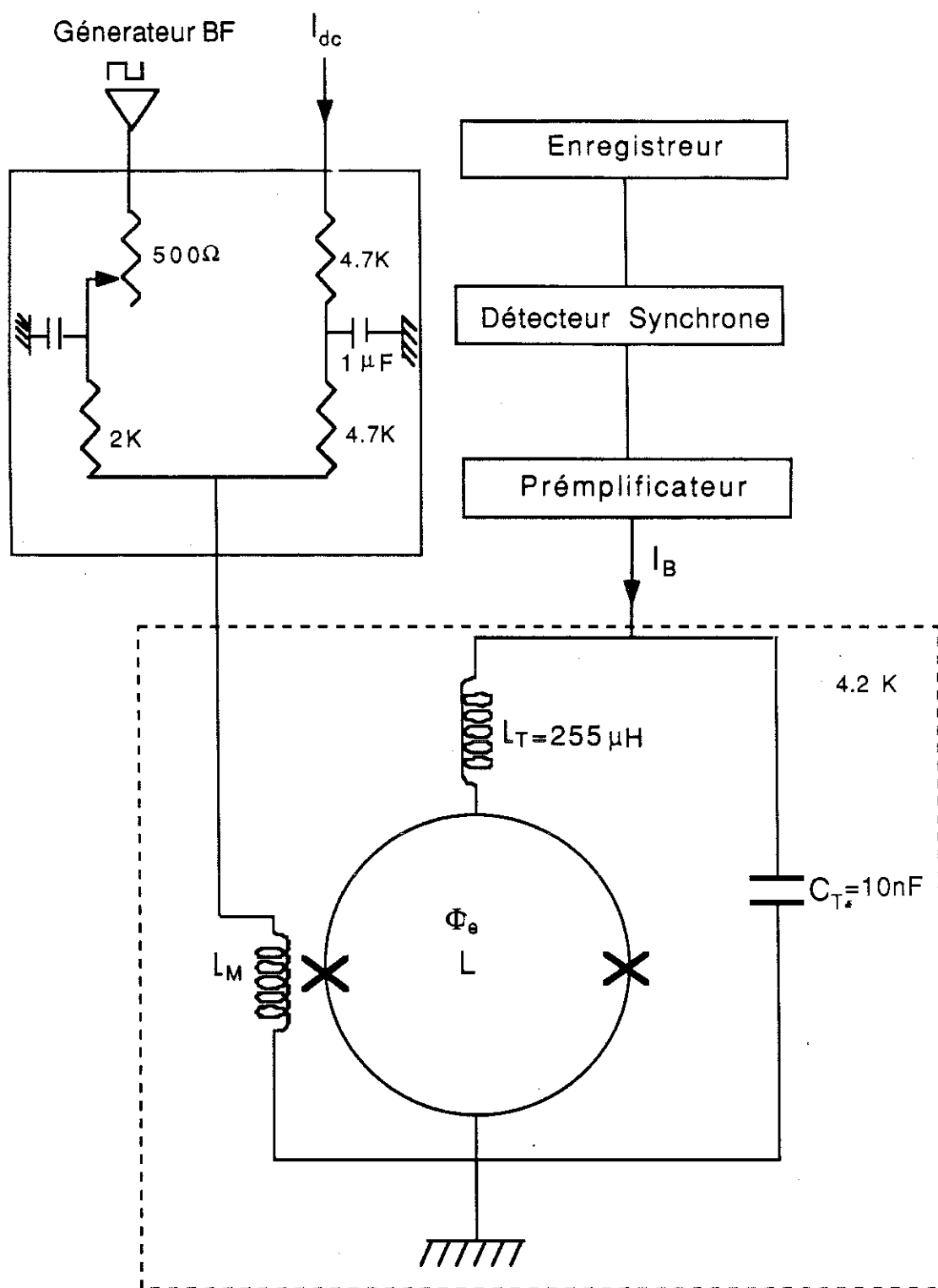


Fig. II-15 : L'électronique de mesure que nous avons utilisé pour mesurer des SQUID continus shuntés.

met de garder le flux dans le SQUID constant et égal à $\frac{n\phi_0}{2}$. Pour un changement de $\delta\phi_e$ dans le SQUID, un courant passe dans la bobine de modulation via R_F pour produire un flux opposé à $\delta\phi_e$ dans le SQUID. La tension aux bornes R_F (V_F) est proportionnelle au $\delta\phi_e$. Par exemple, si le flux continu dans le SQUID correspond au point (0) dans la figure II.13. Dans ce cas, la sortie de la détection synchrone est nulle. Un changement du flux dans le SQUID de $\delta\phi_e$ change le point de fonctionnement à (0') et les points A et A' à B et B'. La distance entre B et B' reste toujours $\sim \frac{\phi_0}{2}$. La composante du signal de sortie du SQUID à 100 kHz devient différente de zéro et la sortie de la détection synchrone devient aussi différente de zéro et proportionnelle à $\delta\phi_e$. Le signe de ce signal dépend du signe de $\delta\phi_e$.

Nous avons mesuré des SQUID continus shuntés provenant d'I.B.M.. Leur géométrie est représentée sur la figure II.11c. Leurs courants critiques est 5 μ A. Ils ont des bobines d'entrée de 5 et 80 tours. L'inductance de la bobine de 80 tours est $L_e \approx 3 \mu$ H et celle du SQUID $L \sim 0,07$ nH.

Nous avons réalisé une électronique de mesure de ce type de SQUID au laboratoire mais nous n'avons pas utilisé de contre-réaction, les mesures étant faites directement à la sortie du détecteur synchrone. Nos mesures sont effectuées dans un cryostat à 4 He. Cette électronique présentée sur la figure II.15 est constituée par :

- un circuit résonant à basse température $L_T = 255 \mu$ H et $C_T = 10$ nF, et $\nu \approx 100$ kHz,
- une source de courant continu et un préamplificateur situé dans une boîte connectée directement sur le cryostat,
- un générateur BF et une autre source de courant continu sont connectés à la bobine de modulation,
- une détection synchrone dont la sortie est connectée à un enregistreur pour mesurer le bruit.

Nous avons mesuré le bruit en flux à la sortie de la détection connectée à un SQUID porté à 4 K. Cette mesure est effectuée en mesurant la largeur du spectre et on divise ensuite la réponse par 3 et par $1/\sqrt{\tau_n}$, τ_n est la constante de temps de la détection synchrone, dans ce cas 100 ms. On obtient $\Delta\phi = 1,7 \cdot 10^{-5} \phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$.

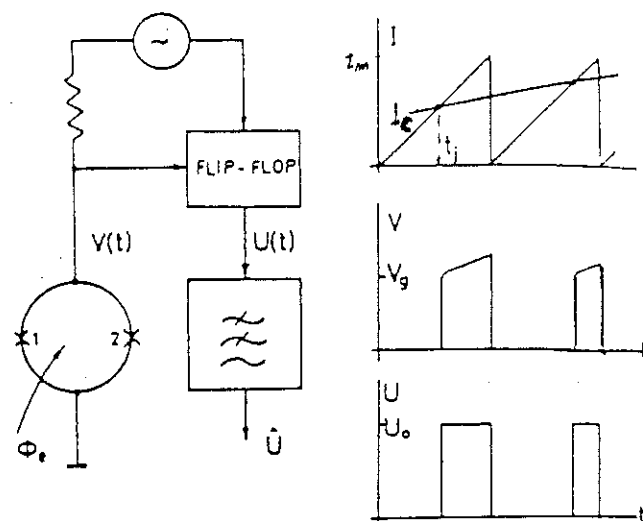


Fig. II-16 : Le schéma d'un circuit de mesure de SQUID continu hystérétique et le cycle de mesure, présenté par Snigirev.

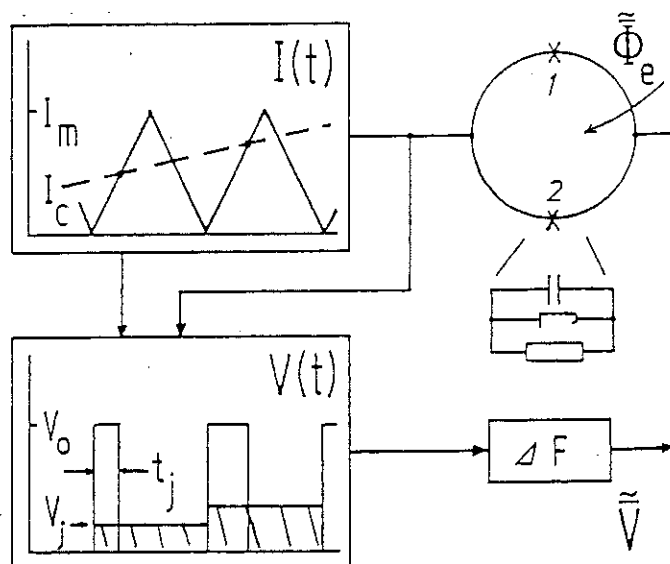


Fig. II-17 : Le schéma d'un autre circuit de mesure de SQUID continu hystérétique et le cycle de mesure, présenté par Snigirev.

b) Dispositifs de mesure des SQUID dc hystérétiques

Pour mesurer ce type de SQUID il n'est pas possible de garder un courant constant, mais il faut l'alimenter avec une oscillation de courant et mesurer le courant critique en détectant la transition. On présente rapidement deux façons de mesurer le courant critique présentées par Snigirev.

- La figure II.16 présente un système de mesure du courant critique d'un SQUID dc non-shunté [37]. Il consiste à envoyer par un oscillateur une rampe de courant $I(t)$ de valeur maximum I_m dans le SQUID. La tension aux bornes du SQUID monte rapidement jusqu'à V_g au moment où $I(t)$ atteint le courant critique $I_c(\phi_e)$. Cette montée de tension commande l'impulsion $U(t)$ à l'intérieur du circuit électronique flip-flop. La fin de cette impulsion est déterminée par l'oscillateur. Un changement de I_c dû au changement du flux ϕ_2 change la durée de l'impulsion $U(t)$.
- La figure II.17 présente un autre système de mesure [38]. L'oscillateur envoie dans le SQUID un signal de courant triangulaire. Une impulsion de tension d'amplitude V_0 apparaît à l'entrée de l'électronique quand $I(t)$ est égal à zéro et elle devient zéro après un intervalle de temps t_j , qui est déterminé par la comparaison entre $I(t)$ et le courant critique du SQUID I_c . Le temps de comparaison est déterminé par l'électronique quand la tension aux bornes du SQUID monte rapidement au moment de transition.

Ces deux dispositifs sont relativement simples, mais présentent l'inconvénient de chauffer le SQUID car le courant injecté dépasse le courant critique. Nous présenterons dans la 2ème partie le dispositif que nous avons mis au point pour pallier à cet inconvénient et augmenter la précision.

B - La réalisation et les mesures des SQUID continus en aluminium

1 - Choix de la géométrie du SQUID

Nous avons utilisé les jonctions à microponts (ces jonctions sont décrites dans la partie I) pour réaliser des SQUID continus en aluminium.

Ces SQUID sont réalisés d'abord dans le but d'étudier les courants permanents dans des anneaux mésoscopiques non supraconducteurs. Le diamètre de ces anneaux ne dépasse pas quelques microns et les courants permanents prévus sont de l'ordre du nanoampère au-dessous de 40 mK (voir la partie III). Le flux magnétique créé par ces courants est donc très faible.

Pour assurer un couplage fort entre l'anneau et le SQUID, nous avons choisi un SQUID en couche planaire avec une surface carrée comparable à celles des anneaux ($3 \times 3 \mu\text{m}^2$ ou $2 \times 2 \mu\text{m}^2$).

D'après J. Clarke *et al.* [21] (Fig. II.4), le paramètre $\beta = (2LI_j/\phi_0)$ doit être plus petit ou égal à l'unité pour avoir une modulation importante en courant critique, ce qui augmente la fonction de transfert du SQUID ($\partial I_c / \partial \phi_e$). Les microponts d'épaisseurs 500 Å d'aluminium qui ont les largeurs les plus fines d'une façon reproductibles ont un courant critique de 60 μA à très basses températures. Alors le courant d'un SQUID continu fait avec de telles jonctions est de 120 μA . D'après la condition imposée sur le paramètre β , il faut que l'inductance du SQUID soit petite et, par conséquence, que la boucle du SQUID soit petite.

L'intérêt des jonctions à microponts est leur petite surface comparée à celle du SQUID. Dans ce cas, le champ magnétique dans le SQUID a un effet négligeable sur les caractéristiques du micropont. Par contre, la surface des jonctions tunnels utilisées couramment est comparable à celle de nos SQUID et l'effet du champ sur ces jonctions rendrait les mesures beaucoup plus difficiles.

L'inductance d'une boucle carrée de largeur $W = 1 \mu\text{m}$ et la dimension de la boucle $d = 3 \mu\text{m}$ (Figure II.18) est égale à 6,3 pH, et celle d'une boucle qui a $W = 1 \mu\text{m}$ et $d = 2 \mu\text{m}$ est égale à 4 pH (voir Appendice II). Pour avoir $B \leq 1$, il faut que $I_c \leq 500 \mu\text{A}$.

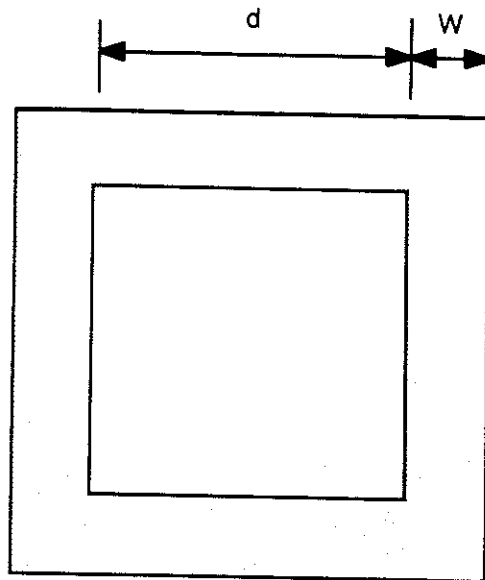


Fig. II-18 : Une boucle carrée de largeur W et de dimension intérieure d .

Nous discuterons plus tard la géométrie des différentes bobines couplées au SQUID.

2 - Le dispositif de mesure du SQUID.

a) Le problème à résoudre.

Dans un dispositif comme le nôtre, en présence d'hystérésis, il n'est pas possible de rester continûment au voisinage du courant critique I_c dans le SQUID mais il faut balayer tout le cycle d'hystérésis comme indiqué sur la figure II.19 (cycle BCDEF). On s'aperçoit tout de suite que le seul moment important dans ce cycle est la zone comprise entre les points C et E. Il est donc important pour obtenir la meilleure sensibilité, de parcourir très rapidement la portion EFBC de l'hystérésis pour permettre un recyclage rapide des mesures.

Il est aussi important de remarquer que le système dissipe de l'énergie uniquement sur la branche EF et qu'il est donc indispensable de la parcourir très rapidement.

b) Cycle de mesure adopté.

Le SQUID est alimenté par une source de courant qui va permettre de balayer tout le cycle d'hystérésis. La figure II.20 représente les variations du courant envoyé en fonction du temps. En partant du point A ($I=0$) le courant est porté très rapidement à la valeur $I_c - \epsilon$ (point C). On envoie ensuite une rampe linéaire jusqu'à atteindre le point D ou la tension sur le SQUID passe rapidement de zéro à une valeur finie. La mesure se ramène ici à la mesure du temps t_1 qui, connaissant la pente de la rampe et le point de départ, nous donne le courant critique. Le courant est alors très rapidement porté à zéro (trajectoire EFBA sur la fig. II.19), ce qui permet la minimisation de la dissipation de chaleur dans le SQUID et nous permet le démarrage d'une nouvelle mesure.

c) Réalisation pratique.

La rampe de courant envoyée dans le SQUID est obtenue en chargeant une capacité C_1 avec une source de courant I (voir fig II.21), le courant dans le SQUID étant alors défini par les 2 résistances R_1 et R_2 . Cela per-

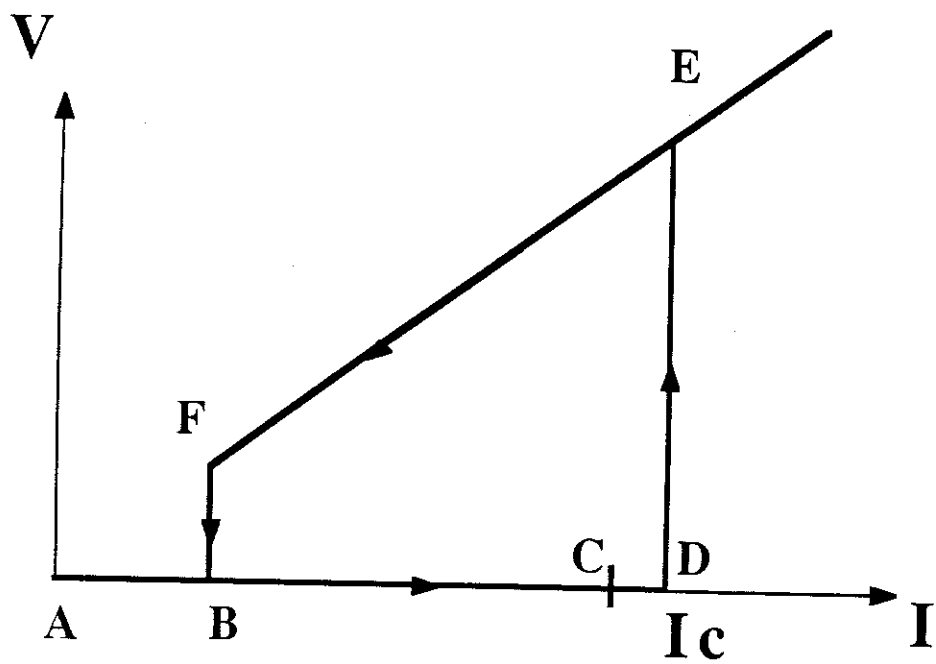


Fig. II-19 : Balayage du cycle d'hystérésis .

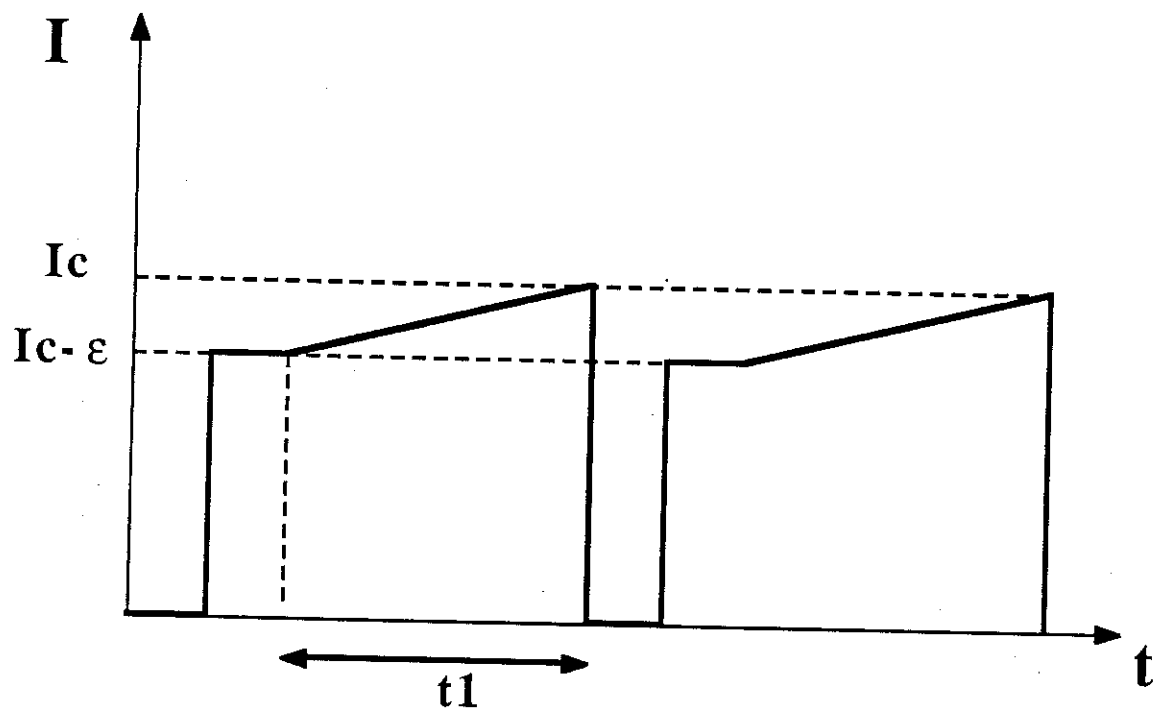


Fig. II-20 : Cycle de mesure du SQUID .

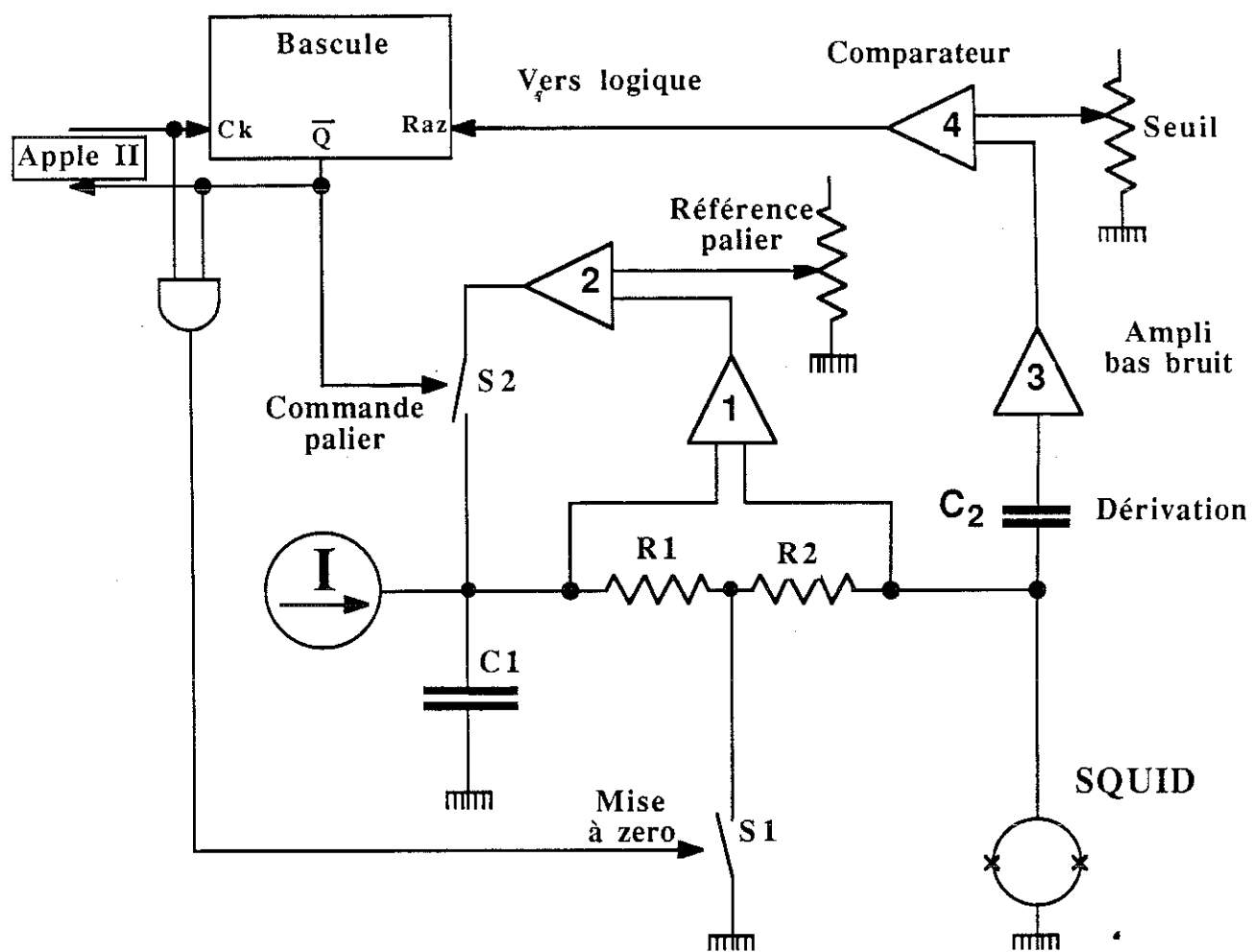


Fig. II-21 : Electronique de mesure des SQUID continus hystérétiques.

met de n'utiliser aucun élément actif, ce qui minimise le bruit en courant durant la rampe. Le signal de tension aux bornes du SQUID est dérivé par la capacité C2 puis amplifié (A3) et envoyé sur un comparateur A4 permettant de détecter le saut de tension lorsque l'on atteint le courant critique. Le switch S1 permet la remise à zéro du SQUID sans décharger le condensateur C1. Le switch S2 permet la stabilisation du courant dans le SQUID à une valeur déterminée par la référence palier. Le courant est alors mesuré à l'aide d'un amplificateur différentiel A1 prenant la tension sur les résistances R1 et R2 et comparé à la référence à l'aide de l'amplificateur A2. Pour minimiser le bruit en courant réinjecté dans le SQUID, les amplificateurs A1 et A3 doivent avoir un courant d'entrée très faible.

Pour la remise à zéro, le signal Ck est à 1 (commandé par la logique de commande) et la bascule est au repos : on a donc un signal 1 sur la sortie $\bar{Q}$. Dans ces conditions les switch S1 et S2 sont fermés, le SQUID est remis à zéro et la capacité C1 est chargée à une valeur proche de celle nécessaire au palier. Lorsque le signal de commande Ck passe à zéro, le switch S1 s'ouvre, S2 restant fermé. on a alors une montée du courant rapide jusqu'à la valeur du palier. Lorsque le signal Ck repasse à 1, la bascule réagit et la sortie $\bar{Q}$ tombe à zéro, ouvrant le switch S2. Le courant monte alors dans le SQUID jusqu'à la détection de la transition qui remet la bascule à zéro, ce qui nous ramène dans la situation de départ. La mesure est faite en évaluant le temps écoulé entre le basculement de la bascule et sa remise à zéro. Dans le cas où aucune transition n'est observée après un temps suffisant, l'ordinateur de commande génère un signal d'erreur et envoie une impulsion sur Ck pour remettre à zéro la bascule.

Le compteur de temps consiste en une horloge à 50 MHz située sur une carte dans l'ordinateur de commande, tous les signaux étant transmis à l'électronique sensible par l'intermédiaire de coupleurs optiques.

3 - Traitement des résultats.

Le système ainsi conçu permet de faire des mesures de courant critique à une cadence très rapide : le temps minimum de recyclage est inférieur à 100 μ s. Il est donc nécessaire de traiter un très grand nombre de données très rapidement.

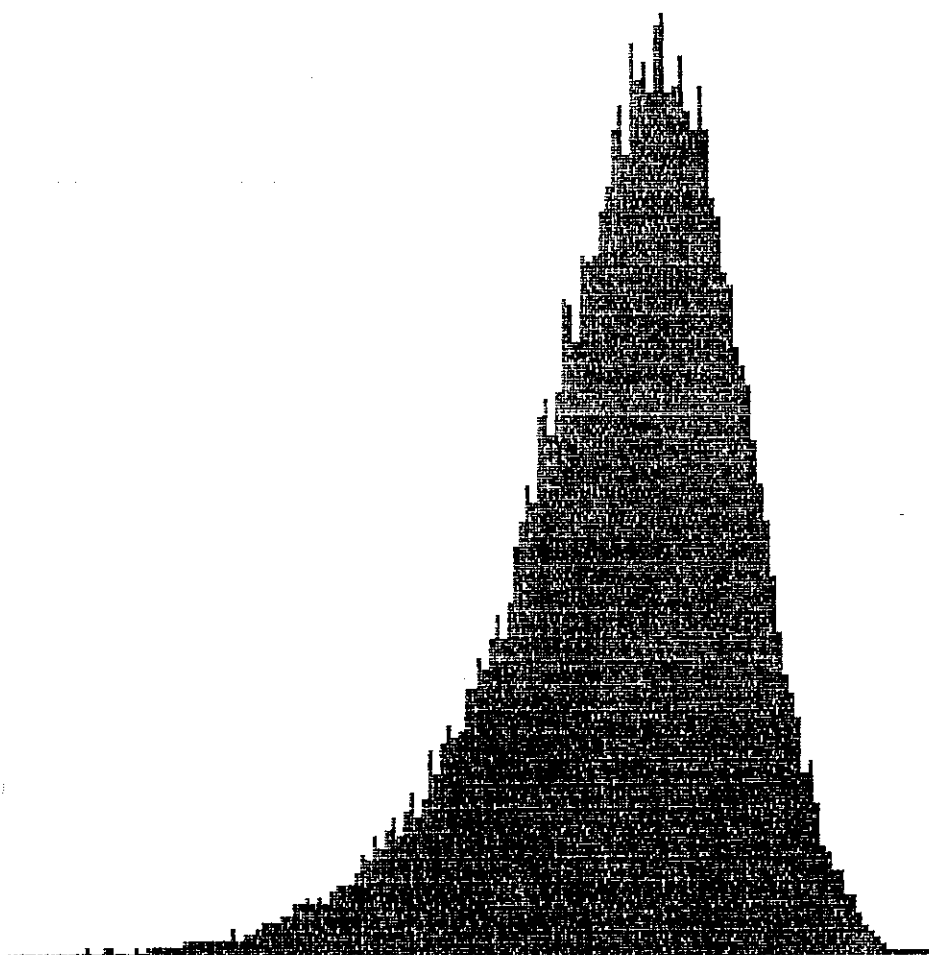


Fig.II-22 : Hystogramme obtenu d'un courant critique.

La première étape du traitement consiste à faire dans un tableau de 256 points, un hystogramme des valeurs de courant critique mesurés. Pour cela, on fixe l'échelle de temps en donnant le temps correspondant au premier point du tableau et l'incrément de temps pour chaque point suivant. Toutes les mesures donnant des temps en dehors de l'intervalle ainsi défini sont éliminées. On peut ainsi diminuer notablement la sensibilité aux parasites. La figure II.22 montre le type d'hystogramme ainsi obtenu. A partir d'un tel hystogramme, on obtient directement la valeur moyenne du courant critique ainsi que le bruit de mesure qui se traduit par un élargissement du pic.

La seconde étape du traitement consiste à mesurer la réponse du SQUID à un signal extérieur comme un courant sur la bobine de modulation ou un champ sur l'échantillon à mesurer. Pour cela, ce signal est modulé de façon périodique de tel sorte que l'on puisse faire 256 mesures du SQUID pendant une période. Ces 256 valeurs de courant critique mesurées seront accumulées dans un tableau de 256 points. Cela permet après un temps d'accumulation suffisant, d'obtenir directement la réponse du SQUID à ce signal extérieur, en s'affranchissant de tous les problèmes de dérive ou de bruit en $1/f$. De plus, ce système permet d'obtenir directement la forme d'onde complète de la réponse contrairement à une détection synchrone qui permet seulement de mesurer le terme à la fréquence fondamentale et les premières harmoniques.

Pour faciliter l'interprétation des résultats, nous utiliserons toujours des formes d'onde triangulaires pour la modulation, les résultats étant directement porté en fonction du courant de modulation.

4 - Dispositifs expérimentaux

a) La cryogénie

On a déjà mentionné que, pour tester les caractéristiques d'un SQUID, il faut que son fonctionnement soit stable, $\frac{dI_c}{dT}$ doit être petite, d'où l'intérêt d'opérer à très basse température. Pour notre SQUID en aluminium, une excellente stabilité peut être obtenue au-dessous de 300 mK. Pour atteindre cette température, on doit utiliser un cryostat à dilution.

Deux types de cryostats à dilution ont été utilisés pour tester les jonctions et les SQUID dc :

- 1°) Un cryostat à dilution classique où l'échantillon, après avoir été fixé sur le point froid, est enfermé dans une enceinte étanche, elle-même maintenue à la température de l'hélium. Un tel cryostat est relativement long à mettre en oeuvre, le refroidissement jusqu'à 4 K étant fait par l'intermédiaire d'un gaz d'échange (hélium), pompé ensuite pour descendre à plus basse température. Ce type de cryostat, utilisé à Bagneux pour tester les jonctions simples, nécessitait plus d'une journée pour descendre en température à quelques centaines de mK. Pour réchauffer et changer l'échantillon, il fallait attendre que les liquides cryogéniques s'évaporent. On a rencontré beaucoup de problèmes à basse température (fils de connexion ou micropont cassés) qui ont nécessité le réchauffement du cryostat.
- 2°) Pour gagner beaucoup de temps (refroidissement et réchauffement), on a utilisé un cryostat à dilution rapide et souple d'emploi, réalisé par A. Benoit, S. Pujol. Ce cryostat permet le refroidissement d'un échantillon à quelques centaines de millikelvin en 3 heures et on peut démonter l'échantillon après 15 minutes de chauffage. Ce cryostat est construit à partir de quelques idées simples :
 - i) Refroidissement de l'échantillon sous vide dans toute la gamme de température. Il n'y a pas donc de joints étanches à basse température. Le changement de l'échantillon s'en trouve simplifié sans aucune manipulation de liquides cryogéniques (hélium, azote).
 - ii) Le même mélange ^3He - ^4He sert à refroidir l'échantillon sous forme de gaz, entre 300 K et 4 K et sous forme liquide (dilution) à plus basse température. La circulation se fait à l'aide de deux circuits connectés tous deux à la chambre de mélange (point froid du cryostat).
 - iii) Les réserves de liquides cryogéniques (hélium et azote) sont totalement indépendantes de la partie dilution-échantillon qui peut donc très rapidement être réchauffée à température ambiante pour changer d'échantillon. Le refroidissement se fait à l'aide d'une circulation d'azote et d'une circulation d'hélium. La Figure II.23 présente le schéma de ce cryostat.

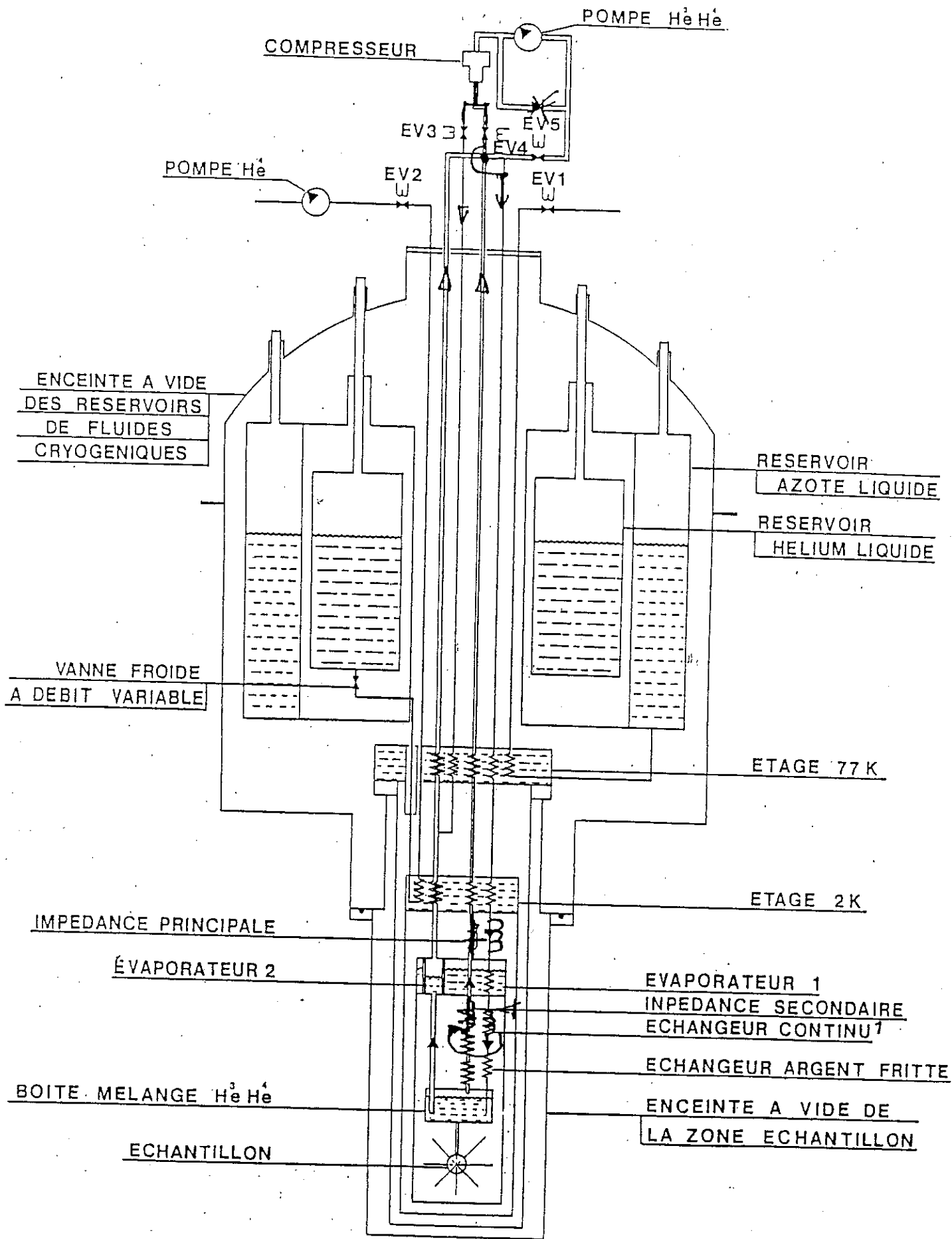


Fig.II-23 : Schéma du cryostat à dilution rapide.

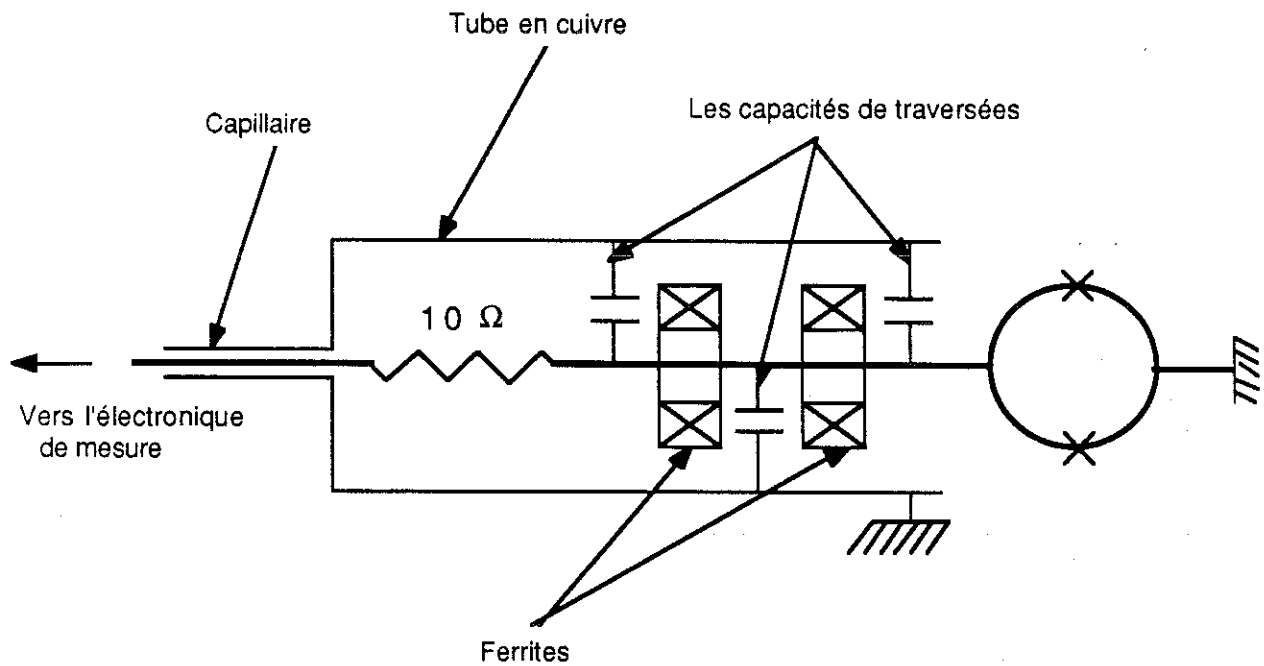


Fig.II-24 : Le schéma du filtre que nous avons utilisé à basse température pour éliminer les bruits radio fréquence.

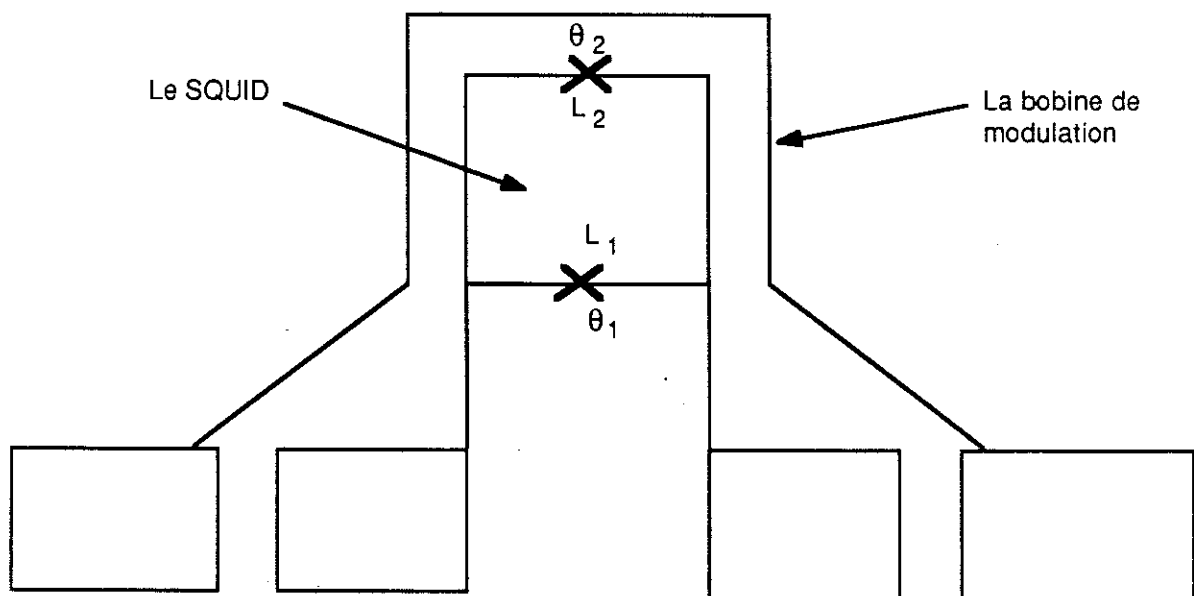


Fig.II-25 : Le schéma du SQUID continu non symétrique avec la bobine de modulation.

b) Les blindages et les filtres

Nous avons utilisé un écran en niobium (supraconducteur) pour blinder le SQUID des champs magnétiques extérieures.

Les fils de connections entre le SQUID en bas du cryostat et l'électronique de mesures à la tête du cryostat passent dans un souplisseau en téflon pour éviter tout contact à la masse. L'ensemble est placé dans un capillaire cupro-nickel pour diminuer le bruit radio-fréquence. Ils sont connectés à l'électronique de mesure par une capacitance de traversée de 220 pF.

A basse température entre le SQUID et le fil de connexion, nous avons utilisé le filtre présenté dans la figure II.24. Il est constitué d'une résistance de protection de $10\ \Omega$ avec 3 capacités de traversées de 220 pF chacune entre eux. Nous avons mis deux rondelles de ferrites. L'ensemble est enfermé dans un tube en cuivre. Ce filtre sert à éliminer les rayonnements radio-fréquence, et nous avons diminué le bruit d'un facteur 3.

5 - Les résultats expérimentaux

a) SQUID continu non symétrique

i) La géométrie : Notre premier SQUID continu réalisé avec les jonctions à microponts est présenté dans la figure II.25 avec sa bobine de modulation. Il a une géométrie qui n'est pas symétrique $L_1 \neq L_2$. La surface intérieure de sa boucle est un carré de $9\ \mu\text{m}^2$ et la largeur de la boucle de $1\ \mu\text{m}$. Elle a une inductance de 6 pH. Sa bobine de modulation est un film d'aluminium de largeur $1\ \mu\text{m}$, elle est dans le même plan que le SQUID. Cette bobine et le SQUID sont fabriqués en une seule opération lithographique. L'épaisseur de l'aluminium est $500\ \text{\AA}$. Pour envoyer un quantum de flux dans le SQUID, il faut un courant de 2 mA dans la bobine de modulation.

ii) Les mesures : Nous avons utilisé l'électronique décrit dans le paragraphe II.2 de ce chapitre pour effectuer les mesures des caractéristiques $I_c(\phi_{\text{ext}})$. La bobine de modulation sert pour appliquer un flux extérieur (ϕ_{ext}) au SQUID. Pour un courant dans la bobine de modulation supérieur à $300\ \mu\text{A}$, on observe des effets de chauffage. Le champ magnétique produit par ce courant n'est pas suffisant pour observer la caractéristique $I_c(\phi_{\text{ext}})$ au moins sur un

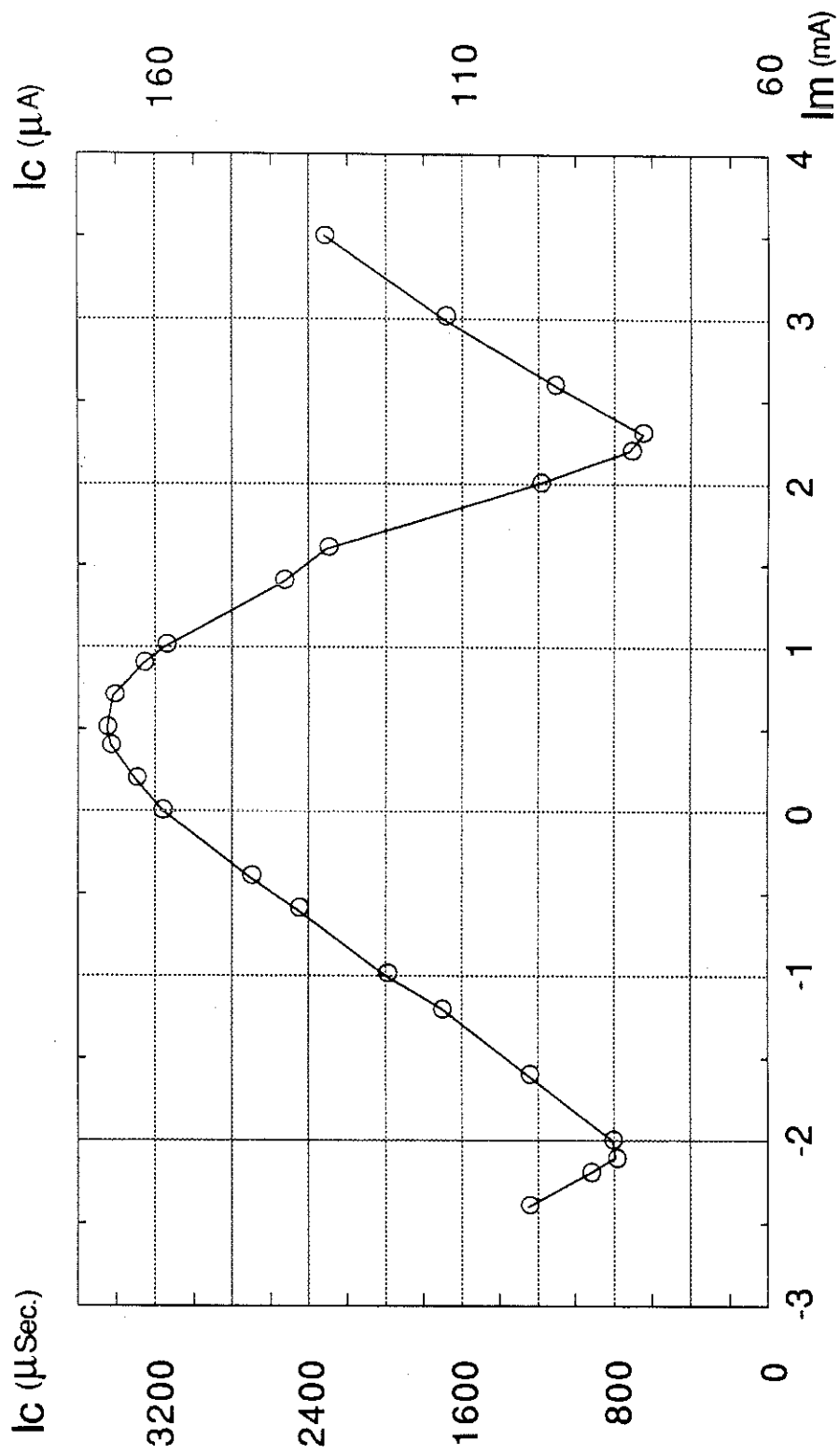


Fig. II-26 : Courbe I_c (I_m) mesurée d'un SQUID continu non symétrique.

quantum de flux dans le SQUID. Pour produire un champ magnétique plus fort, nous avons utilisé une bobine extérieure de 600 tours d'un 5/100 supra-conducteur sur un diamètre de 15 mm ; elle est placée à l'intérieur du porte-échantillon dans un plan parallèle au SQUID.

Un calcul approximatif nous donne une valeur de 4 mA ($I_M = 4$ mA) du courant qu'il faut faire passer dans cette bobine pour envoyer un quantum de flux dans le SQUID. La mesure directe nous donne 4.2 mA, en bon accord avec le calcul. Le courant maximum dans cette bobine est ± 5 mA avant qu'elle ne commence à chauffer.

Le courant critique de ce SQUID est $160 \mu\text{A}$ à $T = 60$ mK et $\beta = \frac{L I_c}{\Phi_0} \approx 0,5$. La caractéristique $I_c(\Phi_{\text{ext}})$ est présentée dans la figure II.26. I_c est donné en tenant compte du système de mesure, I_c est mesuré en microsecondes (échelle de gauche) puis converti en microampères (échelle de droite). En abscisse, nous avons porté le courant dans la bobine extérieure, proportionnel au flux dans le SQUID. Les extréma de courant critique correspondent à $I_{c\min} = 80 \mu\text{A}$ et $I_{c\max} = 168 \mu\text{A}$, ce qui correspond à un pourcentage en modulation du courant critique de : $\frac{I_{c\max} - I_{c\min}}{I_{c\max}} \times 100 = 52 \%$ de I_c . On remarque que cette courbe est un signal triangulaire non symétrique arrondi au sommet comme le prévoit la théorie pour un système non symétrique (voir II.B.5.c).

A chaque mesure du courant critique, le programme trace un hystogramme. Le sommet de cet hystogramme correspond au courant critique et sa demi-largeur ($\frac{1}{2} L$) correspond au bruit en courant I_n du SQUID au point de mesure. Les temps correspondant à I_c et I_n sont calculés par le programme et affiché sur l'écran.

Sur la caractéristique $I_c(\Phi)$, nous pouvons remarquer que la pente est très différente des deux côtés du maximum de I_c . On peut espérer avoir une sensibilité maximum là où la pente est la plus forte. En ce point, la sensibilité est de $4100 \mu\text{s}/\Phi_0$ avec une demi-largeur de $8,5 \mu\text{s}$, soit un bruit en flux $\Delta\Phi = \frac{8,5}{4100} \times \frac{1}{\sqrt{10000}} = 2.10^{-3} \Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Cependant, là où la pente est plus faible, la demi-largeur est également réduite et le bruit en flux est comparable.

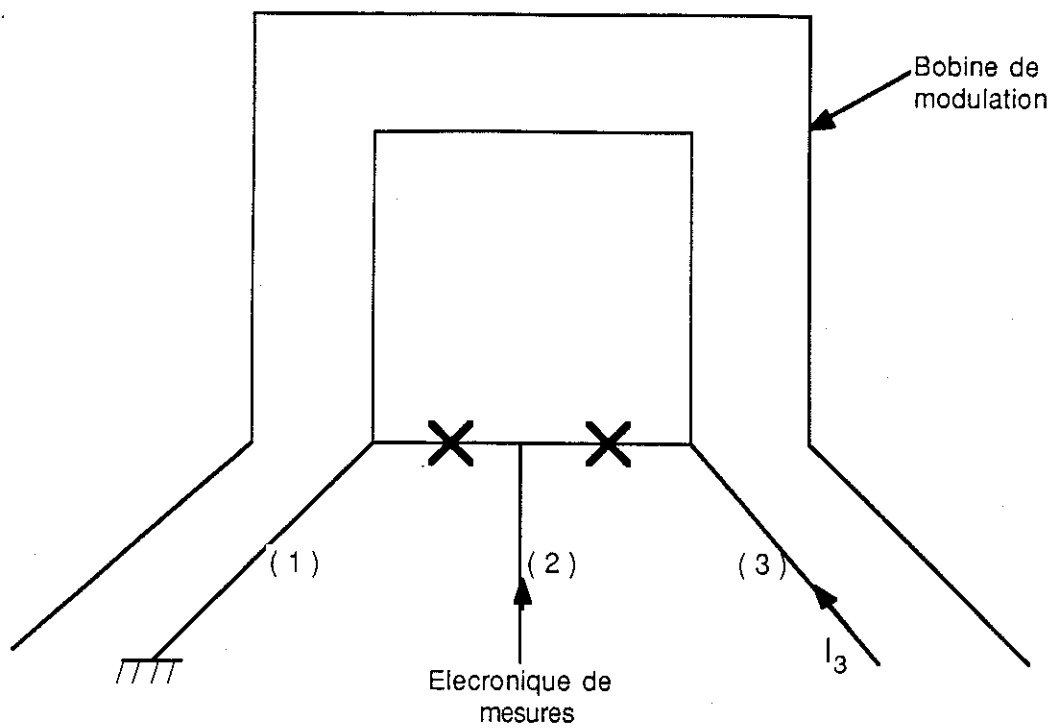


Fig.II-27 : Schéma du SQUID continu a trois fils de connexions.

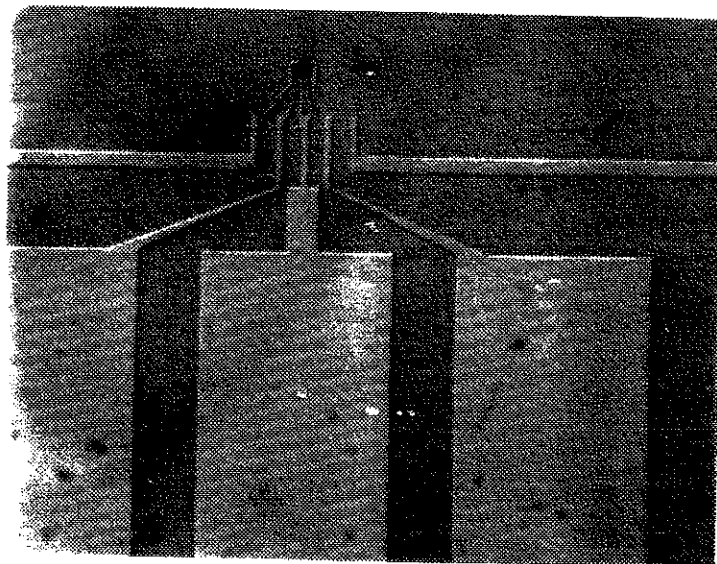


Fig. II-28 : Photo prise au microscope optique d'un SQUID continu à trois fils de conections.
On distingue la bobine de modulation autour du SQUID.

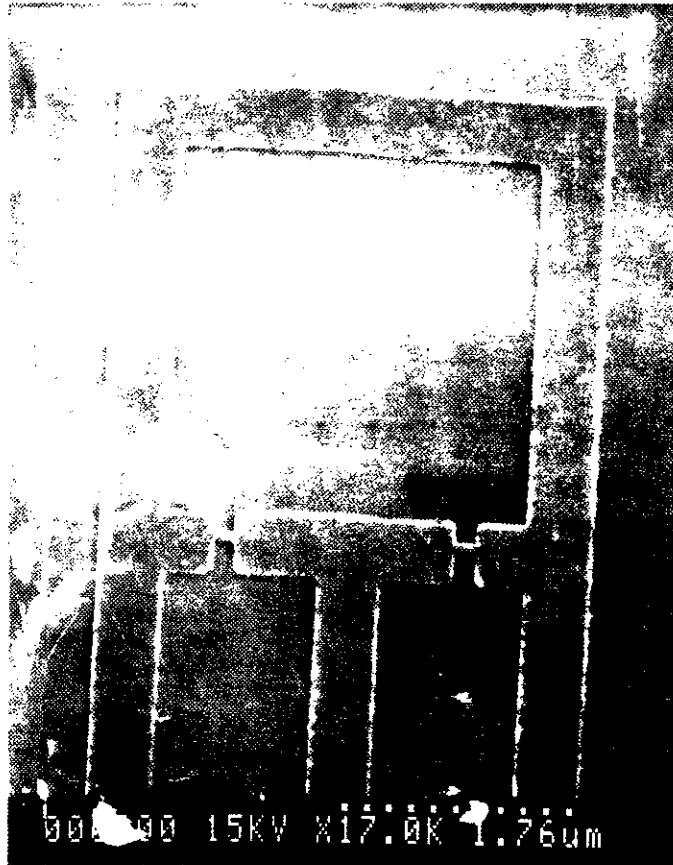


Fig. II-29 : Détail du SQUID à trois fils avec ses deux jonctions.(microscope électronique).

b) SQUID continu à trois fils de connexion

i) Le but et la géométrie de ce SQUID :

Nous avons vu que, pour un fonctionnement optimal du SQUID continu, la bobine de modulation est indispensable, surtout elle permet de régler le point de fonctionnement de ce SQUID à la valeur maximale de la fonction de transfert.

Normalement, un SQUID continu a deux fils de connexion pour effectuer la mesure. Nous sommes partis de l'idée qu'il est possible de changer le flux à l'intérieur de la boucle du SQUID, en injectant un courant dans une troisième connexion sur le SQUID. On choisit le point de fonctionnement du SQUID en variant le courant dans cette troisième connexion.

A partir de cette idée, nous avons réalisé un SQUID continu à trois fils de connexion pour savoir s'il était possible de faire des mesures avec un tel SQUID sans bobine de modulation.

Les deux photos dans les figures II.27 et II.28 présentent la géométrie que nous avons choisie pour ce type de SQUID. Il est constitué d'une boucle carrée d'aluminium de $9 \mu\text{m}^2$ de surface, interrompue par deux jonctions Josephson à microponts et trois connexions. La figure II.29 présente un schéma de ce SQUID, les connexions (1) et (2) (celle du milieu et une autre) servent comme un SQUID continu non symétrique. Les inductances entre les deux connexions sont différentes ($L_1 \neq L_2$) et la troisième remplace la bobine de modulation. L'inductance du SQUID est 6 pH.

Dans cette figure, la bobine autour du SQUID sert à appliquer un flux extérieur dans le SQUID. Cependant, l'application d'un courant trop important dans cette bobine perturbe le fonctionnement du SQUID.

ii) Les mesures :

Les mesures du courant critique I_c et du courant de bruit I_n du SQUID sont faites comme indiqué au paragraphe (II.B.6.a.ii). L'application d'un flux

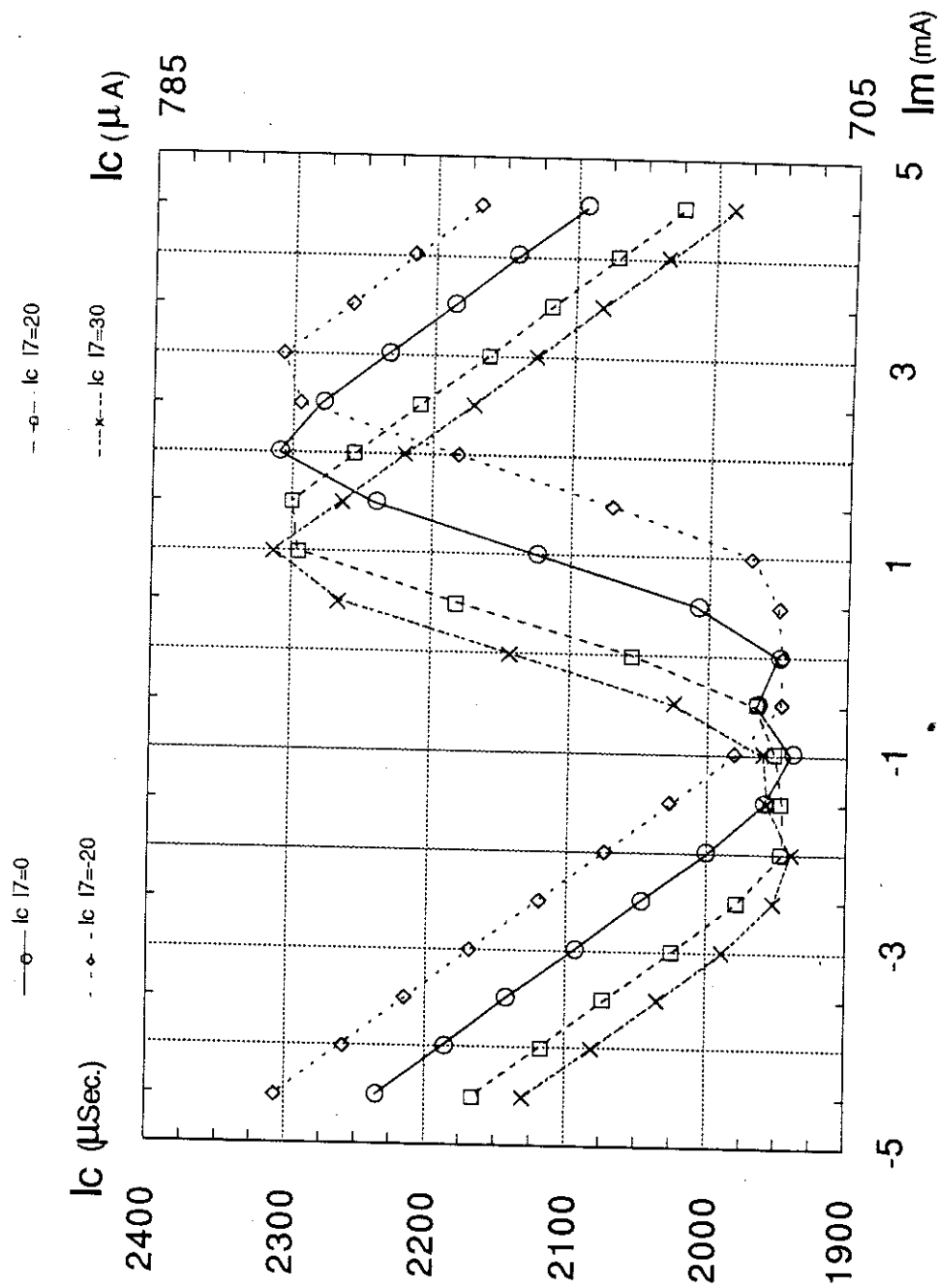


Fig. II-30 : Courbes $I_c(I_m)$ pour différentes valeurs de I à 60 mK.

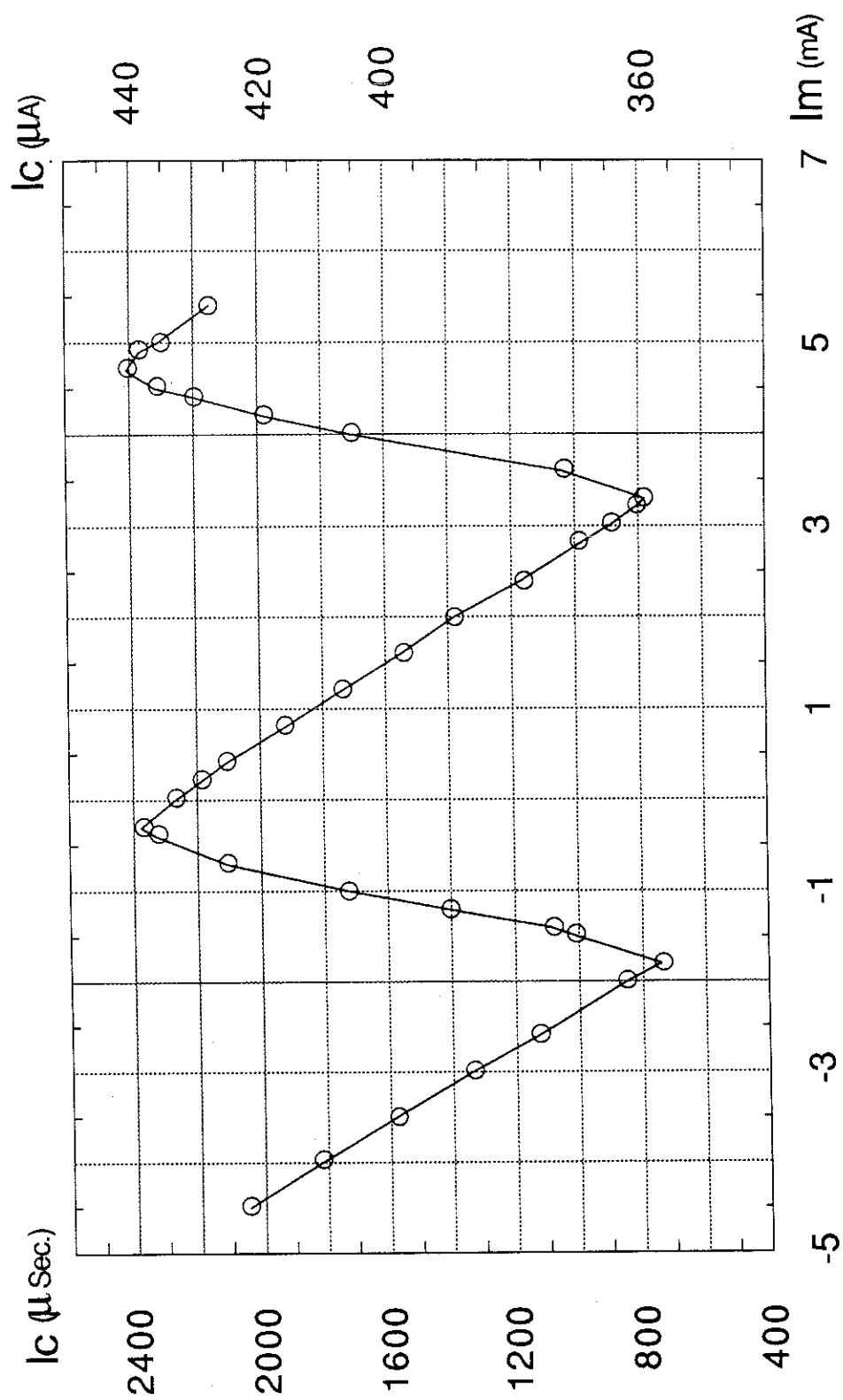


Fig. II-31 : Courbe $I_c(I_m)$ d'un SQUID continu à trois fils de connexion.
Les mesures sont faites en utilisant les connexions 1 et 2.

extérieur au SQUID est faite par une bobine extérieure. Un quantum de flux dans le SQUID correspond ici à un courant (I_M) de 7,5 mA dans cette bobine.

Le courant critique de ce SQUID est beaucoup plus élevé $I_c = 766 \mu A$ et $I_{c_{min}} = 709 \mu A$. Le paramètre $\beta = 2,3$.

Les caractéristiques $I_c(\phi_e)$ pour différentes valeurs du courant dans la troisième connexion (I_3) sont présentées dans la figure II.30. En abscisse, nous portons le courant I_M qui engendre ϕ_e , et en ordonnée le courant critique exprimé en μs à gauche et μA à droite. Ces courbes ont la forme d'un signal triangulaire non symétrique arrondi aux sommets et au minimum.

Quand $|I_3|$ dépasse $30 \mu A$, la transition du SQUID au courant critique disparaît. Ce phénomène se reproduit sur tous les SQUID de ce type.

Nous avons fait d'autres mesures de $I_c(\phi_e)$ pour d'autres SQUID de ce type sans que la troisième connexion soit connectée. L'une de ces courbes est présente dans la figure II.31. Un quantum de flux dans le SQUID correspond à un courant I_M de 5,2 mA dans la bobine. Son courant critique I_c est $440 \mu A$ et $I_{c_{min}} = 355 \mu A$. Le bruit en flux R.M.S. est de $2 \cdot 10^{-5} \phi_0 / \sqrt{Hz}$ et sur la pente raide de la caractéristique et de $4,3 \cdot 10^{-5} \phi_0 / \sqrt{Hz}$ sur la pente faible.

c) Discussion des résultats expérimentaux

Nous avons montré dans la première partie de ce chapitre que la caractéristique $I_c(\phi_e)$ est une fonction en $|\cos(\pi\phi_e/\phi_0)|$ pour un SQUID continu parfaitement symétrique. Mais un tel SQUID n'existe pas en pratique. La dissymétrie dans le SQUID continu change qualitativement ses caractéristiques et en conséquence la caractéristique $I_c(\phi_e)$. Plusieurs études et analyses concernant la dissymétrie dans le SQUID continu ont été publiées [39-40]. Une analyse de la fonction de $I_c(\phi_e)$ en prenant en compte l'inductance du SQUID et la dissymétrie magnétique sera décrite [40] afin de la comparer à nos résultats.

Le circuit équivalent d'un SQUID est représenté dans la figure II.25. I_1 et I_2 sont les courants dans les deux jonctions (1) et (2), θ_1 et θ_2 la différence de phase aux bornes des jonctions (1) et (2), L_1 et L_2 représentent les inductances des deux parties de la boucle ($L_1 + L_2 = L$).

En général, les deux fonctions $I_1(\theta_1)$ et $I_2(\theta_2)$ sont périodiques en θ de période égale à 2π , mais ne sont pas forcément sinusoïdales. Le courant (I) qui passe dans le SQUID est :

$$I = I_1(\theta_1) + I_2(\theta_2) \quad (1)$$

d'après l'équation (II-10), nous avons :

$$\theta_2 - \theta_1 = 2\pi \frac{\phi}{\phi_0} \quad (2)$$

donc :

$$I = I_1(\theta_1) + I_2(\theta_1 + 2\pi \frac{\phi}{\phi_0}) \quad (3)$$

ϕ est le flux magnétique dans la boucle du SQUID, ce flux est la somme de deux parties : ϕ_e est le flux dû au champ magnétique (B) extérieur et ϕ_s est le flux magnétique dû au courant I_1 et I_2 dans ce cas :

$$\phi_s = L_1 I_1 - L_2 I_2 \quad (4)$$

Si ϕ_s n'est pas négligeable, l'équation (2) devient :

$$\theta_2 - \theta_1 = \frac{2\pi\phi_e}{\phi_0} + \frac{2\pi L_1 I_1}{\phi_0} - \frac{2\pi L_2 I_2}{\phi_0} \dots \quad (5)$$

en faisant le changement de variable suivant :

$$\gamma_1 = \theta_1 + 2\pi L_1 I_1(\theta_1)/\phi_0 \quad (6)$$

$$\gamma_2 = \theta_2 + 2\pi L_2 I_2(\theta_2)/\phi_0 \quad (7)$$

$$\theta_x = 2\pi\phi_e/\phi_0 \quad (8)$$

On aura :

$$\theta_x = \gamma_2 - \gamma_1 \text{ et } I = I_1(\gamma_1) + I_2(\gamma_1 + \theta_x) \quad (9)$$

En effet, ce changement de variables transforme le problème à $L \neq 0$ (Eq. (5)) en un problème équivalent, avec $L=0$ (Eq. (9)), mais avec une relation entre le courant et la différence de phase modifiée.

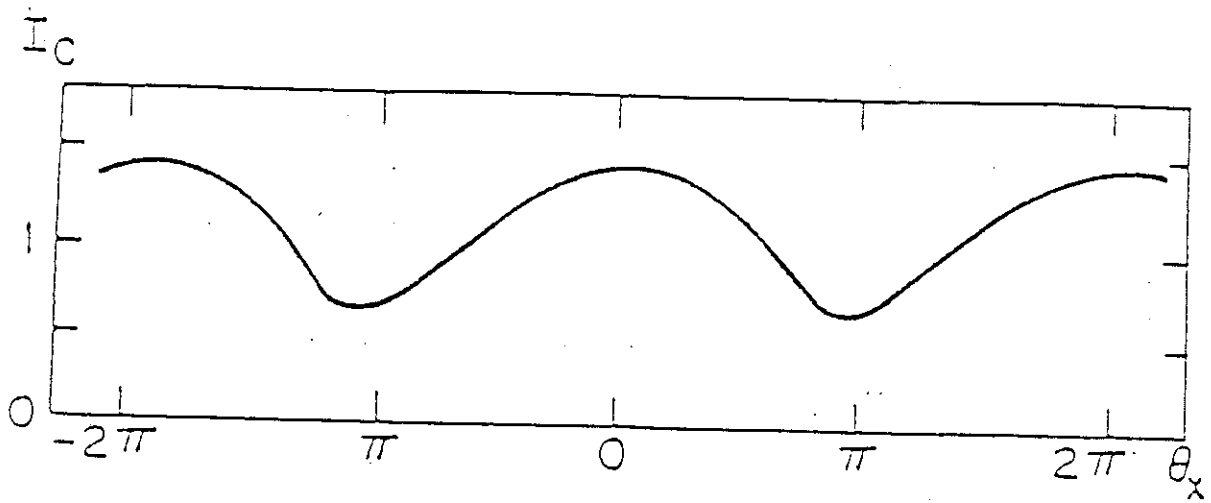


Fig. II-32 : Courbe $I_C(\theta_x)$ pour $I_{C1} = 1.0$, $I_{C2} = 0.4$, $\alpha_1 = 0.1$, $\alpha_2 = 0.25$, et $\alpha = 0.29$
 $L_1 / L_2 = 0.16$.

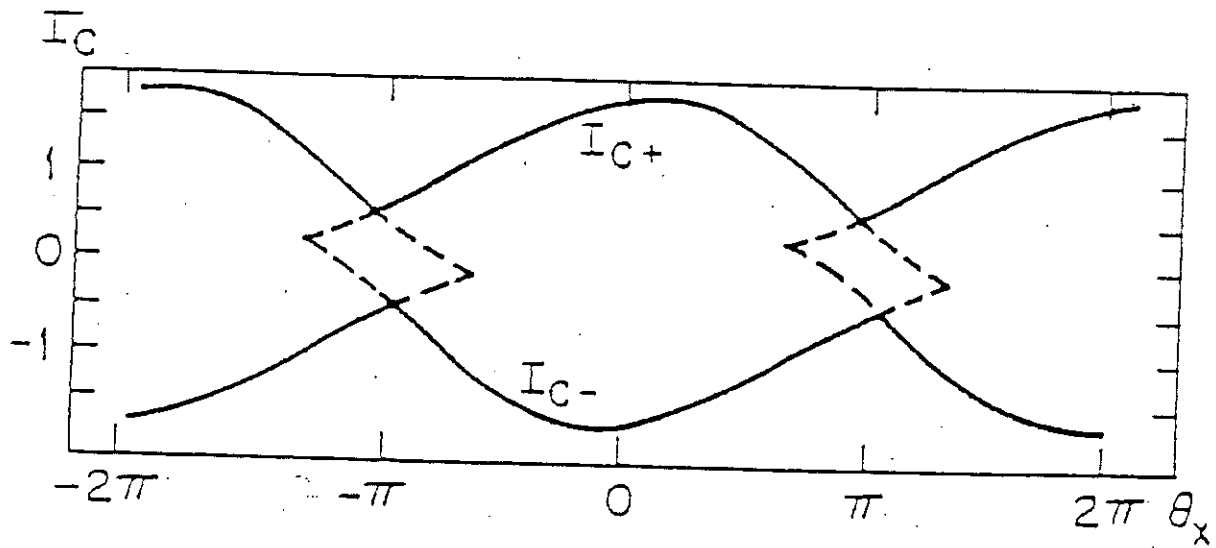


Fig. II-33 : Courbe $I_C(\theta_x)$ pour $I_{C1} = 1.0$, $I_{C2} = 0.8$, $\alpha_1 = 0.4$, $\alpha_2 = 0.8$, et $\alpha = 1.12$
 $L_1 / L_2 = 0.4$. Dans cette figure il y a I_C positif et négatif.

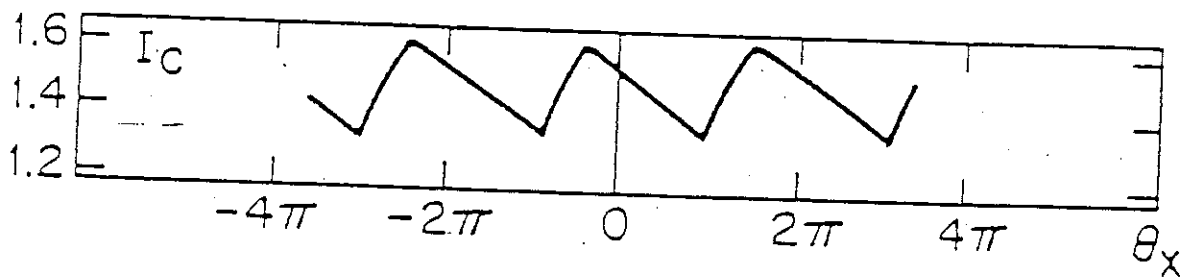


Fig. II-34 : Courbe $I_C(\theta_x)$ pour $I_{C1} = 1.0$, $I_{C2} = 0.6$, $\alpha_1 = 16$, $\alpha_2 = 2$, et $\alpha = 11.6$
 $L_1 / L_2 = 4.8$.

Considérons les paramètres suivants :

$$\alpha_1 = 2\pi L_1 I_{c1} / \phi_0, \quad \alpha_2 = 2\pi L_2 I_{c2} / \phi_0, \quad \frac{I_{c2}}{I_{c1}} \quad \text{et} \quad \alpha = \frac{2\pi L I_{c2}}{\phi_0} = \alpha_2 + \alpha_1 \left(\frac{I_{c2}}{I_{c1}} \right),$$

on suppose que $I_{c2} \leq I_{c1}$.

Le changement qualitatif dans les caractéristiques $I_c(\phi_e)$ dépend des paramètres α_1 , α_2 et α . Fulton *et al.*[40] ont étudié en détail $I_c(\phi_2)$ pour différentes valeurs des paramètres cités au-dessus, dont je présente le résultats de leurs calculs numériques de $I_c(\theta_x)$.

i) α_1 et α_2 sont petits : La limite $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$, c'est le cas $L = 0$ qui aboutit à l'équation (17) dans le paragraphe II.A.3. Pour $\alpha_1 \ll 1$ et $\alpha_2 \ll 1$, la déviation du cas $L = 0$ est petite. La figure II.32 présente $I_c(\theta_x)$, pour $\alpha_1 = 0,1$, $\alpha_2 = 0,25$, $I_{c1} = 1,0$, $I_{c2} = 0,4$, $L_1/L_2 = 0,16$ et $\alpha = 0,29$ ($\theta_x = 2\pi \frac{\phi_e}{\phi_0}$). D'après cette figure, la différence entre les deux pentes d'une période est négligeable.

ii) α_1 et α_2 assez grandes (dissymétrie plus importante) : La figure II.33 présente $I_c(\theta_x)$ pour $I_{c1} = 1,0$, $I_{c2} = 0,8$, $\alpha_1 = 0,4$, $\alpha_2 = 0,8$, $L_1/L_2 = 0,4$ et $\alpha = 1,12$. On remarque que cette courbe s'éloigne de la forme symétrique et on s'aperçoit qu'il y a deux pentes différentes.

iii) α_1 et α_2 plus grandes : La figure II.34 présente $I_c(\theta_x)$ pour $I_{c1} = 1,0$, $I_{c2} = 0,6$, $\alpha_1 = 16$, $\alpha_2 = 2$, $L_1/L_2 = 4,8$ et $\alpha = 11,6$. Dans ce cas, où la dissymétrie devient intéressante, la courbe $I_c(\theta_x)$ prend la forme d'un signal triangulaire non symétrique et la différence entre les deux pentes devient très grande.

En faisant la comparaison entre la géométrie des deux types de SQUID que nous avons étudiés dans les paragraphes (a) et (b), on constate que la dissymétrie dans le SQUID à trois fils de connexion est beaucoup plus importante que dans l'autre SQUID.

Pour conclure, nous pouvons remarquer que les courbes expérimentales correspondent très bien au résultat de ces calculs, la dissymétrie de la fonction de réponse étant maximum dans le cas des SQUID à 3 fils de connexion (Fig. II.31).

CHAPITRE III

APPLICATIONS

CHAPITRE III

APPLICATIONS

Réalisation d'un système de mesure de courants permanents dans un anneau mésoscopique non supraconducteur

1 - Introduction

Le développement des techniques de microlithographie permet actuellement de réaliser des fils conducteurs de dimension bien inférieure au micron. Dans ce domaine de dimensions, on ne peut plus considérer les électrons comme des particules classiques et il faut tenir compte de la mécanique quantique pour décrire le transport du courant. En particulier, si la phase des fonctions d'ondes est conservée sur un tour le long d'un anneau métallique, la théorie [41] prédit l'existence d'un courant circulant dans cet anneau sans dissipation (il s'agit ici d'un métal normal non supraconducteur).

La mise en évidence expérimentale de cet effet qui n'a pas encore été réalisée constitue le but de cette étude.

Pour estimer la grandeur de ces courants, considérons la fonction d'onde $\psi(x)$ d'un électron autour de l'anneau. En présence d'un flux magnétique à l'intérieur de l'anneau, les conditions aux limites de la fonction d'onde conduisent à

$$\psi(x+L) = \psi(x) e^{i(2\pi\phi/\phi_0)}$$

où L est la circonférence de l'anneau, ϕ/ϕ_0 est la fraction de quantum de flux dans l'anneau ($\phi_0 = \frac{h}{e}$).

Un flux $\phi \neq n\phi_0$ (n est un entier) est équivalent à un changement des conditions aux limites du système. Les états propres et les énergies sont périodiques en ϕ de période ϕ_0 . Le courant (I_n) dans un état d'énergie E_n à $T = 0$ K est donné par

$$I_n = - \frac{ev_n}{L} \quad \text{avec} \quad v_n = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_n}{\partial K_n}$$

donc

$$I_n = - \frac{\partial E_n}{\partial \phi}$$

K_n est le vecteur d'onde. D'après la dernière équation, le courant dans un état d'énergie est proportionnel à la pente de l'énergie par rapport au flux. Le courant total $I(\phi)$ est la somme de la contribution des I_n de tous les états d'énergies qui sont occupés. Ce courant est donc une fonction périodique du flux de période ϕ_0 .

Le calcul du courant dans un anneau parfait a été effectué par Cheung *et al.* [42] à une température de 0 K pour des électrons libres. L'hamiltonien à 2D décrivant le système est :

$$H = - \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} \right) + V$$

L'énergie potentielle V de ce système est nulle. Le calcul du courant $I(\phi)$ à partir des équations précédentes nous donne pour 1 électron un courant typique

$$I_0 = \frac{ev_F}{L},$$

où v_F est la vitesse des électrons à la surface de Fermi et L la circonférence de l'anneau. Ce résultat se comprend aisément, ce courant étant simplement le courant créé par un électron à la vitesse v_F .

La question qui se pose alors est de savoir que deviendra la somme de ces courants sur tous les niveaux électroniques occupés. Un résultat remarquable est que les courants dus aux différents niveaux se compensent statistiquement et le courant total est du même ordre de grandeur que I_0 .

L'effet de la température sera négligeable tant que $KT < \frac{\Delta}{2\pi^2}$ où Δ est l'écart entre les niveaux électroniques produisant des courants différents. En fait, si la conductance de l'anneau peut être décrite par un modèle à M canaux, les niveaux électroniques proches sont corrélés jusqu'à un nombre M de niveaux et la température caractéristique devient $T^* = \frac{M\Delta_1}{2\pi^2K}$, où Δ_1 est l'écart entre deux niveaux électroniques consécutifs.

Au-dessus de T^* , on estime que le courant diminue exponentiellement en fonction de la température [43].

En présence du désordre, le courant permanent diminue, mais la question qui se pose pour le moment est de savoir si le courant diminue linéairement ou exponentiellement avec le désordre. Cheung *et al.* [42] estiment que le courant en fonction du désordre diminue linéairement avec $\frac{\lambda_e}{L}$, λ_e est le libre parcours moyen élastique.

On a calculé les ordres de grandeurs du courant permanent et de la température caractéristique, ainsi que $\frac{\lambda_e}{L}$ pour deux types d'anneaux en or et en GaAs de diamètre 2,5 μm .

	Au	hétérojonction GaAs/GaAlAs
$I_0 = \frac{e v_F}{L}$	20 nA	3,2 nA
T	1,7 mK	40 mK
$\frac{\lambda_e}{L}$	$5 \cdot 10^{-3}$	0.8

D'après ces valeurs, nous avons choisi de mesurer le courant permanent dans l'anneau GaAs, même si I_0 de l'or est plus élevée. Mais $\frac{\lambda_e}{L}$ dans l'or est beaucoup plus petit que celle de GaAs, ce qui donne qu'il y a beaucoup plus de désordre dans l'or. De plus, la température caractéristique du GaAs est plus élevée que celle de l'or.

Cette mesure sera effectuée par la mesure du champ magnétique associé au courant dans l'anneau. Le courant étant très faible, la mesure est très délicate.

Deux méthodes sont proposées pour observer ce courant : soit ne mesurer qu'un anneau isolé, mais dans ce cas il faut utiliser un système extrêmement sensible et l'emploi d'un SQUID continu s'impose, soit faire la mesure sur un grand nombre d'anneaux N (typiquement 10^7 anneaux), mais dans ce cas il faut savoir comment s'ajoutent ces courants. Le calcul suggère [44] que la réponse magnétique d'un nombre N d'anneaux est proportionnelle à $\sqrt{N}$.

2 - La réalisation de dispositifs de mesure du courant permanent

Pour observer ces courants, nous avons choisi de mesurer un anneau unique pour s'affranchir des problèmes de moyenne d'ensemble.

Le champ magnétique créé par le courant est détecté par un SQUID. Le couplage entre le SQUID et l'anneau pose un gros problème si l'anneau et le SQUID sont fabriqués séparément. La fabrication de l'anneau mésoscopique exige une résolution fine. Elle se fait par lithographie électronique. Si on utilise un SQUID continu déjà fabriqué par une autre méthode ou une autre machine, on rencontre un problème de superposition car la précision de positionnement doit être meilleure que le micron si l'on veut obtenir un bon couplage.

Tenant compte de ces problèmes technologiques, nous avons proposé de fabriquer tout le système de mesure sur la même plaquette avec le même masqueur électronique qui permet d'avoir un placement des différentes parties du système à $0,1 \mu\text{m}$ près.

C'est pour cela que nous avons choisi le type de SQUID continu décrit dans les parties précédentes, qui est fabriqué par la même machine que l'anneau. Ce dispositif nécessite plusieurs opérations lithographiques. Il y a deux niveaux superposés. Les différentes composantes de ce dispositif dans la première couche sont : le SQUID continu, sa bobine de modulation et la bobine de test. Dans la deuxième couche, il y a le transformateur de flux et la bobine de polarisation. Le fonctionnement de chaque composante sera abordé.

Nous n'entrerons pas dans le détail de la fabrication de l'anneau qui est ici gravé dans une hétérojonction GaAs-GaAlAs. Il faut ensuite réaliser une première insolation pour dessiner le SQUID, sa bobine de modulation et la bobine de test. Au-dessus, on dépose une couche isolante de $1000 \text{ \AA}$ de Si_3N_4 pour assurer l'isolation entre les deux couches et, après, l'insolation de la deuxième couche qui est constituée du transformateur de flux et de la bobine de polarisation. Au début, il y a une opération lithographique pour faire des marques en or pour repérer le point de départ de l'insolation chaque fois qu'il y en a. A la fin, il y a une insolation de la couche isolante au-dessus des plots de contacts pour les dégager de l'insolant.

La Figure III.1 montre le premier niveau. Au milieu il y a le SQUID continu. On voit bien les deux jonctions à microponts. Les deux bandes d'aluminium qui sont d'un côté et l'autre du SQUID sont la bobine de modulation. A gauche, il y a l'anneau en GaAs et à droite la bobine de test. Dans la Figure III.2, il y a le transformateur de flux fait de trois boucles connectées ensemble. Elles sont superposées au-dessus de l'anneau, du SQUID et de la bobine de test. Aux extrémités gauche et droite de la photo, il y a la bobine de polarisation. Ces deux photos sont prises dans un microscope électronique (Hitachi). La Figure III.3 présente une photo complète de tout le dispositif avec les plots de contacts. La petite boucle est une partie de la bobine de modulation qu'on ne voit pas dans les autres figures, et la grosse est celle de la bobine de polarisation. Cette photo est prise avec un microscope optique.

La description de chaque partie de ce dispositif :

- Le SQUID : C'est un SQUID continu avec des jonctions à microponts comme décrit précédemment. Il est symétrique comme on le voit sur la photo III.1. Il a une forme carré de $4 \mu\text{m}^2$ de surface. La largeur de la bande d'aluminium diminue en s'approchant de la jonction. Son inductance est $L = 4 \text{ pH}$. Alors, pour avoir $\frac{LI_c}{\Phi_0} \sim 1$, il faut que I_c soit de l'ordre de $500 \mu\text{A}$, ce qui détermine la largeur du micropont.

- La bobine de modulation : Le rôle de cette bobine est de choisir le point de fonctionnement du SQUID. Elle est faite en bande d'aluminium de largeur $2,5 \mu\text{m}$ à côté du SQUID. La position de cette bobine par rapport au transformateur de flux est choisie de façon que le flux créé par cette bobine sur transformateur de flux s'annule. Elle sert aussi comme un écran supraconducteur pour les fentes du transformateur du flux.

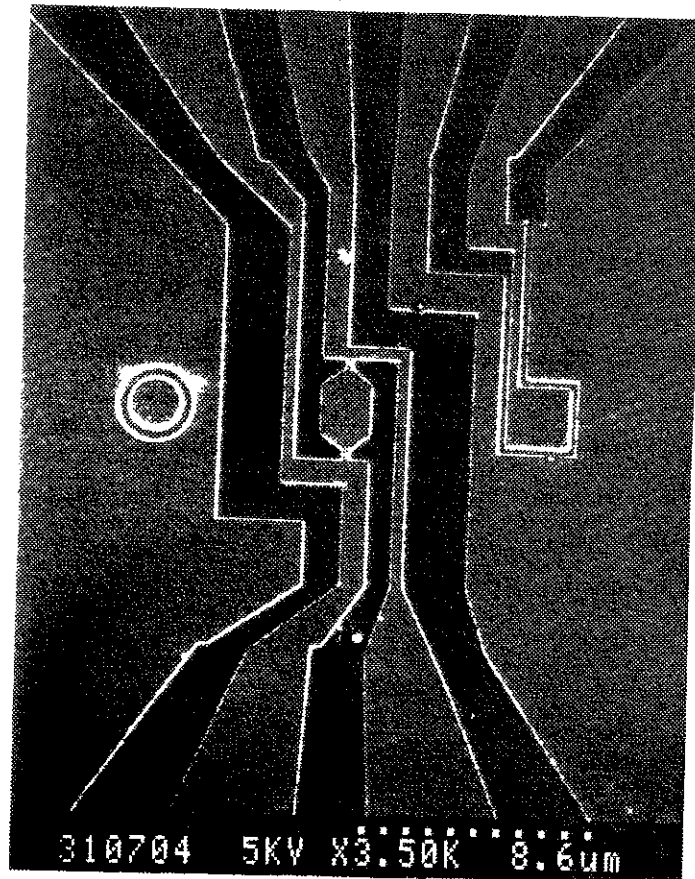


Figure III.1 : Le premier niveau du dispositif. Il y a le SQUID au milieu et les deux bandes d'un côté et l'autre du SQUID qui sont la bobine de modulation.

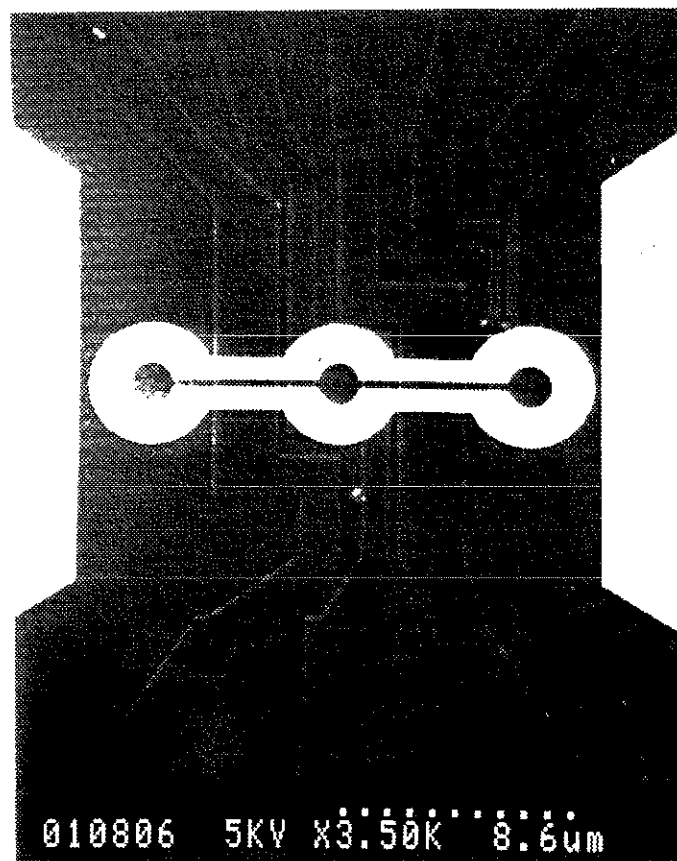


Figure III.2 : Le deuxième niveau (en couleur clair). Il y a le transformateur de flux , les trois boucles connectées ensemble et la bobine de polarisation des côtés gauche et droite du transformateur.

- La bobine de test : Pour vérifier le fonctionnement de notre système, nous avons construit dans le même plan que l'anneau et de l'autre côté du transformateur de flux, une bobine en aluminium (supraconductrice) couplée de la même façon que l'anneau au transformateur de flux, et connectée à l'extérieur sur une source de courant faible. Cette bobine permet de mesurer la réponse du SQUID au courant permanent dans l'anneau, en envoyant un courant très faible (quelques nA) de l'ordre du courant permanent que l'on veut mesurer dans cette bobine.
- Le transformateur de flux : Il est constitué de trois boucles symétriques connectées ensemble comme on voit dans la figure III.2, l'une couplée à l'anneau, l'autre au SQUID et la dernière à la bobine de test. La longueur du transformateur de flux est $20\ \mu\text{m}$. Son rôle est de coupler le signal produit par le courant permanent dans l'anneau au SQUID de la façon suivante : Le courant dans l'anneau crée un flux qui passe dans la boucle du transformateur de flux au-dessus. Ce flux, à son tour, induit un courant circulant à l'intérieur du transformateur de flux et, par conséquent, ce courant crée un flux dans le SQUID lors de son passage dans la boucle au-dessus du SQUID. La mesure de ce champ par le SQUID permet de mesurer le courant permanent. Un autre rôle important du transformateur de flux est d'écranter le SQUID du flux extérieur.
- La bobine de polarisation : Cette bobine sert pour envoyer un flux magnétique dans l'anneau pour faire varier ces courants permanents. La figure III.4 montre un schéma du dispositif avec un diagramme de la distribution du flux créé par le courant (I_p) dans la bobine de polarisation. Le sens du courant dans cette bobine est étudié d'une façon que la somme du flux dans le SQUID et le transformateur de flux due à cette bobine soit nulle. On remarque aussi que le flux sur les jonctions est nul.

Ces dispositifs sont fabriqués par la méthode lift-off en monocouche, en matrice de 5×5 sur chaque plaquette. Le substrat utilisé est le GaAs.

3 - Les résultats

Pour tester la réponse du SQUID au flux créé par les bobines, nous avons fabriqué des dispositifs sans anneau. On va présenter la réponse du SQUID à chaque bobine.

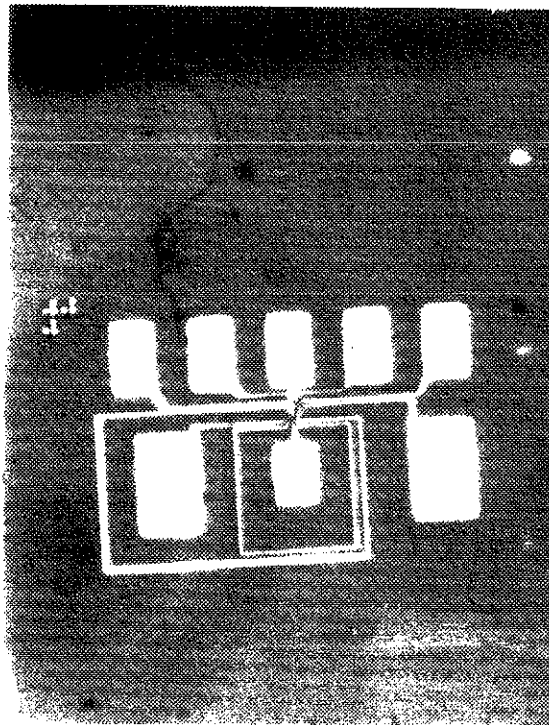


Figure III.3 : Une photo complète de tout le dispositif avec les plots de contact. Cette photo est faite par un microscope optique.

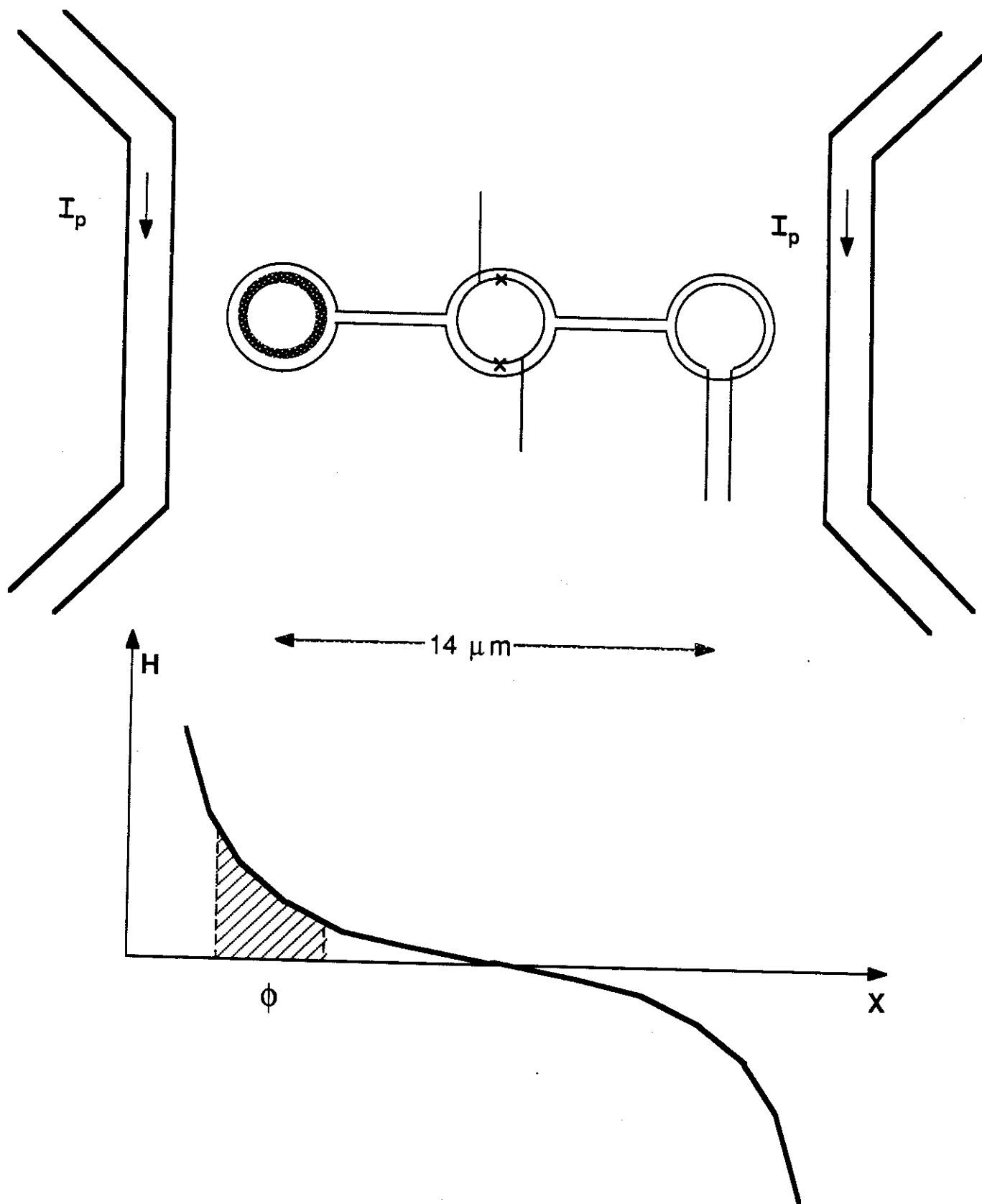


Fig. III-4 : Le sens du courant I_p dans bobine de polarisation est indiqué.
La courbe montre le champ crée par le courant I_p ainsi que le
flux dans l'anneau.

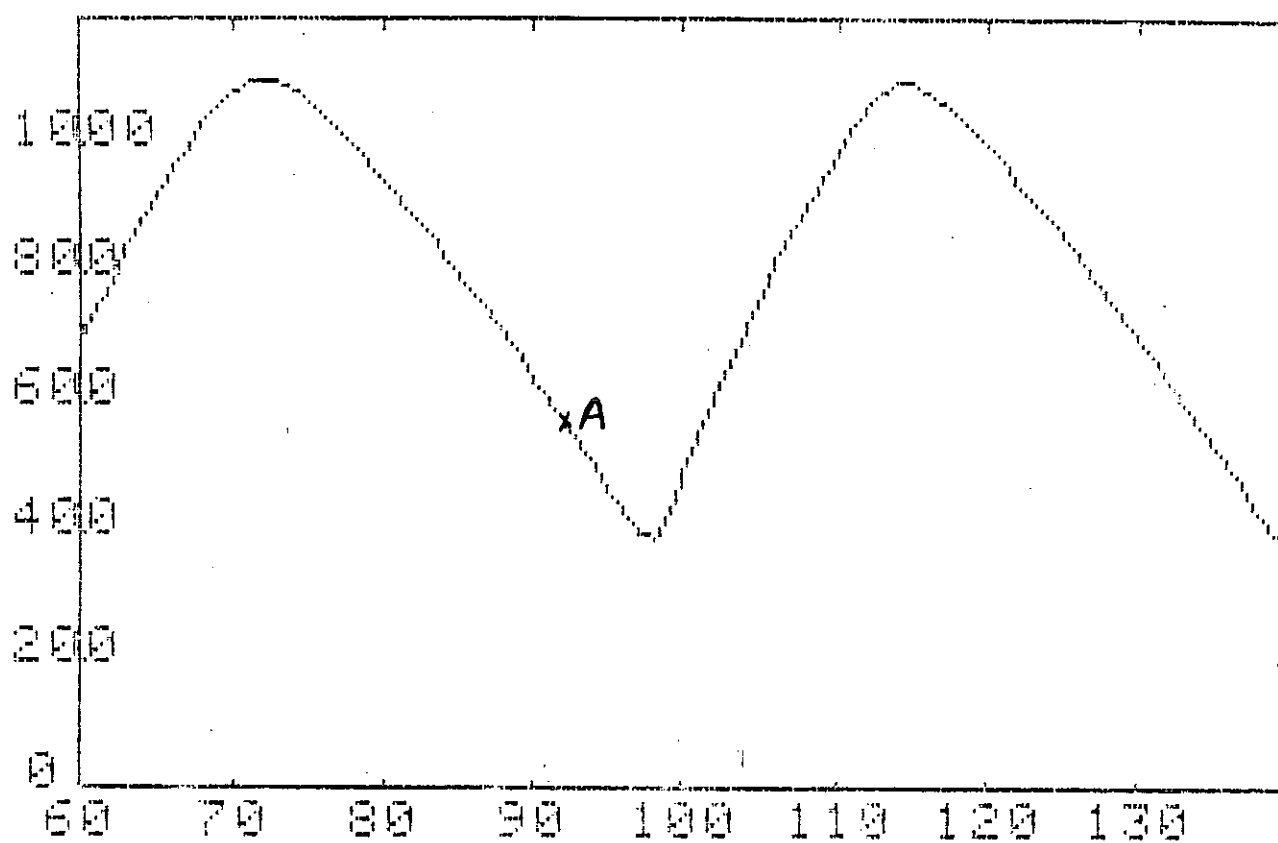


Figure III.5 : La variation du courant critique du SQUID par rapport à une rampe de courant dans la bobine de modulation. La mesure du courant critique μsec est sur l'axe des ordonnées, le courant de modulation I_m étant porté en abscisse en unités arbitraires.

a) Réponse à un signal dans la bobine de modulation

La Figure III.5 montre la variation du courant critique (I_c) du SQUID par rapport au courant dans la bobine de modulation (I_M). L'ordonnée, c'est le courant critique (I_c) en unité de μs , et l'abscisse représente le courant dans la bobine de modulation (I_M). Cette courbe est mesurée en appliquant une rampe de courant dans la bobine de modulation à basse fréquence. La réponse du SQUID à cette rampe est accumulée pendant quelques minutes dans un tableau de 256 points tout au long de la rampe. La forme de cette courbe ressemble à celle suggérée par la théorie qui est en $|\cos(2\pi\phi/\phi_0)|$ non symétrique. La périodicité permet la mesure en courant d'un quantum de flux dans le SQUID correspond à 1,1 mA dans la bobine de modulation, tandis que le calcul approché donne une valeur de 0,85 mA pour ce courant.

b) Réponse à une rampe de courant dans la bobine de test

La Figure III.6 montre la variation du courant critique du SQUID par rapport à une rampe de courants de très faible amplitude dans la bobine de test. Le point de fonctionnement du SQUID utilisé pour tracer cette courbe est le point (A) de la courbe précédente, en envoyant le courant de modulation constant nécessaire.

La mesure du courant dans la bobine de test (I_t) qui correspond à un quantum de flux (ϕ_0) dans le SQUID est 3,4 mA et le calcul approximatif de ce courant donne 2,2 mA en supposant un couplage parfait entre le transformateur de flux et la bobine de test et le SQUID.

D'après cette courbe, on voit que la réponse du SQUID est linéaire par rapport à un petit courant dans la bobine de test si on choisit un point de fonctionnement du SQUID sur les pentes et il est possible de pouvoir mesurer le courant persistant dans l'anneau avec ce dispositif si la sensibilité du SQUID est suffisante.

c) Réponse à un courant dans la bobine de polarisation

Du fait de la géométrie proposée pour notre dispositif, la réponse du SQUID par rapport à un courant dans la bobine de polarisation doit être nulle si le dispositif est parfaitement symétrique. Mais la symétrie n'est jamais par-

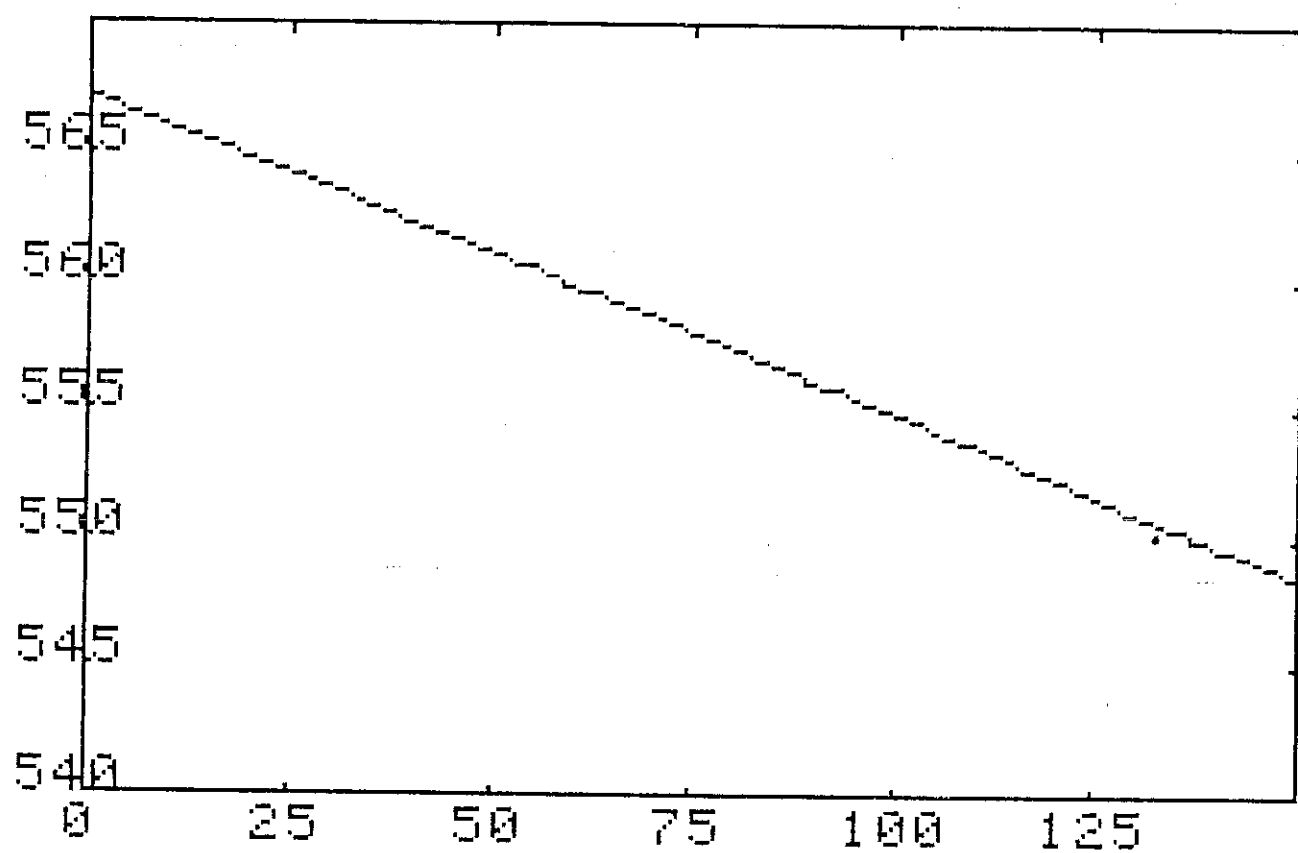


Figure III.6 : La réponse du SQUID par rapport à une rampe de courant dans la bobine de test. En ordonné, il y a le courant critique du SQUID en μs et en abscisse il y a le courant dans la bobine de test en unité arbitraire.

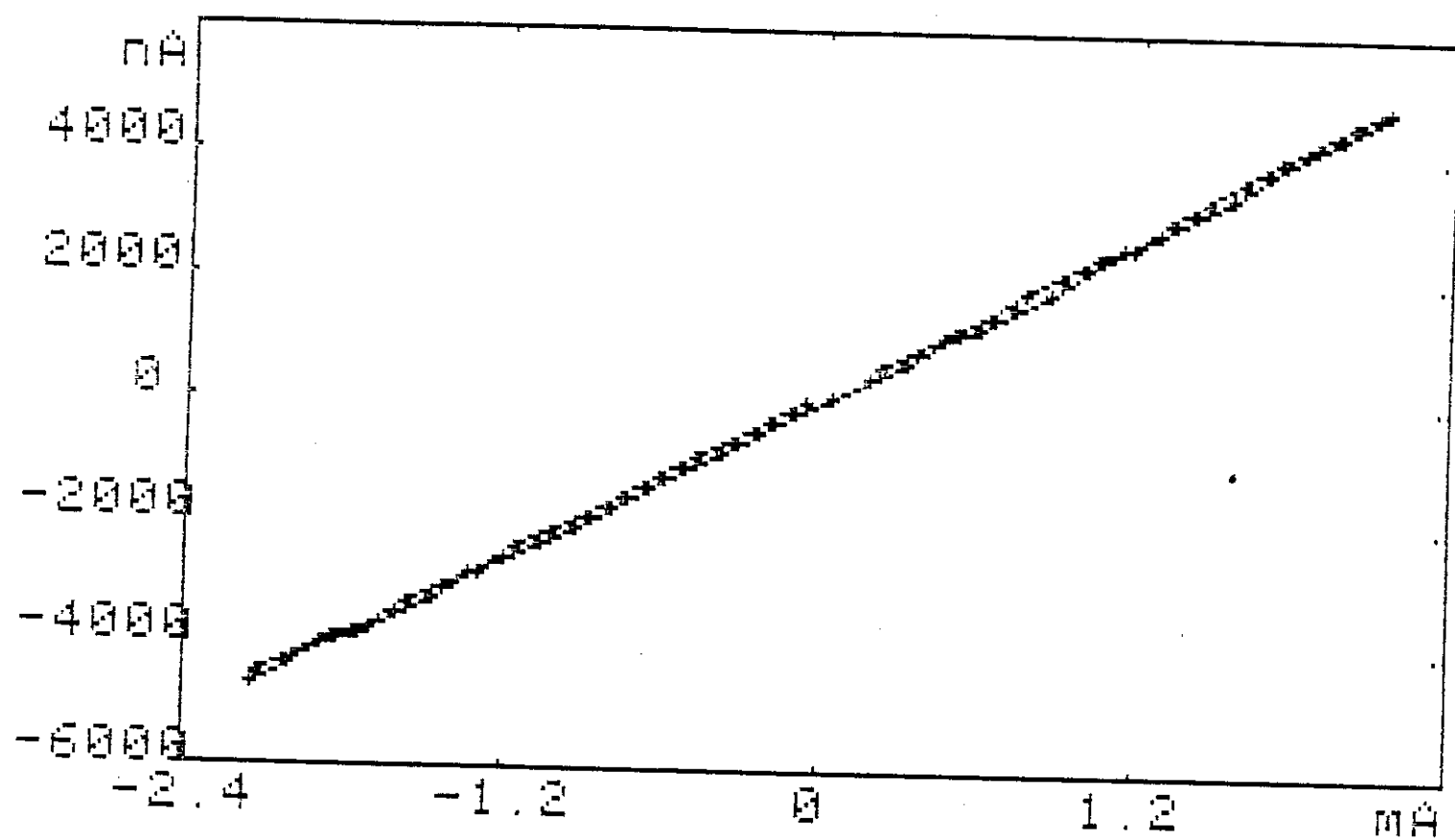


Figure III.7 : La réponse du SQUID en nA par rapport à une rampe de courant dans la bobine de polarisation.

faite. On observe une petite pente dans la réponse du SQUID par rapport à une rampe de courant dans la bobine de polarisation. Dans un dispositif sans anneau, cette petite pente change d'un dispositif à un autre. Elle dépend des erreurs de positionnement.

On a fait un programme qui permet de calculer le champ magnétique en n'importe quel point du dispositif créé par un courant (I_p) dans la bobine de polarisation, ainsi que le champ dans l'anneau. Le calcul nous montre que, pour ce dispositif, il faut appliquer un courant de 10 mA pour ajouter un quantum de flux ($\phi_0 = \frac{h}{e} = 4,14 \cdot 10^{-15}$ Wb) dans l'anneau.

La courbe dans la figure III.7 montre la réponse du SQUID par rapport à une rampe de courant dans la bobine de polarisation. L'abscisse représente le courant dans la bobine de polarisation et l'ordonnée la réponse du SQUID convertie par rapport au courant dans la bobine de test en unité de nA. Cette réponse contient un terme linéaire et un terme quadratique. La détermination de ces deux termes améliore la sensibilité du dispositif de mesure sans compenser le signal à mesurer. La compensation de ces deux termes est indispensable pour permettre l'observation du signal à mesurer.

La compensation de la partie linéaire est faisable par deux méthodes : numérique ou électronique. La compensation numérique s'effectue en faisant un sous-programme pour calculer la pente de la réponse du SQUID, et ensuite en multipliant la réponse du SQUID par un terme linéaire pour annuler la pente. Tandis que la compensation électronique s'effectue en envoyant un signal dans la bobine de test pour s'opposer au flux dans le SQUID créé par la bobine de modulation.

La compensation de la partie quadratique est effectuée numériquement en multipliant la réponse du SQUID par un terme quadratique pour diminuer cette partie. Il reste ensuite des termes d'ordre supérieur que l'on ne peut éliminer sans faire disparaître le signal à mesurer lui-même.

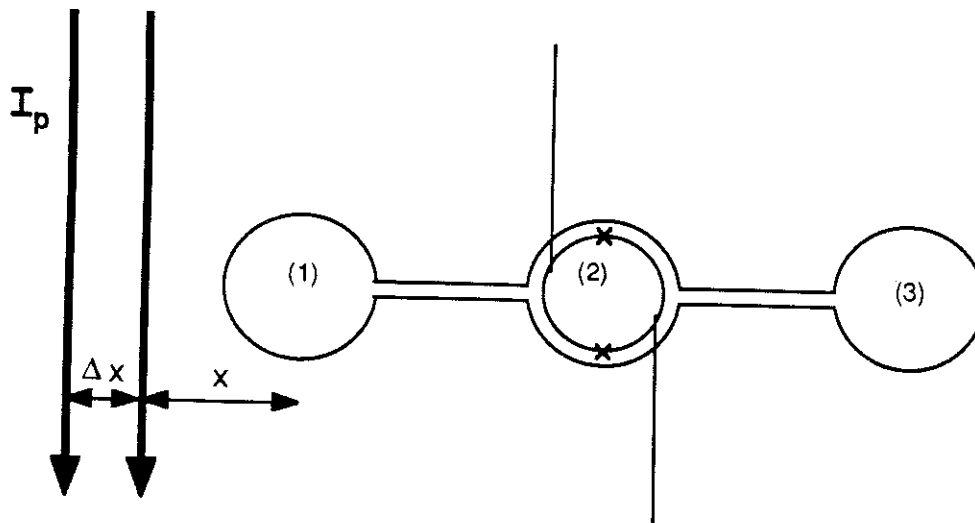


Fig. III-8 : schéma représente le transformateur de flux et le SQUID par rapport un déplacement Δx dans la bobine de modulation.

4 - Discussion des résultats

La connaissance de l'origine des défauts de compensation de la réponse du SQUID au courant (I_p) nous permet de la compenser mieux. L'origine de défauts de compensation linéaire est due au défaut de positionnement du transformateur de flux par rapport à la bobine de polarisation. Supposons que le défaut de positionnement est représenté par un déplacement (Δx) (figure III.7). Pour simplifier le calcul, on néglige le changement du flux dans les boucles (2) et (3) dû à ce déplacement (Δx). Supposons que le couplage est parfait entre la boucle (2) et le SQUID (figure III.8). Alors le flux créé par le déplacement Δx dans la boucle (1) est $\Delta\phi$ et dans le SQUID : $\Delta\phi_{SQ} = \frac{\Delta\phi}{3}$.

$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$, 1 et 2 correspondent au positionnement (1) et (2) de la bobine de polarisation (figure III.8).

$$\phi_1 = B_1 \times s$$

ϕ_1 est le flux au centre de la boucle (1) et s la surface de la boucle $s = \frac{\pi d^2}{4}$, avec d le diamètre de la boucle supposant que le courant (I_p) passe dans un fil infiniment fin, donc :

$$B_1 = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi x} \quad \text{et} \quad \phi_1 = \frac{\mu_0 I_p d^2}{8x}$$

$$\phi_2 = \frac{\mu_0 I_p d^2}{8(x+\Delta x)}$$

On arrive à : $\frac{\Delta\phi}{\phi_1} = \frac{\Delta x}{x}$ en supposant $\Delta x \ll x$

et $\Delta\phi_{SQ} = \frac{\phi_1}{3} \frac{\Delta x}{x}$

D'après la figure III.7, le calcul de $\Delta\phi_{SQ}$ dû au courant de 4,4 mA dans la bobine de polarisation est : $\Delta\phi_{SQ} = 0,0012 \phi'_0$ et

$$\phi_1 = 0,44 \phi'_0 \quad . \quad \text{Donc} \quad \Delta x = 0,008 x.$$

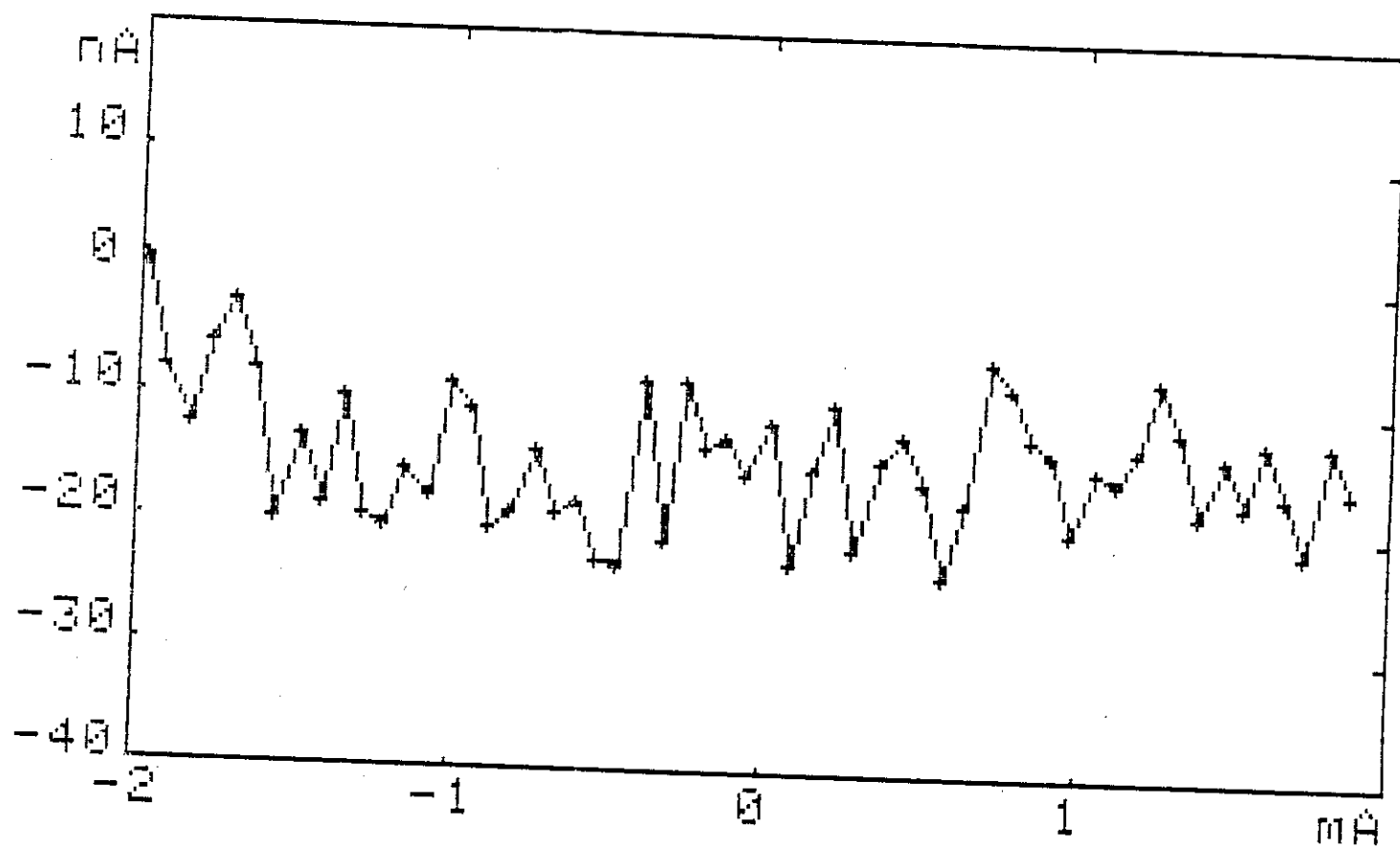


Figure III.9 : La réponse du SQUID après la compensation.

L'origine de défauts de compensation du terme quadratique n'est pas bien compris. On suppose que ce terme est dû à la pénétration du champ magnétique dans le dispositif, ce qui change la géométrie effective du dispositif.

La figure III.9 présente la réponse du SQUID par rapport à une rampe de courant dans la bobine de polarisation, après la compensation numérique des termes linéaires et quadratiques. En ordonné, il y a la réponse du SQUID présentée en courant dans la bobine de test d'unité nA. Cette graduation de la réponse du SQUID permet d'évaluer le bruit dans le SQUID en courant dans la bobine de test et ensuite d'avoir une idée de la sensibilité du SQUID par rapport au courant dans l'anneau.

La sensibilité du SQUID d'après la figure III.9 est 10 nA dans la bobine de test, c'est-à-dire qu'on est capable de mesurer un courant plus grand que 10 nA dans la bobine de test. On remarque dans cette figure que le terme quadratique n'est pas éliminé complètement. Pour tracer cette courbe, nous avons accumulé pendant 2 jours. Si on prolonge le temps d'accumulation de mesure, on gagne en sensibilité.

Le problème de compensation limite l'efficacité du dispositif. D'après les discussions des causes de défauts de compensation et pour améliorer le dispositif, nous allons essayer les idées suivantes :

- On améliore le couplage entre la bobine de polarisation et l'anneau, ce qui diminue le courant de polarisation nécessaire pour avoir un quantum de flux dans l'anneau et par suite diminuer le flux dû à ce courant dans le SQUID. L'amélioration de ce couplage est obtenue en modifiant la forme de la bobine de polarisation de façon qu'elle entoure presque complètement les boucles (1) et (3) (Figure III.8) du transformateur de flux.
- Pour diminuer le terme quadratique, le transformateur de flux sera fabriqué en niobium qui, ayant un champ critique plus élevé, sera beaucoup moins sensible au champ magnétique que l'aluminium.
- La géométrie de la bobine de test aura la même forme que l'anneau, ce qui donne une idée plus correcte de la réponse du SQUID par rapport à un courant dans l'anneau.

CONCLUSION

La technique de la lithographie électronique nous a permis la réalisation de SQUID continus en aluminium avec des jonctions à microponts. Ces SQUID sont reproductibles et présentent un bruit r.m.s. de $2 \times 10^{-5} \phi_0 / \sqrt{\text{Hz}}$. Ces SQUID sont hystérétiques, mais l'électronique que nous avons adoptée permet de s'affranchir de ce problème. Nous avons fait des essais satisfaisants pour éliminer l'hystérésis d'une jonction, ce qui nous permet dans l'avenir d'envisager la réalisation de SQUID continus non hystérétiques.

Le courant critique du SQUID est déterminé par la géométrie du micropont. L'ajustement de ce courant est donc très facile.

Les mesures réalisées sur SQUID continus non symétriques ont montré un bon accord avec les calculs faits sur ce type de géométrie.

La première application de ce dispositif est de réaliser un dispositif destiné à la mesure de courants permanents dans un anneau mésoscopique non supraconducteur. La sensibilité de ce dispositif est à la limite des valeurs des courants permanents suggérées. Des propositions ont été faites pour améliorer la sensibilité du dispositif et elles sont en cours de réalisation.

Dans l'avenir, nous envisageons d'autres applications comme la réalisation d'un thermomètre de bruit et la mesure locale de susceptibilité. Enfin, la réalisation de SQUID semblables en niobium, permettant de travailler à une température de 4 K, est en cours.

APPENDICE I

INFORMATIQUE DE COMMANDE DU FAISCEAU

Le système de balayage numérique est schématisé sur la figure 1. La commande est effectuée à travers une ligne asynchrone par le PDP, en utilisant une interface RS 232C. Les tensions de balayage X et Y du microscope sont de $\pm 2,5$ V, ± 10 V, ± 15 V sélectionnées par strapp. Ces escamotages sont générées par un convertisseur numérique/analogique de 12 bits 10 MHz. L'effacement du faisceau est généré en logique normale et inversé, compatible TTL mais pouvant supporter une charge de 50 Ω . L'horloge interne, un signal de fin de ligne, un signal de fin de motif, sont également sortis en niveau TTL, supportant une charge de 50 Ω . Le système peut utiliser une horloge interne ou externe.

Le système reconnaît deux types de messages :

- Message de positionnement : ce message comporte uniquement les coordonnées de départ X et Y ; à la réception de ce message, le système fournit au microscope les coordonnées de ce point.
- Message de balayage : ce message comporte tous les autres mots de commande et permet donc le désenclenchement ou l'arrêt du balayage d'un rectangle.

La figure 2 représente l'organigramme du programme. Après avoir défini les paramètres du microscope, on sélectionne une mire dans la librairie. Le programme vérifie ensuite que tous les paramètres prédéfinis utilisés pour cette mire le sont effectivement. Ensuite, on déterminera l'ordre des paramètres variables qu'on désire, ainsi que le point de retour du programme après chaque insolation. Ceci permet de ne modifier au cours des insolutions que les paramètres que l'on désire faire varier sans avoir à redéfinir l'ensemble de tous les paramètres variables. Le programme demande ensuite le courant de sonde, charge le premier motif à insoler, l'incrément ligne et trame, le nombre de répétitions par ligne et le grandissement du

microscope, détermine la fréquence de l'horloge de la carte selon la dose. Après mise en forme au standard RS 232, le message est envoyé à la carte et l'insolation est activée. En cas de motif répété avec translation, le programme calcule les nouvelles coordonnées et retourne au niveau de la mise en forme du motif. On teste ensuite si le dernier motif a été insolé : si non, on charge le motif suivant ; si oui, le programme retourne au point de retour des paramètres variables, ce qui permet l'insolation de la même mire avec des paramètres différents.

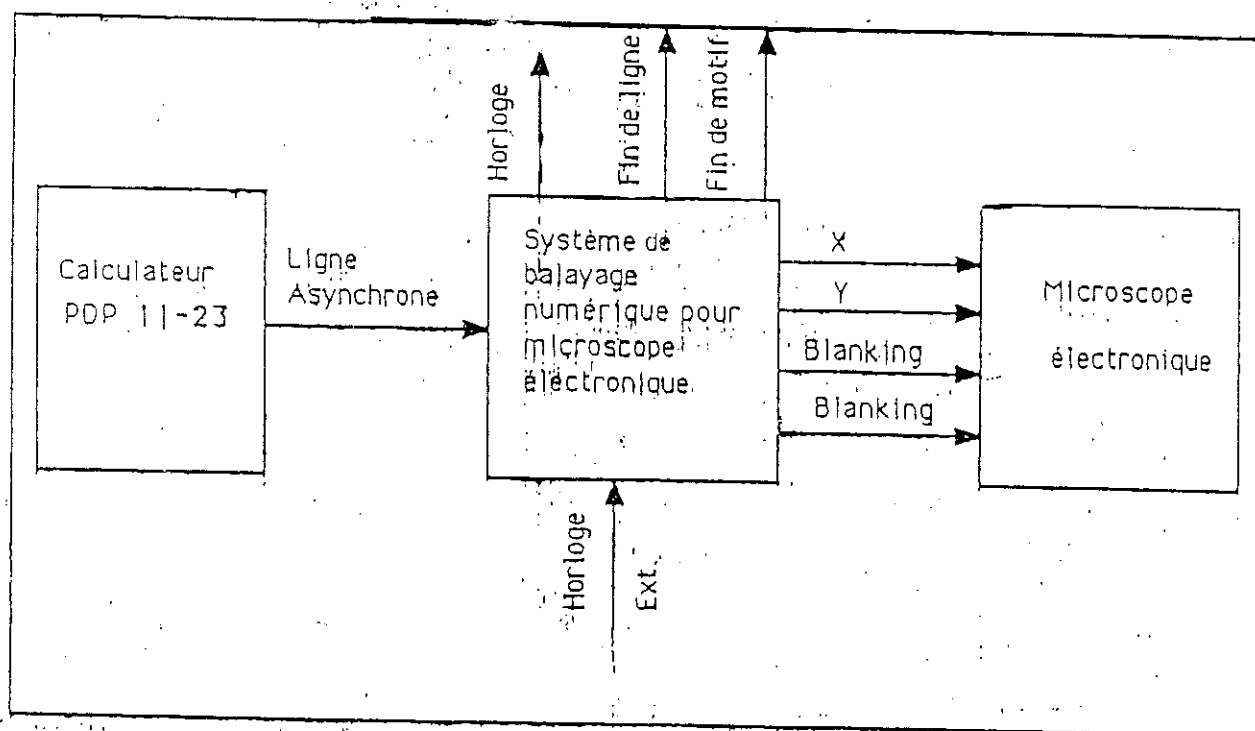


Figure A.I.1

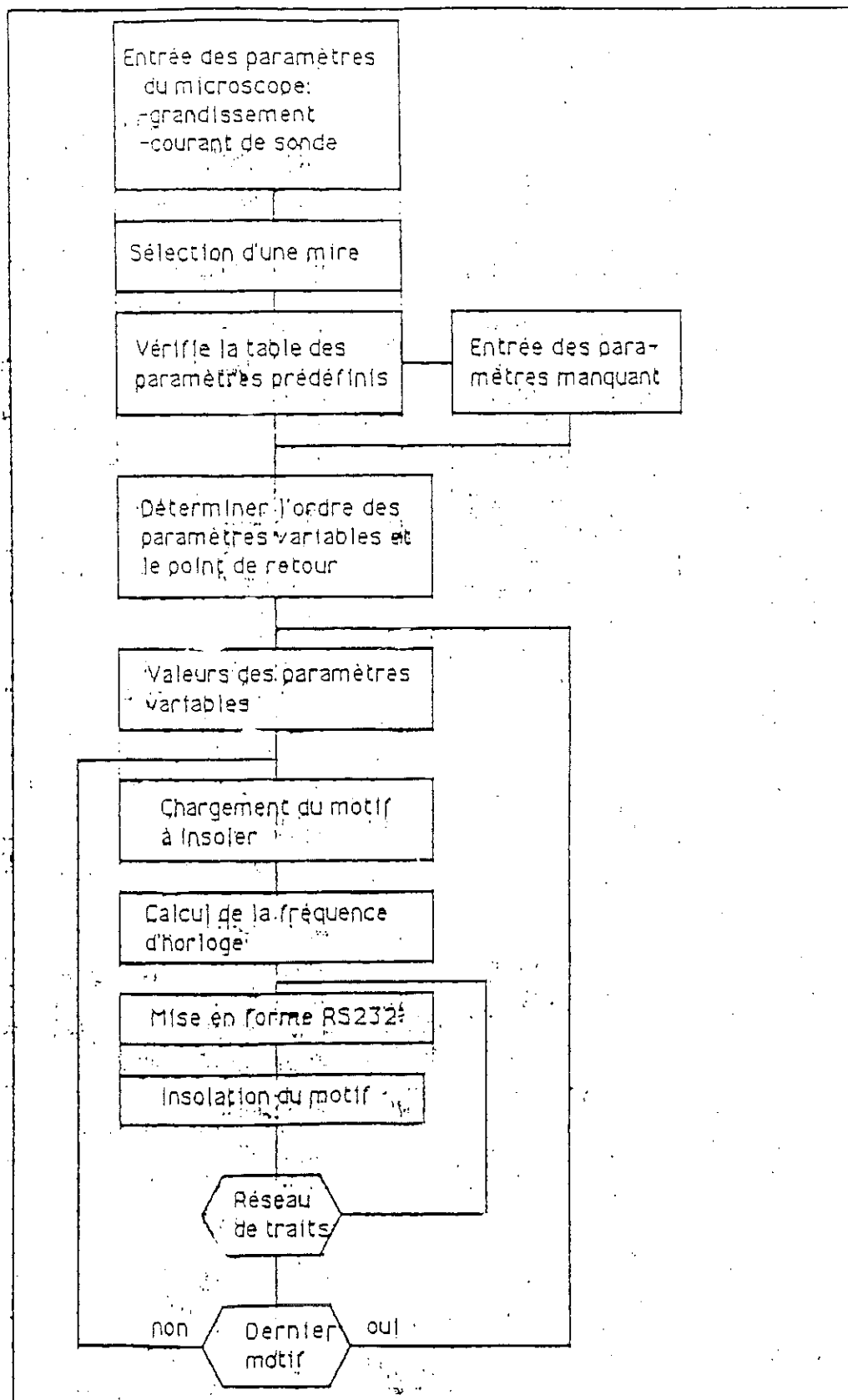


Figure A.I.2

APPENDICE II

CALCUL DE L'INDUCTANCE

Le calcul de l'inductance (L) d'une boucle carrée de dimension intérieure d et de largeur w a été fait numériquement [32,45].

La courbe présentée sur la figure A.II.1 présente l'inductance divisée par la dimension intérieure L/d en nH/mm, en fonction de w/d . Pour la boucle (1), qui a $d = 3 \mu\text{m}$ et $w = 1 \mu\text{m}$, nous aurons $L_1 = 6.3 \text{ pH}$ et la boucle (2), qui a $d = 2 \mu\text{m}$ et $w = 1 \mu\text{m}$, nous donne $L_2 = 4 \text{ pH}$.

On a fait un calcul approximatif de l'inductance en remplaçant le carré par un cercle plat de dimension : diamètre intérieur égal à d et diamètre extérieur égal à $d+2w$. L'inductance d'une bobine plate se calcule aisément et on obtient $L_2 = 5 \text{ pH}$, en bon accord avec le résultat numérique précédent.

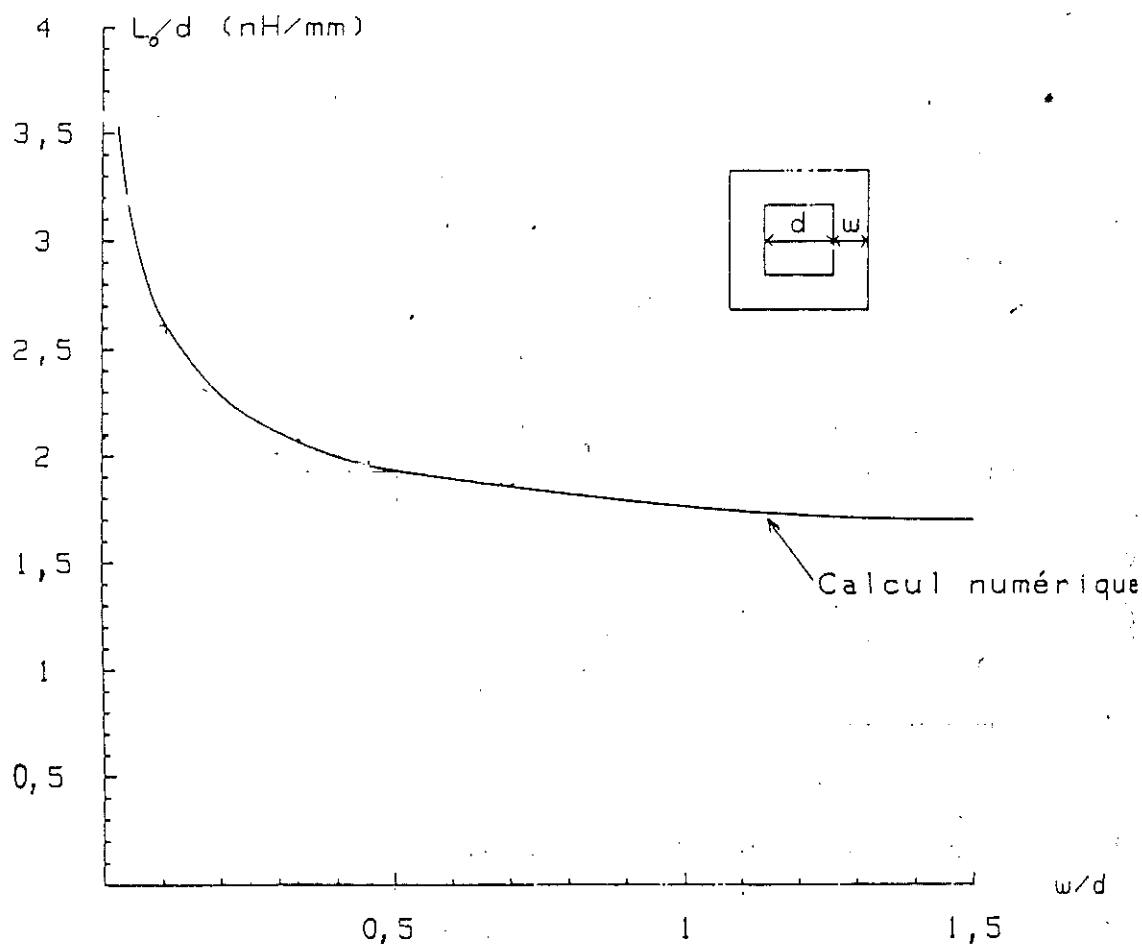


Fig. A.II.1

- BIBLIOGRAPHIE -

- [1] B.D. Josephson, Phys. Lett. **1** (1962) 251.
- [2] V. Ambegookar, A. Baratoff, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 486.
- [3] D.E. McCumber, J. Appl. Phys. **9** (1968) 3113.
- [4] P.K. Hansma, G.I. Rochelin and J.W. Sweet, Phys. Rev. B **4** (1971) 3003.
- [5] P.W. Anderson and A.H. Dayem, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 195.
- [6] H. Weissbord, R.P. Hubener and W. Clauss, J. Low Temp. Phys. **69** (1987) 77 ; L.G. Aslamazov and A.I. Larkin, Sov. Phys. JETP **41** (1975) 381.
W.J. Skocpol, M.R. Beasley and M. Tinkham, Revue de Physique Appliquée **9** (1974) 19.
- [7] D. Duret, P. Bernard and D. Zenatti, Rev. Sci. Inst. **46** (1975) 474.
- [8] Yeong-du Song and Gene I. Rochelin, Phys. Rev. Lett. **29** (1972) 416 ; S.N. Erne and H. Koch, Josephson Effects, Achievements and Trends, ed. A. Barone, World Scientific Publishing Co (1986).
- [9] P.E. Gregers-Hansen and M.T. Levinsen, Phys. Rev. Lett. **27** (1971) 847.
- [10] A. Baratoff and L. Kramer, "SQUID 85", *Superconducting Quantum Interference Devices and their Applications* (1985), Walter de Gruyter and Co, p. 51 ; J. Clarke, "SQUID 76", *Superconducting Quantum Interference and their Applications* (1976), H.D. Hohlbohm, H. Lübbig, p. 588.
- [11] M. Mück, H. Rogalla and C. Heiden, Appl. Phys. A **46** (1988) 97 ; T.M. Klapwijk and J.E. Mooij, IEEE Trans. Mag. **Mag-11** (1975) 858.
- [12] J.E. Mercereau, "SQUID 76", *Superconducting Quantum Interference Devices and their Applications* (1976), H.D. Hohlbohm, H. Lübbig, p. 101.
- [13] R.H. Koch, Int. Proc. in Cryo. Eng. Conf. (ICEC 10) (1984) 834.
- [14] J. Romijn, T.M. Klapwijk, M.J. Renne and J.E. Mooij, Phys. Rev. B **26** (1982) 3648.
- [15] W.J. Skocpol, Phys. Rev. B **14** (1976) 1045 ; M.Yu. Kupriyanov and V.F. Lukichev, Sov. J. Low Temp. Phys. **6** (1980) 210.
- [16] J. Bardeen, Rev. Mod. Phys. **34** (1962) 667.

- [17] Masakazu Nakanishi, Gen Uehara and Ko Hara, *Jpn J. Appl. Phys.* **25** (1986) 1006 ; K.K. Likharev, *Rev. Mod. Phys.* **51** (1979).
- [18] R.C. Jaklevic, J. Lambe, J.E. Mercereau, and A.H. Silver, *Phys. Rev.* **140** (1965) A1628.
- [19] J. Clarke, Wolfgang M. Goubau and Mark B. Ketchen, *J. Temp. Phys.* **25** (1976) 99.
- [20] J.L. Solymar, Chappman and Hall, *Superconducting and Applications*, LTD, London, 200 (1972) ; O.V. Lounasmaa, *Experimental Principle and Methods below 1 K* (1974).
- [21] Claudia D. Tesche, and John Clarke, *J. Low Temp. Phys.* **29** (1977) 301.
- [22] John Clarke, *Physica* **126B**, North-Holland Amsterdam (1984) 441.
- [23] J.V. Ambegookar and B.I. Halperin, *Phys. Rev. Lett.* **22** (1969) 1364 ; A.N. Vystovkin, V.N. Cubarkov, L.S. Kuzmin, K.L. Likharev, V.V. Migulin, *IEEE Trans. Mag.* **Mag-11** (1975) 834.
- [24] P. Carelli and V. Foglietti, *J. appl. Phys.* **53** (1982) 7592.
- [25] J. Clarke and Claudia D. Tesche, *J. Low Temp. Phys.* **37** (1979) 405.
- [26] H.B. Callen and T.A. Welton, *Phys. Rev.* **83** (1951) 34 ; R.F. Voss, R.B. Loibowitz, A.N. Broers, S.I. Raider, C.M. Knoedler, and J.M. Viggiano, *IEEE Trans. Mag.* **Mag-17** (1981) 395 ; Roger H. Koch, D.J. van Harlingen and John Clarke, *Phys. Rev. B* **26** (1982) 74.
- [27] R.H. Koch, D.J. van Harlingen and J. Clarke, *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 2132.
- [28] F. Wellstood, C. Heiden and J. Clarke, *Rev. Sci. Inst.* **55** (1984) 952 ; R.H. Koch, J. Clarke, J.M. Martinis, W.M. Goubau, C.M. Pergum and D.J. van Harlingen, *IEEE Trans. Mag.* **Mag-19** (1983) 449.
- [29] Kenneth R. Carroll and Ho Jung Poik, *J. Low Temp. Phys.* **75** (1989) 187.
- [30] S.K. Decker, D.W. Palmer, *J. Appl. Phys.* **48** (1977) 2043.
- [31] R.H. Koch, J. Clarke, W.M. Goubau, J.M. Martinis, C.M. Pergum and D.J. van Harlingen, *J. Low Temp. Phys.* **51** (1983) 207.
- [32] J.M. Jaycox and M.B. Ketchen, *IEEE Trans. Mag.* **Mag-17** (1981) 400.
- [33] M.B. Ketchen, *IEEE Trans. Mag.* **Mag-17** (1981) 387.
- [34] J.E. Zimmerman and A.H. Silver, *Phys. Rev.* **141** (1966) 367.
- [35] R.L. Forgacs and A. Warnick, *Rev. Sci. Inst.* **38** (1967) 214.
- [36] M.B. Ketchen and J.M. Jaycox, *Appl. Phys. Lett.* **40** (1982) 736.
- [37] O.V. Snigirev, *IEEE Trans. Mag.* **Mag-19** (1983) 584.
- [38] O.V. Snigirev, *IEEE Trans. Mag.* **Mag-19** (1983) 580.

- [39] A.TH.A.M. De Waelle and R. De Bruyn Outbater, *Physica* **41** (1969) 225.
- [40] T.A. Fulton, L.N. Dunkleberger and R.C. Dynes, *Phys. Rev. B* **6** (1972) 855.
- [41] M. Büttiker, Y. Imry and R. Landauer, *Phys. Lett.* **96A** (1983) 365.
- [42] H.F. Cheun, Y. Gefen and E.K. Riedel, *IBM J. Res. Develop.* **32** (1988) 359.
- [43] H.F. Cheung, E.K. Riedel, and Y. Gefen, *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 587.
- [44] H. Bouchiat and G. Montambaux, *J. Physique (Paris)* **50** (1989) 2695.
- [45] J.F. Garnier, Thèse à l'Institut National Polytechnique de Grenoble (1984).

Résumé en français

Dans le but de faire des mesures sur des systèmes de très petites dimensions, nous avons développé la fabrication de SQUID continus adaptés à ce problème.

Les progrès réalisés dans la lithographie par microscope électronique nous ont permis de réaliser des jonctions Josephson à micropont de dimensions très faibles (~ 60 nm), ce qui permet d'obtenir directement des courants critiques raisonnables.

Un SQUID réalisé avec ce type de jonction présente l'avantage d'être beaucoup plus simple à réaliser, donc plus fiable et reproductible que les SQUID classiques. Cependant, du fait de son hystérésis, il nécessite une électronique spéciale que nous avons développée.

Après une étude de ce type de jonctions, nous montrons les sensibilités obtenues avec les SQUID ainsi obtenus.

Enfin, nous décrivons l'ensemble du dispositif que nous avons réalisé dans le but de mesurer les courants permanents dans les anneaux mésoscopiques.

Résumé en anglais

With the aim to make measurements of permanent currents on mesoscopic systems, we have developed the fabrication of dc SQUID.

We have benefited from recent progress in the electron-beam lithography to realize nanobridge Josephson junctions of small dimensions (60 nm), enabling one to obtain directly reasonable critical currents.

A SQUID with this type of junctions presents the advantage of being simple to fabricate, and more reliable with a reproductibility equivalent to classical SQUID.

However, to obtain good sensitivity with this SQUID, we have developed special electronics to overcome the problem of hysteresis.

After a study of this type of junctions, we shall show the sensitivity obtained by our SQUID.

Finally we shall give a complet description of our device.

Titre en anglais :

"Design and fabrication of dc SQUID in aluminium for the realization of a device destined to measure permanent currents in mesoscopic rings"

Mots clés :

Jonction Josephson, Jonction à micropont, SQUID continu, lithographie électronique, courant permanent, système mésoscopique.



