

Supraconducteurs en micro et nanotechnologie

SQUIDs, détecteurs, électronique

Grenoble Sciences

Les ouvrages labellisés dans la collection *Grenoble Sciences* correspondent à :

- des projets clairement définis sans contrainte de mode ou de programme,
- des qualités scientifiques et pédagogiques certifiées par le mode de sélection (chaque projet est sélectionné avec l'aide de référés anonymes. Puis, afin d'optimiser l'ouvrage, les auteurs interagissent – en moyenne pendant un an – avec les membres d'un comité de lecture dont les noms figurent en début d'ouvrage),
- une qualité de réalisation assurée par le centre technique d'UGA Éditions.

Directeur scientifique de Grenoble Sciences

Jean Bornarel, Professeur émérite à l'Université Grenoble Alpes

Livres et sites web compagnons

<https://www.uga-editions.com/menu-principal/autour-de-nos-livres/>

Le label Grenoble Sciences est attribué à des livres papier (en langue française et en langue anglaise) mais également à des ouvrages utilisant d'autres supports. Dans ce contexte, situons le concept de **pap-ebook**. Celui-ci se compose de deux éléments :

- un **livre papier** qui demeure l'objet central,
- un **site web compagnon** qui propose :
 - ↪ des éléments permettant de combler les lacunes du lecteur qui ne posséderait pas les prérequis nécessaires à une utilisation optimale de l'ouvrage,
 - ↪ des exercices pour s'entraîner,
 - ↪ des compléments pour approfondir un thème, trouver des liens sur internet, etc.

Le livre du **pap-ebook** est autosuffisant et certains lecteurs n'utiliseront pas le site web compagnon. D'autres l'utiliseront et ce, chacun à sa manière.

Contacts

<https://www.uga-editions.com/>
uga-editions@univ-grenoble-alpes.fr

L'illustration de couverture est l'œuvre d'Alice Giraud d'après : fig. 1.24b [d'après R. Maurand (2011) *SQUID à nanotube de carbone : jonction Josephson à boîte quantique, jonction π , effet Kondo et détection magnétique d'une molécule aimant*, thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes © R. Maurand] – fig. 2.4b [© Dr. Michael Mueck, ez SQUID] – fig. 2.22b [© Elekta] – fig. 3.10 [d'après D.A. Bennett *et al.* (2012) *Rev. Sci. Inst.* **83**, 093113 © AIP Publishing, avec permission] – fig. 3.12b [D. Schwan *et al.* (2011) *Rev. Sci. Instrum.* **82**, 091301 © AIP Publishing, avec permission] – fig. 3.22 – fig. 4.13 [G. Coiffard (2015) *Détecteurs à inductance cinétique pour l'astronomie millimétrique*, thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes © G. Coiffard].

ISBN 978-2-7598-2209-6

© EDP Sciences 2018

Supraconducteurs en micro et nanotechnologie

SQUIDs, détecteurs, électronique

Philippe Mangin

Rémi Kahn



17, avenue du Hoggar
Parc d'Activité de Courtabœuf - BP 112
91944 Les Ulis Cedex A - France

Supraconducteurs en micro et nanotechnologie

Cet ouvrage est un des titres du secteur Sciences de la matière de la collection *Grenoble Sciences* d'EDP Sciences, qui regroupe des projets originaux et de qualité. Cette collection est dirigée par Jean Bornarel, Professeur émérite à l'Université Grenoble Alpes.

Comité de lecture de l'ouvrage

- **Julien Bobroff**, Professeur à l'Univ. Paris-Sud, Lab. de physique des solides – Orsay
- **Claude Bourbonnais**, Professeur titulaire à l'Univ. de Sherbrooke, dép. de physique – Canada
- **Daniel Bourgault**, Directeur de recherche au CNRS, Inst. Néel – Grenoble
- **Hervé Courtois**, Professeur à l'Univ. Grenoble Alpes, Inst. Néel – Grenoble
- **Jean-Luc Duchateau**, Conseiller scientifique au CEA, Inst. de Recherche sur la Fusion par confinement magnétique – Cadarache
- **Pascal Febvre**, Professeur à l'Univ. de Savoie, Inst. de Microélectronique Électromagnétisme et Photonique – Le Bourget du Lac
- **Claire Hérold**, Directeur de recherche au CNRS, Inst. J. Lamour – Vandoeuvre-lès-Nancy
- **Thierry Klein**, Professeur à l'Univ. Grenoble Alpes, Inst. Néel – Grenoble
- **Jean-Pierre Michel**, Professeur émérite à l'École des Mines de Nancy
- **Alessandro Monfardini**, Chargé de recherche au CNRS, Inst. Néel – Grenoble
- **Lucio Rossi**, Professeur à l'Univ. de Milan, chef du projet *High Luminosity LHC* au CERN – Suisse
- **Pierre Rodière**, Chargé de recherche au CNRS, Inst. Néel – Grenoble
- **André Sulpice**, Directeur de recherche au CNRS, Inst. Néel – Grenoble
- **Jean-Louis Tholence**, Directeur de recherche émérite au CNRS, Lab. National des Champs Magnétiques Intenses – Grenoble
- **Pierre Vadrine**, Ingénieur au CEA, Inst. de recherche sur les lois fondamentales de l'Univers – Saclay
- **Georges Waysand**, Directeur de recherche au CNRS, Lab. souterrain à bas bruit – Rustrel.

Cet ouvrage a été suivi par Laura Capolo, Gwenn Cognard & Anne-Laure Passavant pour la partie scientifique et la réalisation pratique (avec la participation de Patrick Dessenne et Anne-Claire Lecomte pour les figures et photographies).

Ouvrages labellisés sur des thèmes proches (chez le même éditeur)

Supraconductivité – Introduction (P. Mangin & R. Kahn) • *Matériaux supraconducteurs – Structures et propriétés physico-chimiques* (P. Mangin & R. Kahn) • *Applications magnéto-électriques des supraconducteurs* (P. Mangin & R. Kahn) • *Physique des diélectriques* (D. Gignoux & J.-C. Peuzin) • *Magnétisme – Fondements et Matériaux et applications* (sous la direction d'E. du Trémolet de Lacheisserie)

1.3 – Fonctionnement du DC-SQUID

Le DC-SQUID ou *SQUID à polarisation en courant continu* est une boucle supraconductrice à deux jonctions Josephson généralement identiques insérée dans un circuit électrique. Le courant continu I qui alimente le SQUID se répartit dans les 2 branches qui le composent suivant (fig. 1.4) :

$$I_1 = \frac{I}{2} - i \quad I_2 = \frac{I}{2} + i \quad (1.10)$$

où i est une boucle de courant virtuelle. Le comportement du DC-SQUID est qualitativement différent selon que I_1 et/ou I_2 sont inférieurs ou supérieurs à l'intensité critique I_c des jonctions.

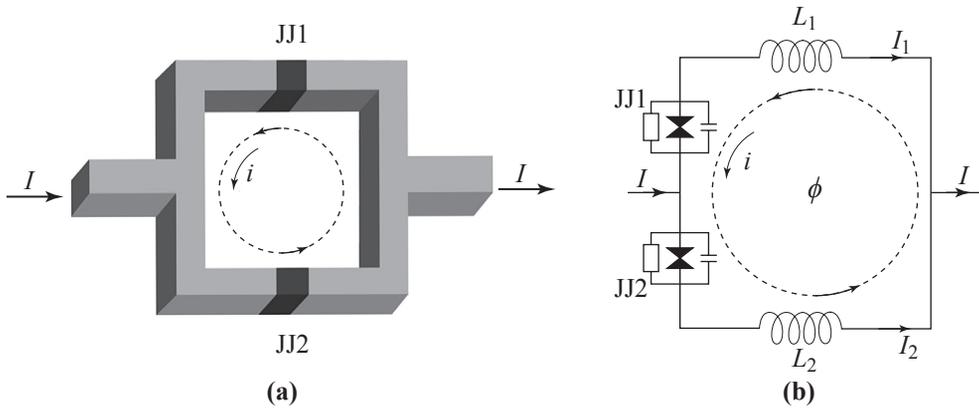


Figure 1.4 – DC-SQUID

(a) Le DC-SQUID est une boucle supraconductrice à deux jonctions Josephson, insérée dans un circuit électrique et alimentée par un courant I . [d'après P. Mangin et R. Kahn, 2013^{8b} © EDP Sciences]

(b) Chacune des jonctions Josephson JJ1 et JJ2 est équivalente à une jonction Josephson idéale en parallèle avec une résistance et un condensateur (modèle RCSJ).

En outre, les branches du circuit sont des lignes inductives symbolisées par des bobines d'induction L_1 et L_2 . Le SQUID est traversé par un flux de champ magnétique ϕ .

1.3.1 – Régime à tension $V = 0$

▷ Relations générales

Tant que I_1 et I_2 sont tous deux inférieurs à I_c , la tension aux bornes de chacune des jonctions, et donc du DC-SQUID, reste nulle avec, en vertu de la relation (1.1) :

$$I_1 = I_c \sin \Theta_1 \quad I_2 = I_c \sin \Theta_2 \quad (1.11)$$

- le circuit à transfert de flux est constitué de la bobine de champ L_p soumise au champ extérieur B^{ext} et de la bobine L_i qui transfère au SQUID une partie du flux embrassé par L_p ;
- le SQUID est alimenté en courant continu par un courant de polarisation I_b de valeur fixe voisine de $1,75 I_c$ (section 1.3.2);
- une bobine auxiliaire alimentée en courant haute fréquence génère un flux alternatif ϕ_{rf} d'amplitude proche de $\phi_0/4$ destiné à détecter les écarts au point de fonctionnement (voir section 1.5.2);
- l'électronique détecte, au travers de la tension aux bornes du SQUID, les écarts au *point de fonctionnement* que provoque $\delta\phi^{\text{app}}$. En retour, elle génère un courant de réaction I_{reac} dans la bobine L_{reac} chargée de produire au travers du SQUID le flux $\delta\phi^{\text{reac}} = -\delta\phi^{\text{app}}$, qui le maintient à son point de fonctionnement. La mesure de I_{reac} constitue une mesure de $\delta\phi^{\text{app}}$.

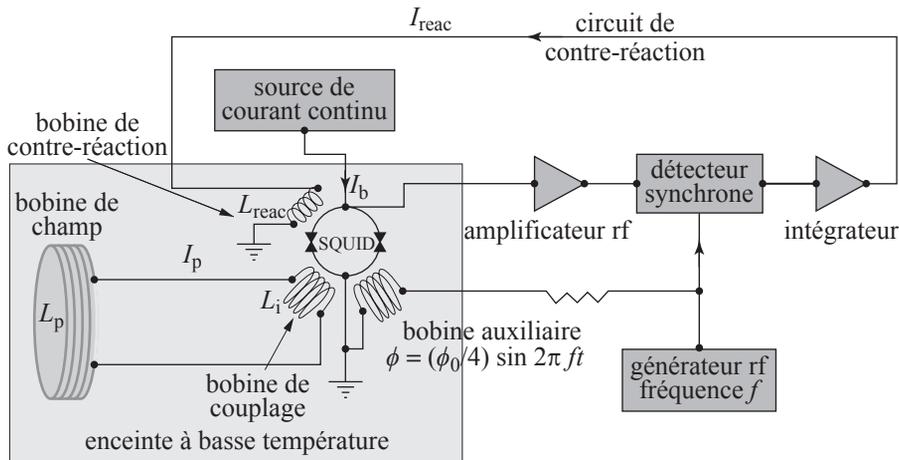


Figure 2.7 – Magnétomètre à transfert de flux
Schéma général du dispositif de mesure.

2.2 – Gradiomètres

Une connaissance précise de la topologie d'un champ magnétique passe par la détermination de ses gradients, voire de ses dérivées secondes.

2.2.1 – Principes de mesure de gradients

Une composante de gradient, *ou plutôt sa variation*, peut être déterminée à l'aide de deux bobines de champ indépendantes mesurant les valeurs du champ magnétique en deux points séparés. Ce type de procédure est possible, mais souffre d'avoir à

effectuer deux mesures distinctes dont la différence des résultats peut être faible devant leurs valeurs absolues. Aussi, il est préférable d'utiliser un montage différentiel qui détermine directement la différence entre les champs régnants en ces deux points. Ainsi, le gradient de la composante B_z du champ magnétique suivant l'axe Oz ($\partial B_z/\partial z$) peut être mesuré à l'aide d'une bobine de champ à deux spires C_1 et C_2 décalées l'une par rapport à l'autre dans la direction Oz et reliées en série, de telle sorte qu'un champ uniforme induise virtuellement dans celles-ci des courants de valeurs égales et de sens opposés conduisant à une résistance nulle. L'intensité I_{dif} circulant dans le circuit à transfert de flux en champ non uniforme est alors liée à la différence des flux qui traverse les spires (fig. 2.8a), c'est-à-dire au gradient de champ magnétique axial ($\partial B_z/\partial z$). La composante transversale ($\partial B_z/\partial x$) se mesure de façon similaire en plaçant les bobines côte à côte (fig. 2.8b).

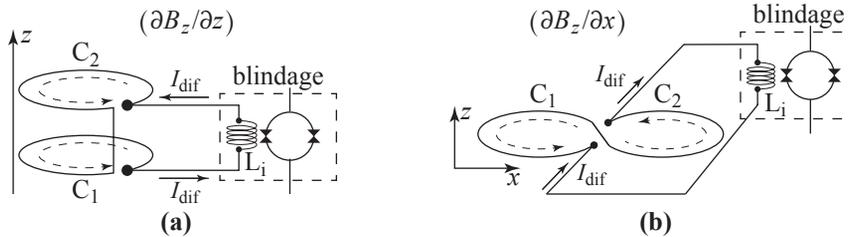


Figure 2.8 – Schémas de principe de gradiomètres

(a) Gradiomètre axial : il est constitué de deux bobines décalées dans la direction Oz et reliées en série avec la bobine de couplage L_i . Par un réglage initial, on s'assure qu'une variation de champ uniforme produit une résultante de courant nulle. La variation de flux appliqué par l'intermédiaire de L_i à travers le SQUID est directement liée à la composante suivant z du gradient de la composante B_z du champ magnétique ($\partial B_z/\partial z$).

(b) Gradiomètre planaire : les bobines situées côte à côte dans la direction Ox et orientées perpendiculairement à Oz permettent de mesurer, suivant x , la composante du gradient de B_z ($\partial B_z/\partial x$).

En pointillé : sens du courant virtuel engendré indépendamment dans chacune des boucles par une variation de champ magnétique. I_{dif} est le courant différentiel résultant d'un gradient de champ.

La dérivée seconde ($\partial^2 B_z/\partial z^2$) peut à son tour être mesurée en mettant en série et en opposition deux gradiomètres (fig. 2.9), etc.

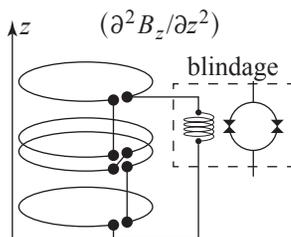


Figure 2.9 – Schéma de principe d'un gradiomètre d'ordre 2
Deux gradiomètres axiaux montés en opposition permettent de mesurer directement les dérivées secondes du champ magnétique.

▷ La magnétocardiographie

Les contractions du cœur sont déclenchées par des impulsions électriques, concomitamment génératrices de champs magnétiques. Les magnétocardiogrammes, qui permettent d'analyser ces champs, sont donc complémentaires des électrocardiogrammes sensibles aux potentiels créés par les impulsions électriques. Appliquée au fœtus, dans le cadre d'une grossesse à haut risque, cette technique a reçu le nom de magnétographie fœtale (FMCG).

▷ Les magnétopneumographie et magnétogastrographie

Dans ces techniques, le magnétomètre à SQUID détecte les champs magnétiques créés par des particules magnétiques ingérées par le patient.

La magnétopneumographie a pour objet d'évaluer le degré d'encrassement pulmonaire par des particules métalliques des personnels travaillant dans les fonderies et autres industries métallurgiques. Le patient est d'abord soumis temporairement à un champ magnétique faible puis une cartographie du champ magnétique rémanent de la zone pulmonaire est dressée.

En magnétogastrographie, on fait ingérer au patient des aliments enrichis en particules ferromagnétiques. Le magnétomètre permet d'en effectuer le suivi lors des différentes étapes de la digestion et du transit intestinal.

2.5 – Applications des micro et nano-SQUIDs

2.5.1 – Comportement magnétique de nano-objets

La sensibilité du SQUID aux variations du flux magnétique qui le traverse, associée à la taille microscopique des nano-SQUIDs, offrent une opportunité d'étudier le processus et la dynamique du retournement de l'aimantation de petits objets tels que nanoparticules ou nano-fils, ou encore de déterminer l'orientation locale d'une paroi de domaine magnétique^{60,61}. Les résultats acquis permettent, par exemple, d'optimiser la dynamique et la densité d'enregistrement sur support magnétique.

Pour effectuer de telles mesures, les nano-objets sont déposés sur l'une des branches d'un micro-DC-SQUID à constriction (section 1.6.2 et fig. 2.23a) et soumis à un champ magnétique B^{app} parallèle au plan du SQUID, auquel celui-ci est en principe insensible. Le moment magnétique porté par la nanoparticule s'aligne dans le sens du champ B^{app} et crée un champ B_{np} dont une partie pénètre dans la boucle SQUID. L'inversion de B^{app} renverse l'aimantation et l'orientation du champ B_{np} .

⁶⁰ W. Wernsdorfer *et al.* (1995) *J. Appl. Phys.* **78**, 7192.

⁶¹ W. Wernsdorfer (2009) *Supercond. Sci. and Tech.* **22**, 064013.

La variation de flux à travers le boucle qui s'ensuit est directement liée à l'aimantation de la nanoparticule. Cette configuration permet de détecter la variation du flux à travers le SQUID qu'entraîne le retournement de l'ordre de $10^4 \mu_B$ (fig. 2.23b).

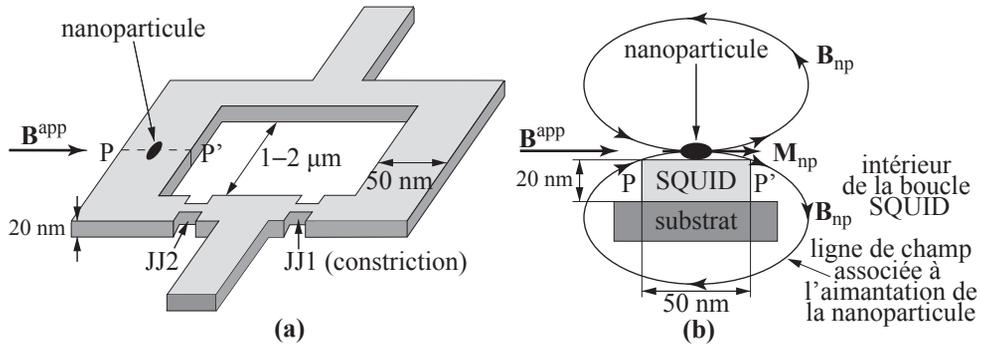


Figure 2.23 – Étude du retournement de l'aimantation de nanoparticules à l'aide de micro-SQUIDs

L'amas magnétique est déposé directement sur une branche du circuit d'un micro-SQUID à constriction. Le retournement de l'aimantation de la nanoparticule par variation du champ appliqué B^{app} inverse l'orientation des lignes de champs qui traverse le SQUID. M_{np} est l'aimantation de la nanoparticule. Le champ magnétique B_{np} associé à cette aimantation pénètre à l'intérieur de la boucle SQUID⁶¹.

(a) Vue d'ensemble.

(b) Coupe PP'.

Avec cette technique il a été possible de mesurer les paramètres du retournement de l'aimantation de nanoparticules de métaux de transition et en particulier de cobalt. Les études ont été réalisées en disposant une seule particule⁶², de taille égale ou supérieure à 20 nm, sur une des branches du SQUID. Des mesures ont pu être aussi effectuées sur des mono-clusters de 3 nm⁶³ dispersés sur l'ensemble des branches du SQUID.

Lorsque les objets sont de tailles encore inférieures, les branches du SQUID, dont la largeur est typiquement 50 nm, constituent des écrans trop larges pour la pénétration du champ magnétique dans la boucle. Il est possible alors de faire appel à des micro-SQUIDs à nano-jonction⁶⁴ (section 1.6.3) et de placer la nanoparticule sur le tube de carbone qui fait office de jonction (fig. 2.24).

⁶² W. Wernsdorfer *et al.* (1997) *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1791.

⁶³ M. Jamet *et al.* (2001) *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4676.

⁶⁴ J.-P. Cleuziou *et al.* (2006) *Nat. Nanotechnol.* **1**, 53.

Bolomètres supraconducteurs

Les bolomètres supraconducteurs sont de plus en plus utilisés pour la détection de particules en astrophysique, et pourraient aussi servir dans d'autres domaines. Ce chapitre traite de leurs principes, leurs propriétés et leurs mises en œuvre.

3.1 – Généralités sur les bolomètres

3.1.1 – Principe de fonctionnement

Les bolomètres détectent les particules par l'élévation de température qu'elles génèrent lors de leur absorption. De façon schématique, ils sont constitués d'un absorbeur qui capte le rayonnement, d'un thermomètre qui mesure l'élévation de température et d'une conductance thermique qui évacue la chaleur vers une source froide que l'on nommera bain froid (fig. 3.1).

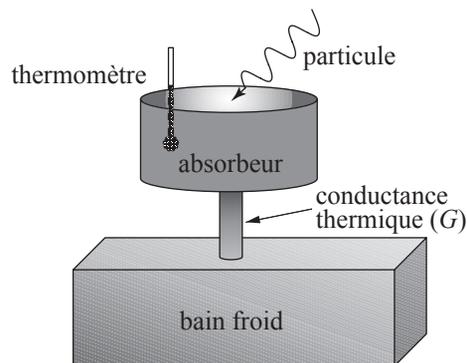


Figure 3.1 – Schéma de principe d'un bolomètre

Le rayonnement transfère son énergie à l'absorbeur, le thermomètre détecte la variation de température, la conductance thermique (G) assure l'évacuation de la chaleur vers un bain froid.

Tableau 3.2 – Caractéristiques principales des 2 bolomètres du détecteur SCUBA-II

Paramètres	Bolomètre 450 μm	Bolomètre 850 μm
Puissance du fond par temps couvert [pW]	70	7
Puissance du fond par temps clair [pW]	120	10
Puissance maximale mesurable [pW]	$230 \pm 10\%$	$50 \pm 10\%$
Minimum du bruit en puissance NEP [$\text{J s}^{-1/2}$]	$2,7 \times 10^{-16}$	$5,6 \times 10^{-17}$
Bruit en puissance des phonons [$\text{J s}^{-1/2}$]	$< 1,35 \times 10^{-16}$	$< 2,8 \times 10^{-17}$
Bruit en puissance du fond [$\text{J s}^{-1/2}$]	$< 1,9 \times 10^{-16}$	$< 4,0 \times 10^{-17}$
Température critique du TES [mK]	$190 \pm 5\%$	$130 \pm 5\%$
Conductibilité thermique G [nW K^{-1}]	$4,2 \pm 5\%$	$1,3 \pm 5\%$
Constante de temps [ms]	$< 1,5$	$< 2,8$

3.9 – Bolomètre à électrons chauds

3.9.1 – Principe

Les bolomètres à électrons chauds⁴⁵ (HEB, *Hot Electron Bolometer*) sont réalisés à partir de composés supraconducteurs au sein desquels les électrons et les phonons sont faiblement couplés. Dans le modèle le plus simple, un film d'un tel matériau apparaît comme un dispositif bolométrique à deux sous-systèmes⁴⁶ possédant chacun sa propre température (fig. 3.16a) :

- les électrons de température T_e et de capacité calorifique C qui jouent à la fois le rôle d'absorbeur et de thermistor ;
- les phonons du film et du substrat⁴⁷ de température T_{ph} qui, avec une capacité calorifique très supérieure à celle des électrons, jouent celui de bain thermique.

Les HEB les plus répandus sont constitués d'une fine couche (épaisseur $\approx 3-5$ nm) de NbN⁴⁸ (fig. 3.16b), dans laquelle l'énergie reçue reste confinée sur les électrons

⁴⁵ A. Shurakov *et al.* (2016) *Supercond. Sci. Technol.* **29**, 023001.

⁴⁶ Une modélisation plus détaillée est présentée par : K.S. Il'in *et al.* (2000) *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2752.

⁴⁷ En fait on distingue des HEB à refroidissement par diffusion des électrons vers un métal normal et à refroidissement par phonon qui sont privilégiés dans cet exposé : G. Gay (2013) *Mélangeurs à bolomètres à électrons chauds sur membranes*, Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris, p. 2–28.

⁴⁸ R. Romestain *et al.* (2004) *New Journal of Physics* **6**, 129.

durant un temps τ_{ep} de l'ordre de 10 ps avant de gagner le sous-système formé par les phonons⁴⁹. Le temps τ_{ep} , nécessaire au refroidissement des électrons, est à rapprocher du temps τ_c des bolomètres TES classiques ce qui, en écrivant $\tau_{ep} = C/G$, permet de définir une conductance thermique équivalente. Noter que le transfert thermique au travers de G étant très rapide, τ_{eff} se confond avec τ_{ep} .

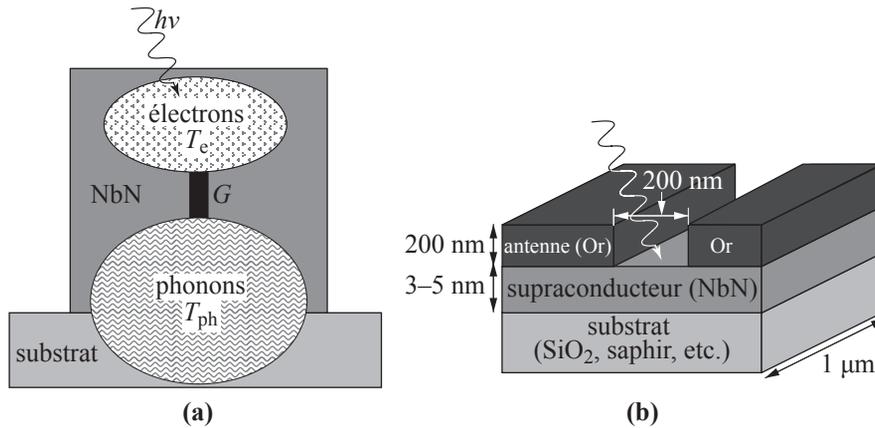


Figure 3.16 – Bolomètre à électrons chauds (HEB)

(a) Schéma de principe. Les électrons du HEB forment un sous-système *découplé* des phonons du HEB et du substrat qui constituent un second sous-système de chaleur spécifique bien supérieure.

Par analogie avec le bolomètre TES, les électrons jouent le rôle d'absorbeur et de thermistor, et les phonons celui de bain thermique. Le couplage est assuré par une conductance équivalente G .

(b) Structure d'un bolomètre à électron chaud où la fine couche d'or est la partie terminale d'une antenne.

Dans un premier temps, le fonctionnement du HEB a été décrit comme identique à celui d'un TES :

- en l'absence de rayonnement, la température est maintenue au point zéro par un courant I_0 ;
- l'arrivée d'un photon déplace le point de fonctionnement (fig. 3.3b, point M) en faisant croître la température des électrons ;
- le retour au point zéro s'effectue par transfert de l'énergie des électrons aux phonons.

⁴⁹ Le sous-système phonons n'est pas à nombre de particules conservatif et l'apport ou l'évacuation d'énergie s'accompagne de création ou annihilation de phonons.

Avec (A_L étant une constante) :

$$\delta L_{\text{cin}}^{\text{eq}}(T) = \frac{l}{ad} n_{\text{qp}}^{\text{eq}}(T) A_L \quad \text{et} \quad \delta L_{\text{cin}}^{\text{ray}}(T, t) = \frac{l}{ad} n_{\text{qp}}^{\text{ray}}(T, t) A_L \quad (4.35)$$

Le principe de la mesure KID consiste à déterminer la densité de quasiparticules $n_{\text{qp}}^{\text{ray}}$ au travers des modifications d'impédance cinétique qu'elle engendre et, après analyse, à remonter au flux et à l'énergie des photons incidents.

4.4.2 – KIDs d'énergie et de puissance

Les KIDs sont *a priori* sensibles à tous les types de rayonnements électromagnétiques, des ondes micrométriques¹⁷ aux rayons X¹⁸ en passant par le proche infrarouge¹⁹, pourvu que l'énergie des photons impliqués soit supérieure au double du gap (2Δ) du récepteur supraconducteur.

▷ Terminologie

Les KIDs sont des dispositifs relativement récents et les notations utilisées par les différentes équipes ne sont pas encore uniformisées.

Dans cet ouvrage, le mot *KID* est pris comme nom générique. Une première classification se réfère à leur mode de fonctionnement, avec les *KIDs de puissance* utilisés pour des mesures de flux de particules et les *KIDs d'énergie* pour la détermination de l'énergie de particules individuelles. Une distinction technique sera faite plus loin sur la base du résonateur utilisé pour déterminer les variations d'impédance cinétique, ce qui amènera à distinguer les *LEKIDs* des *CPW-KIDs* appelés parfois *KIDs distribués*.

Certains auteurs ne parlent pas de KIDs mais utilisent globalement le nom de *MKID* qui désigne le plus souvent les *CPW-KIDs* mais englobe aussi les *LEKIDs*. Le M de *MKID* est pour *microwave* et se réfère à la fréquence de résonance (comprise entre 1–3 GHz) du circuit dans lequel le micro-ruban, dont on veut mesurer l'impédance cinétique, est impliqué.

▷ KIDs d'énergie

Les KIDs d'énergie mesurent l'énergie des photons qui arrivent un à un sur le détecteur et dont les instants d'impacts sont séparés d'un temps supérieur au temps de vie des quasiparticules τ_{qp} . Lorsque le ruban de volume $\mathcal{V} = dla$ reçoit une particule d'énergie $h\nu$, le nombre de quasiparticules s'accroît de $N_{\text{qp}}^{\text{ray}} = \eta \frac{h\nu}{\Delta}$ (relation 4.3).

¹⁷ N. Boudou *et al.* (2012) *Comptes Rendus Physique* **13**, 62; arXiv:1201.5486.

¹⁸ P.K. Day *et al.* (2003) *Nature* **425**, 817.

¹⁹ B.A. Mazin *et al.* (2013) *Publ. Astron. Soc. Pac.* **125**, 1348.

Introduction à l'électronique supraconductrice RSFQ

Animés par l'idée que les dispositifs supraconducteurs présentent l'avantage de dissiper peu d'énergie et donc doivent pouvoir accepter des densités d'intégration supérieures à celles des composants semi-conducteurs¹, de nombreuses équipes se sont investies très tôt dans la recherche et le développement d'ordinateurs supraconducteurs. La première approche fut de suivre la démarche des semi-conducteurs en implantant des dispositifs à logique binaire (**0/1**) statique. Devant une série de difficultés d'ordre technologique, elle fut abandonnée au profit du développement d'une logique dynamique, connue sous le nom de RSFQ pour *Rapid Single Flux Quantum*, susceptible d'opérer à des fréquences supérieures à 100 GHz^{2,3}. Après une brève présentation des dispositifs à logique statique, celle de la logique RSFQ constitue l'essentiel du présent chapitre⁴.

5.1 – Dispositifs à logique statique

La logique statique est celle utilisée communément dans les dispositifs à semi-conducteur où, suivant l'alimentation d'un circuit de contrôle, le système bascule dans l'un ou l'autre des états binaires **0** ou **1** à chaque top de l'horloge.

¹ A.V. Ustinov (2003) dans *Nanotechnology and Information Technology – Advanced Electronic Materials and Novel Devices*, R. Waser (dir.), Wiley-VCH, p. 461.

² Y. Yamanashi *et al.* (2010) *IEICE Trans. Electron* **93C**, 440.

³ Actuellement, les plus performants des microprocesseurs commercialisés tournent à une fréquence inférieure à 5 GHz.

⁴ Pour une présentation historique voir : K.K. Likharev (2012) *Physica C* **482**, 6.

Dans la pratique, l'intensité du courant I_p circulant dans le ruban constituant le canal est maintenue à une valeur inférieure à I_c de telle sorte qu'en l'absence de courant de grille, c'est-à-dire sous champ nul, aucune différence de potentiel n'apparaisse aux bornes de la jonction (état **0**). Lorsque, avec le passage d'un courant dans la grille, le champ appliqué à la jonction devient suffisant pour abaisser $I_{\max}(B)$ à une valeur inférieure à I_p , une différence de potentiel V proche de $2(\Delta/e)$ (Δ est le gap supraconducteur) apparaît aux bornes de la jonction (état **1**).

À la différence du cryotron N/S, le cryotron à jonction Josephson n'est le siège d'aucune transition supraconducteur-normal et le temps de transition entre les états **0** et **1** s'en trouve fortement réduit. Le temps de commutation devient de l'ordre de la nanoseconde, ce qui reste malgré tout trop long¹⁰.

5.1.3 – Ordinateur supraconducteur IBM

Le principe de la porte logique à *maintien*¹³ initiée dans les années 1970 par Rowell (IBM)¹⁴ est montré sur la figure 5.4 : une jonction Josephson sous-amortie munie d'une résistance de charge \mathcal{R} est polarisée par un courant d'intensité I_b inférieure à son intensité critique I_c . À ce courant de polarisation s'ajoute un courant d'entrée I_E ; l'intensité totale qui traverse la jonction est alors $I = I_b + I_E$.

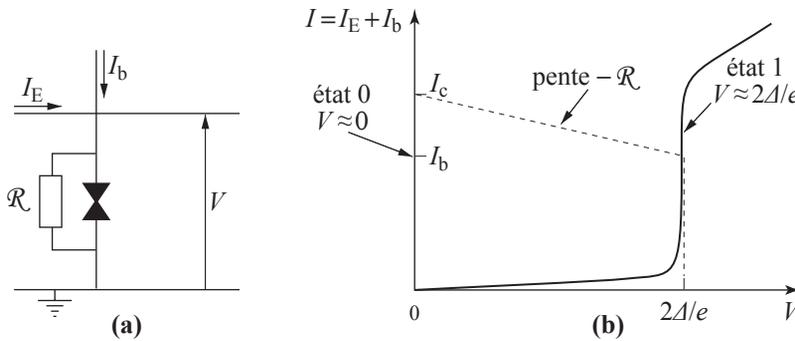


Figure 5.4 – Porte logique à maintien

(a) Schéma de la porte logique.

(b) État **0** : $I_E = 0 \rightarrow I_E + I_b < I_c$; I_b traverse la jonction par effet Josephson sans que n'apparaisse de différence de potentiel entre ses bornes. État **1** : $I_E \neq 0 \rightarrow I_E + I_b > I_c$; une différence de potentiel $V = 2\Delta/e$ apparaît entre les bornes de la jonction.

Tant que $I_E = 0$, I est inférieur à I_c ; le courant traverse la jonction par effet Josephson sans que n'apparaisse de tension à ses bornes (état **0**).

¹³ En anglais : *latching logic*.

¹⁴ J.M. Rowell (1966) *Cryogenics Supercurrent Tunneling Devices*, U.S. Patent 3281609 A, 25 octobre 1966.