

# L'électronique à un électron

## État de l'art et perspectives

M.H. DEVORET, D. ESTEVE, P. LAFARGE, H. POTHIER, P.F. ORFILA et C. URBINA

*Groupe Quantronique\**  
*Service de Physique de l'État Condensé, CEA-Saclay*

### Résumé

Chacun sait qu'un courant électrique dans un métal correspond à un transfert d'électrons. Pourtant jusqu'ici, on ne savait pas contrôler ce transfert électron par électron. C'est désormais chose faite, en utilisant des dispositifs de dimensions submicroniques, basés sur la combinaison des propriétés de l'interaction coulombienne entre électrons et de leur passage par effet tunnel à travers une barrière isolante. Entre autres perspectives, savoir transférer les électrons un par un permet de les compter, donc d'envisager une nouvelle mesure précise du quantum de charge.

### Abstract

*Everyone knows that an electric current flowing between two nodes of an electronic circuit corresponds to a transfer of electrons from one node to the other. Until recently, however, this transfer could not be controlled at the single electron level. We have achieved such a control with nanoscale devices based on the combination of the Coulomb interaction between electrons and their passage through an insulating barrier by quantum tunneling. The passage of electrons one by one through the device is clocked by an external rf signal. This opens new ways of measuring the charge quantum.*

### Préambule

Cet article traite des systèmes électroniques dans lesquels la charge d'un seul électron produit des effets observables macroscopiquement. Une cinquantaine de groupes de recherche travaillent actuellement, à travers le monde, dans ce domaine en pleine expansion ; une quinzaine de groupes participent active-

ment à son développement. Vu le grand nombre de résultats récents, nous n'avons pas cherché à faire un résumé des différents travaux. Nous avons écrit cet article à partir de nos propres résultats pour un physicien imaginaire qui connaîtrait l'électronique traditionnelle et qui souhaiterait se familiariser avec des circuits d'un nouveau type, savoir « comment ça marche » et ce qu'on peut en faire. Ceci nous a conduits, en particulier, à réduire notablement la place consacrée aux systèmes supraconducteurs pour lesquels il n'y a, pour ainsi dire, aucun résultat expérimental complètement fiable ou compris. Des compléments établissent un lien avec la physique du solide traditionnelle ou développent certains points de détail. Ce sont des « blocs » d'explications autonomes qui peuvent être omis lors d'une première lecture. Le premier complément introduit la relation entre effets de charge et effets Josephson en retraçant l'histoire du sujet, qui n'est que partiellement couverte dans le texte principal. Trois compléments exposent ensuite les propriétés des fluctuations de charge d'une capacité, l'effet tunnel dans les jonctions méta-isolant-métal et la technologie de fabrication des circuits à un électron. Enfin, un dernier complément discute la précision de dispositifs métrologiques.

### 1. Introduction

En 1911 Millikan mesurait pour la première fois la charge de l'électron en observant la chute, dans un champ électrique, de fines gouttelettes d'huile chargées. Depuis, les physiciens ont appris à piéger, puis à étudier un électron unique dans une chambre à vide ; mais jusqu'à ces derniers mois, ils n'avaient jamais réussi à contrôler un courant électrique électron par électron. Les électrons forment en effet dans

\* Groupe Quantronique, Service de Physique de l'État Condensé, CEA-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette (France).

un métal un liquide de Fermi où l'extension de leur fonction d'onde est plus grande que la longueur d'écrantage : ils sont en quelque sorte fondus les uns dans les autres. Le fluide électrique ne révèle donc pas directement sa nature discontinue dans un métal, ni même dans un semiconducteur. Pour parvenir au sein d'un circuit au contrôle ultime du courant (le transfert à des instants déterminés des électrons un par un) ou de la charge (la détection d'un seul électron) il est nécessaire de combiner deux phénomènes.

Le premier est le passage par effet tunnel des électrons entre deux électrodes métalliques séparées par une fine couche d'isolant épaisse d'environ 10 Å (voir complément C. 3). Dans cette jonction tunnel, les électrons passent un par un à travers la barrière isolante et l'on peut ainsi contrecarrer la délocalisation quantique de la charge dans un métal. Toutefois, si on applique une tension constante à la jonction, le passage des électrons s'effectue à des instants aléatoires.

En utilisant le second phénomène qui est la répulsion coulombienne entre électrons, on peut réguler ce passage. On exploite le fait qu'une fluctuation de charge égale à la charge de l'électron sur une électrode métallique peut coûter une énergie nettement supérieure à celle disponible dans une fluctuation thermique, à condition que la température et la capacité de l'électrode au reste du circuit soient suffisamment faibles (voir complément C. 2). La charge totale de cette électrode a donc tendance à rester fixe, même si des électrons peuvent circuler librement entre elle et le reste du circuit. Nous verrons qu'en reliant ce type d'électrode peu capacitive à un réservoir de charge par l'intermédiaire d'une barrière tunnel, elle aussi de faible capacité, on peut faire en sorte qu'à basse température, le nombre d'électrons excédentaires sur l'électrode soit parfaitement déterminé.

Plus généralement, on peut concevoir un circuit dont les branches comportent soit des jonctions tunnel, soit des capacités (ces éléments étant éventuellement en série avec une source de tension), et tel que chacun de ses nœuds soit chargé par un nombre d'électrons excédentaires bien déterminé. L'ensemble de ces nombres entiers constitue la configuration électronique du circuit. Du fait du passage des électrons par effet tunnel à travers les jonctions, la configuration du circuit est susceptible de changer au cours du temps. Comme l'effet tunnel est un processus qui se déroule en un temps très court (environ  $10^{-15}$ s), on peut considérer qu'à un instant particulier, un nœud perd un électron et un autre en gagne. L'art de concevoir des circuits de ce type, tels que la succession des configurations donne un effet déterminé, a été appelé « single electronics » par le physicien soviétique Likharev. Nous avons choisi de traduire ce néologisme par « électronique à un électron ». On peut traduire également par « monoélectronique ».

Par comparaison, dans un circuit électronique usuel — c'est-à-dire un circuit comportant résistances, capacités, inductances, diodes et transistors — les tensions appliquées engendrent des courants ou des

charges dans lesquels la granularité de l'électricité, pour les raisons évoquées plus haut, n'apparaît jamais. Les tensions et les courants internes au circuit et qui définissent son état sont des variables continues, même pour les circuits digitaux. Leur valeur moyenne évolue au cours du temps de façon déterministe. Mais les fluctuations autour de leur valeur moyenne sont aléatoires (fig. 1a). En revanche, dans un circuit à un électron, les configurations sont discrètes et nous verrons qu'à température suffisamment basse, leur succession dans le temps est parfaitement déterminée. Des fluctuations peuvent néanmoins intervenir dans la durée qui s'écoule entre deux changements de configuration (Fig. 1b).

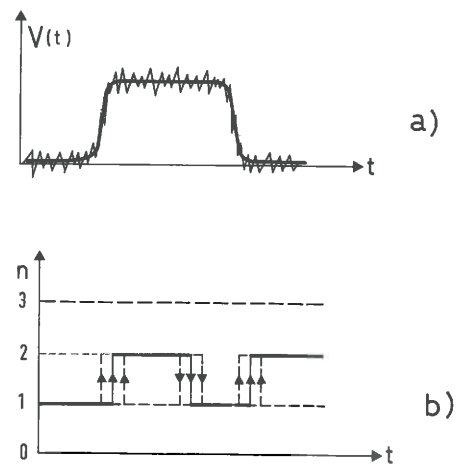


FIG. 1. — (a) Signal moyen et signal instantané en un point d'un circuit électronique conventionnel ; (b) nombre d'électrons en excès sur un nœud d'un circuit à un électron.

Quelques mots sur les ordres de grandeur : le quantum de charge  $e$  est tel que  $e^2/k_B = 1.86 \cdot 10^{15}$  F.K. Compte tenu de la température minimale à laquelle on sait refroidir, de façon fiable, les électrons d'une structure métallique submicronique, 50 mK, l'énergie électrostatique d'un seul électron dominera l'énergie des fluctuations thermiques si les capacités sont de l'ordre du femtofarad. Pour les jonctions tunnel dont l'épaisseur de diélectrique n'est que de 1 nm, cela implique des surfaces de l'ordre de  $0,01 \mu\text{m}^2$ .

Pour terminer, nous signalons au lecteur que nous donnons, par convention, au quantum de charge  $e$  le signe positif :

$$e = (\text{charge de } e^-) = +1.60217 \cdot 10^{-19} \text{ Cb}$$

Pour éviter la présence de signe « moins » sans réel contenu physique dans les formules, les phénomènes auxquels nous nous intéressons étant invariants par symétrie électron-trou, le nombre d'électrons sur une électrode sera une quantité algébrique positive ou négative suivant que l'électrode a, respectivement, un déficit ou un excès de  $e^-$ .

## 2. Concepts de base des circuits à un électron

### 2.1. Quantification de la charge macroscopique

Considérons le circuit élémentaire constitué d'un condensateur à diélectrique parfait de capacité  $C_s$  chargé par une source de tension  $U$  à travers une jonction tunnel de capacité  $C$  (Fig. 2). Nous verrons que ce circuit — que nous avons dénommé « boîte à électrons » — est la « brique de base » de circuits plus complexes permettant le transfert contrôlé des électrons un par un. Examinons-le donc en détail car son fonctionnement fait intervenir les principaux concepts de la physique des circuits monoélectroniques.

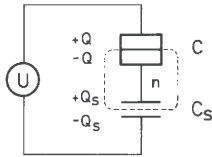


FIG. 2. — Boîte à électrons : ce circuit de base est formé d'une jonction tunnel, de capacité  $C$ , d'un condensateur  $C_s$  et d'une source de tension  $U$ . Il comporte une île métallique (intérieur des pointillés) dont le nombre  $n$  d'électrons en excès est contrôlé par la source de tension.

Pour comprendre le fonctionnement de ce dispositif, calculons l'énergie  $E_U(q)$  du circuit complet en fonction de la charge totale  $q$  de l'île métallique que forme l'électrode intermédiaire commune au condensateur et à la jonction. On calcule cette énergie en supposant que la charge  $q$  est venue de la source de tension en passant à travers la jonction. Cette « fuite » mise à part, la jonction est traitée comme une simple capacité. L'hypothèse est justifiée si, entre deux événements tunnel, l'ensemble du circuit a complètement relaxé vers l'équilibre électrostatique et si les événements tunnel se produisent eux-mêmes en un temps négligeable. Ces deux conditions sont très bien vérifiées en pratique. On doit donc calculer l'énergie électrostatique de deux condensateurs en série portant une charge totale non nulle sur leur électrode commune et connectés à une source de tension. On obtient aisément le résultat

$$E_U(q) = \frac{(q - \bar{Q})^2}{2C_i} + \text{termes indépendants de } q \quad (1)$$

où  $C_i = C_s + C$  est la capacité totale de l'île intermédiaire et où  $\bar{Q} = C_s U$  est la polarisation en charge induite par la tension  $U$ .

Intervient maintenant une propriété essentielle : la charge  $q$  de l'île est quantifiée, à la différence des charges continues  $Q_s$  et  $Q$  des capacités. En effet, l'effet tunnel force la charge à passer par quanta de

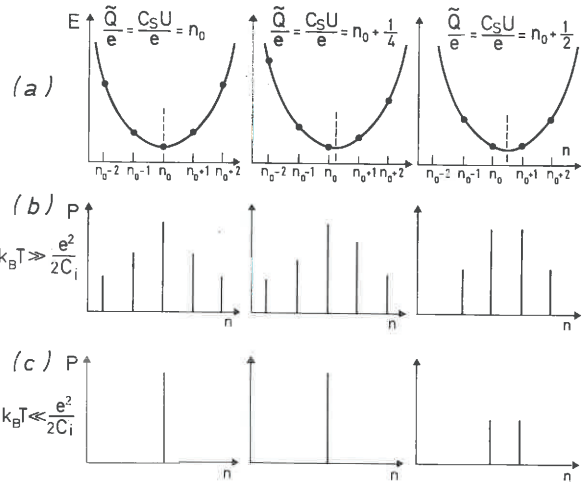


FIG. 3. — Énergie (a) et poids de Boltzmann (b et c) des configurations électroniques de la boîte à électrons. La configuration d'énergie minimum correspond à un nombre d'électrons en excès dans l'île égal à l'entier le plus proche de  $\bar{Q}/e = C_s U/e$ . A haute température (cas b), de nombreuses configurations sont accessibles. A basse température (cas c), on ne peut plus observer qu'une seule, voire deux configurations. Sauf si  $\bar{Q}/e$  est demi-entier, l'état de charge de l'île est parfaitement défini.  $C_i$  est la capacité de l'île intermédiaire.

grandeur  $e$  à travers la jonction (voir complément C. 3). On a donc  $q = ne$ , où  $n$  est le nombre de quanta ayant traversé la jonction. Le circuit possède ainsi un ensemble dénombrable d'états, correspondant chacun à un entier  $n$ . La charge moyenne de l'île est donc la moyenne des charges discrètes  $ne$ , pondérées chacune par le facteur de Boltzmann  $\exp[-E_U(ne)/k_B T]$ . Sur la figure 3 on a représenté l'énergie (a) et la population (b et c) des états du circuit pour différentes valeurs de la polarisation  $\bar{Q}$ . A haute température, quand l'énergie électrostatique  $e^2/C_i$  d'un seul électron sur la capacité de l'île est petite devant l'énergie des fluctuations thermiques  $k_B T$  (Fig. 3b),  $n$  peut prendre un grand nombre de valeurs et le nombre moyen  $\langle n \rangle$  est simplement donnée par  $\bar{Q}/e$ . On retrouve ainsi le résultat classique de la charge d'une capacité par une source de tension (Fig. 4a). Si, au contraire, la température est suffisamment basse pour que  $k_B T \ll e^2/2C_i$  (voir Fig. 3c), une seule valeur de  $n$  est en général possible, qui est l'entier  $n_0$  le plus proche de  $\bar{Q}/e$  (l'exception se produit si  $\bar{Q}/e$  est exactement demi-entier, auquel cas deux valeurs de  $n$  sont possibles). Dans ce régime de température, si l'on varie  $U$ , donc  $\bar{Q}$ ,  $\langle n \rangle$  apparaît comme une fonction en escalier dont les marches sont de hauteur unité (Fig. 4a).

De même, on peut facilement calculer pour un système aussi simple les fluctuations  $\sigma_n = (\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2)^{1/2}$  de la charge  $n$  : le résultat est indiqué figure 4b. A basse température, les fluctuations de charge disparaissent complètement, même à l'échelle d'un seul électron, au centre des marches. En résumé, excepté lorsque la polarisation en charge  $\bar{Q}$  en unité



de  $e$ , est dans le voisinage d'un demi-entier, la charge de l'île est à basse température « ancrée » sur des valeurs entières comme pour une électrode complètement isolée, bien que cette charge puisse a priori s'écouler par la jonction tunnel. Nous avons appelé ce phénomène la quantification de la charge macroscopique. Lorsque la polarisation en charge  $\tilde{Q}$  est, en unité de  $e$ , un demi-entier, la charge de l'île fluctue entre deux nombres entiers consécutifs.

## 2.2. Dynamique des circuits à un électron

Nous avons considéré jusqu'à présent la mécanique statistique du circuit à l'équilibre. Qu'en est-il de sa dynamique ? Supposons par exemple que la tension  $U$  varie ou qu'un électron soit ajouté à l'île. Comment la charge  $n$  va-t-elle relaxer vers l'équilibre ? Ces problèmes se ramènent à celui du calcul du taux tunnel d'un électron à travers la jonction.

Assez curieusement, ce problème, en apparence très simple, n'a été définitivement compris qu'en 1990. Il consiste à trouver, pour une jonction placée entre deux nœuds  $i$  et  $j$  d'un circuit quelconque, la généralisation de la formule valable pour la jonction simplement polarisée en tension (voir complément C.3). Une généralisation simple consiste à écrire le taux tunnel  $\Gamma_{i \rightarrow j}$  d'un quantum de charge  $e$  dans le sens (nœud  $i \rightarrow$  nœud  $j$ ) sous la forme

$$\Gamma_{i \rightarrow j} = \frac{\Delta E_{ij}}{e^2 R_T (1 - \exp(-\Delta E_{ij}/k_B T))} \quad (2)$$

où  $\Delta E_{ij}$  est une énergie associée à l'effet tunnel, dont il reste à trouver l'expression. Si la tension  $V_i - V_j$  aux bornes de la jonction est imposée par une source de tension idéale, il faut prendre  $\Delta E_{ij} = e(V_i - V_j)$  pour retrouver la formule du complément C.3. Si, par contre, la jonction est connectée à un circuit quelconque, la tension  $V_i - V_j$  va varier au cours du processus tunnel. Deux points de vue extrêmes peuvent être alors envisagés. Selon le premier, il faut considérer l'énergie de *tout* le circuit, sources comprises, avant et après le transfert tunnel d'un électron, le circuit ayant relaxé à l'équilibre électrostatique. C'est le point de vue dit global. L'énergie  $\Delta E_{ij}$  est alors donnée par la « règle globale » suivante

$$\Delta E_{ij} = E(n_1, n_2, \dots, n_i, \dots, n_j, \dots) - E(n_1, n_2, \dots, n_i - 1, \dots, n_j + 1, \dots) \quad (3)$$

où  $E$  est l'énergie à l'équilibre du circuit pour une configuration  $(n_1, n_2, \dots)$  des nombres d'électrons dans les îles, les tensions des sources étant supposées fixes. Par exemple, dans le cas de la boîte à électrons, pour le changement de configuration  $n \rightarrow n - 1$  la différence

d'énergie  $\Delta E$  vaut  $\Delta E = E_U(ne) - E_U[(n-1)e] = 2e[(n-1/2)e - \tilde{Q}]/C_i$ . Une configuration  $n$  devient donc instable dès que la polarisation en charge  $\tilde{Q}$  est en dehors de l'intervalle  $[(n-1/2)e, (n+1/2)e]$ , c'est-à-dire en dehors de l'étendue de la marche  $n$  de la figure 4a.

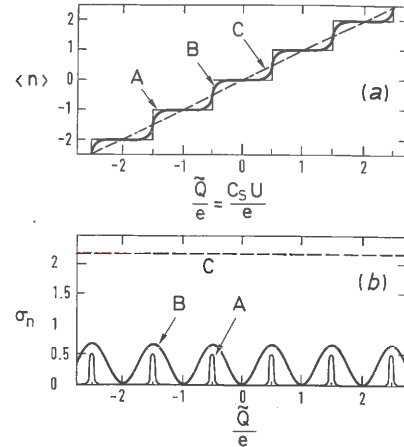


FIG. 4. — Valeur moyenne (a) et fluctuations (b) du nombre d'électrons en excès dans l'île pour la boîte à électrons. On a représenté ces quantités pour trois températures différentes, respectivement beaucoup plus petite que  $e^2/k_B C_i$  (courbe A), intermédiaire (courbe B) et beaucoup plus grande que  $e^2/k_B C_i$  (courbe C).

Selon le second point de vue, dit local, la différence d'énergie intervenant dans l'expression du taux tunnel donnée par l'équation (3) doit être calculée en prenant non pas l'énergie du circuit dans son ensemble mais en prenant seulement l'énergie électrostatique de la jonction. La différence d'énergie, suivant cette « règle locale », vaut donc :

$$\Delta E_{ij} = \frac{(Q_{ij} - e)^2 - Q_{ij}^2}{2C_{ij}} = \frac{e}{C_{ij}} (Q_{ij} - e/2) \quad (4)$$

où  $C_{ij}$  et  $Q_{ij}$  sont respectivement la capacité et la charge de la jonction. Pour le cas de la boîte à électrons, cette énergie vaut  $e[\eta(ne - \tilde{Q}) - e/2]/C$  où  $\eta = C/(C + C_s)$ . Le domaine de stabilité d'une configuration  $n$  est donc  $[(n - \eta^{-1}/2)e, (n + \eta^{-1}/2)e]$  et dépasse cette fois l'étendue d'une marche puisque  $\eta < 1$ .

Les partisans du point de vue local raisonnent de la façon suivante : Vu les dimensions caractéristiques des circuits, l'échelle de temps pour la relaxation des charges est plus longue que la picoseconde. En revanche, l'échelle de temps du processus tunnel lui-même est la femtoseconde. Dans sa « décision » de passer par effet tunnel à travers la jonction, l'électron « n'a le temps » de prendre en compte que l'énergie électrostatique de celle-ci (la longueur des connexions entre jonctions est au moins quelques microns alors que une femtoseconde lumière = 0.3  $\mu\text{m}$ ). Cet argu-

ment a été appelé « argument de l'horizon électromagnétique de l'effet tunnel ».

Pour savoir si au moins l'un de ces points de vue était correct, et si oui lequel, nous avons effectué le calcul complet du taux tunnel pour une jonction dans un environnement électromagnétique quelconque (Devoret *et al.*, 1990 ; Grabert *et al.*, 1991) à toute température (voir complément C. 3). Il ressort de cette analyse que l'argument de l'horizon électromagnétique comme justification du point de vue local n'est pas correct : s'il est vrai qu'un effet tunnel plus lent que la relaxation de la charge dans le circuit favoriserait le choix de la règle globale, un effet tunnel très rapide n'implique pas pour autant que la règle locale soit valable (un contre-exemple est analysé dans le complément C. 3). Pour que cette dernière s'applique, il faudrait que la charge continue  $Q$  sur la jonction soit un bon nombre quantique. En fait, dans la pratique, il n'en est rien : on peut calculer que pour les valeurs typiques des impédances rencontrées dans les circuits à jonctions tunnel, les fluctuations quantiques de la charge sur les électrodes de celles-ci sont de l'ordre de la dizaine d'électrons. On peut démontrer que dans ces conditions, la règle globale est une très bonne approximation, bien qu'en toute rigueur le résultat général ne s'exprime même pas sous la forme de l'équation (2).

### 2.3. Charge critique

La règle locale, fautive, est facile à mettre en œuvre si l'on veut simuler l'évolution d'un circuit, car la probabilité tunnel d'une jonction ne dépend que de la charge de celle-ci. La règle globale semble a priori beaucoup plus compliquée puisqu'en principe il faut recalculer après chaque événement tunnel l'énergie d'équilibre de tout le circuit. En fait, cette complexité n'est qu'apparente. On peut démontrer, à partir de la linéarité des équations de l'électrostatique, que la règle globale peut s'énoncer sous la forme « pseudo-locale » suivante :

$$\Delta E_{ij} = \frac{e}{C_{ij}} (Q_{ij} - Q_{ij}^c) \quad (5)$$

où la charge critique  $Q_{ij}^c$  est une constante propre à la branche  $ij$  mais calculée à partir de tous les éléments du circuit, indépendamment de son état électrique. La charge critique est donnée par

$$Q_{ij}^c = \frac{e C_{ij}}{2 (C_{ij} + C_{ij}^{eq})} \quad (6)$$

où  $C_{ij}^{eq}$  est la capacité équivalente, entre les nœuds  $i$  et  $j$ , de tout le circuit moins la jonction considérée.

Les formules (2), (5) et (6), illustrées par la figure 5, sont à la base d'un programme de simulation de circuits à un électron mis au point par notre groupe.

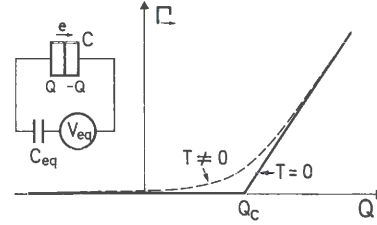


FIG. 5. — Taux tunnel d'une jonction dans un circuit quelconque.  $C_{eq}$  et  $V_{eq}$  sont la capacité et la source de tension équivalentes vues de la jonction (théorème de Thévenin).

## 3. Fonctionnement des circuits à un électron

### 3.1. Le transistor SET

Nous verrons que la quantification de la charge moyenne  $\langle n \rangle$  d'une île métallique, phénomène exposé dans la section 2.1. du chapitre précédent, est à la base du transfert contrôlé des électrons un par un. La première expérience qui ait montré sans ambiguïté que cette quantification pouvait bien avoir lieu fut effectuée en 1987 par Fulton et Dolan aux Bell Labs. Leur expérience met en évidence les variations périodiques de  $\sigma_n$  en fonction de  $U$  illustrées par la figure 4b et elle débouche sur des applications intéressantes. Le montage de Fulton et Dolan peut se décrire comme une boîte à électrons dont l'entrée et la sortie sont séparées (Fig. 6) : c'est une capacité  $C_g$  chargée en

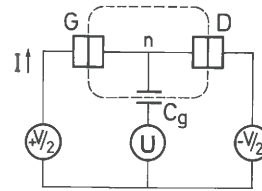


FIG. 6. — Transistor SET polarisé par une tension  $V$  et soumis à une tension de grille  $U$ .

parallèle par deux sources de tension  $U + V/2$  et  $U - V/2$ , chacune étant en série avec une jonction tunnel. On peut tout aussi bien voir ce montage comme deux jonctions tunnel en série, polarisées par une tension  $V$ , la charge de l'île intermédiaire étant

commandée par une tension  $U$  à travers le condensateur  $C_g$  dit de « grille ». Cette façon de voir les choses a valu à ce dispositif le surnom de « transistor SET » par analogie avec transistor FET, l'acronyme SET provenant de « Single Electron Tunneling ». En fait les possibilités amplificatrices de ce transistor SET sont plus réduites que celles du transistor FET, bien qu'il puisse, ainsi que nous allons voir, conduire à des applications en électrométrie.

Le fonctionnement de ce dispositif s'analyse à partir des nombres d'électrons  $n_{\min}^G$  et  $n_{\min}^D$  donnant la configuration d'énergie minimale de l'île en fonction de la tension  $U$ , ces nombres étant calculés en supposant qu'une seule jonction (la jonction de gauche G ou la jonction de droite D) peut laisser passer les électrons, l'autre étant traitée comme une simple capacité. Le calcul de ces nombres est analogue à celui de la courbe A de la figure 4a. On suppose naturellement que la température est telle que  $k_B T \ll e^2/C_i$  ( $C_i$  est ici encore la capacité totale de l'île centrale). Considérées comme fonctions de la tension  $U$ ,  $n_{\min}^G$  et  $n_{\min}^D$  sont des fonctions en escalier, décalées de  $V$ . Elles sont tracées sur la figure 7a pour le cas où la tension de polarisation  $V$  est plus petite que  $e/2C_i$ .

Supposons tout d'abord que la tension  $U$  soit telle que  $C_g U \simeq (n + 1/2)e$ . Les fonctions  $n_{\min}^G$  et  $n_{\min}^D$  diffèrent alors d'une unité (Fig. 7a). Supposons qu'à l'instant initial la configuration électrostatique de l'île corresponde à  $n=1$ . Cet état est stable vis-à-vis de l'entrée ou la sortie d'un électron par la jonction G ; mais il est instable si l'on tient compte de la possibilité de sortie d'un électron par la jonction D, qui conduit, pour le circuit dans son ensemble, à une configuration électrostatique de plus basse énergie. Le système va donc transiter vers l'état  $n=0$ . Cet état est à son tour stable vis-à-vis du passage d'un électron à travers la jonction D mais il est instable vis-à-vis de l'entrée d'un électron par la jonction G qui conduirait à un nouvel état  $n=1$  (ce nouvel état diffère du précédent car un électron est passé à travers le dispositif). Le système va donc transiter vers ce nouvel état  $n=1$ . Au bout du cycle  $1 \rightarrow 0 \rightarrow 1$ , un électron a traversé le dispositif et le cycle peut recommencer. Ce processus en cascade va se poursuivre indéfiniment, la charge de l'île intermédiaire prenant alternativement les valeurs 0 et 1, et un courant moyen traverse alors le dispositif (Fig. 7b).

Si au contraire la tension  $U$  est telle que  $C_g U \simeq ne$ , les deux fonctions  $n_{\min}^G$  et  $n_{\min}^D$  coïncident (Fig. 7a) et la charge moyenne sur l'île centrale sera, d'après l'analyse qui a été faite pour la boîte à électrons, ancrée à la valeur  $ne$ . Les fluctuations thermiques sont en effet trop petites pour induire des fluctuations de charge, coûteuses énergétiquement pour ces valeurs des tensions  $U$  et  $V$ . Cette fois-ci, le courant ne pourra donc pas circuler à travers le dispositif : il faudrait en effet que les électrons entrent et sortent de l'île centrale, et donc que la charge de cette île soit libre de fluctuer par au moins un électron (Fig. 7b). Cette incapacité du circuit à conduire le courant est appelée blocage de

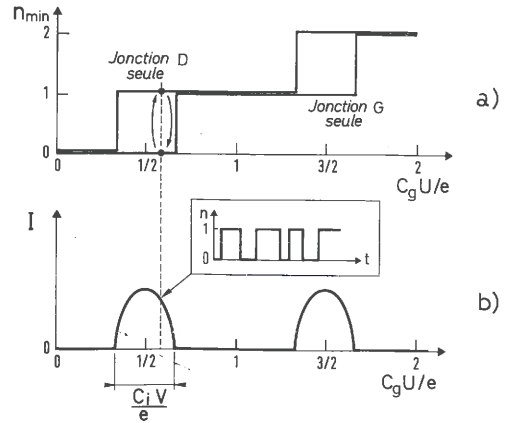


FIG. 7. — (a) Configurations du transistor SET stables vis-à-vis du transfert de charge à travers une des jonctions G et D de la figure 6. On a représenté ici le nombre  $n_{\min}$  d'électrons en excès dans l'île qui minimise l'énergie électrostatique du circuit calculée en supposant qu'une seule jonction est conductrice, ce qui permet de se ramener au cas de la boîte à électrons. Pour des tensions  $U$  telles que  $C_g U/e$  soit voisin d'un demi-entier, les nombres  $n_{\min}^G$  et  $n_{\min}^D$  ne coïncident pas. Dans ce cas le système est instable et un courant  $I$  peut traverser l'ensemble des deux jonctions. (b) Courant  $I$  traversant le transistor, en fonction de la tension de grille  $U$  : on distingue la succession des zones de blocage et de conduction.

Coulomb, d'après la dénomination proposée par les physiciens soviétiques Averin et Likharev en 1985 dans un contexte similaire. La conduction observée lorsque  $C_g U$  est proche d'un nombre demi-entier de fois  $e$  (en fait d'autant plus proche que la tension de polarisation  $V$  est petite par rapport à  $e/2C_i$ ) provient de ce que la charge de l'île centrale peut fluctuer (Fig. 4b et 7b). On conçoit qu'un tel phénomène puisse donner lieu à un effet transistor : une modulation de la polarisation en charge  $C_g U$ , même d'une quantité petite par rapport au quantum de charge, permet de bloquer ou de laisser passer un courant.

### 3.2. La pompe à électrons

Néanmoins, le transistor SET ne peut être utilisé directement pour contrôler un courant électronique par électron, bien qu'un seul électron en excès sur son île centrale puisse être défavorable énergétiquement. Tout au plus peut-on dire que l'entrée d'un électron dans l'île à travers la première jonction est obligatoirement suivie par la sortie d'un autre électron à travers la seconde jonction (et réciproquement), à la différence de deux jonctions ordinaires où la seule corrélation entre les entrées et les sorties de l'île est l'égalité de leur nombre moyen. Le courant à travers le transistor SET reste donc poissonien et on ne peut contrôler que sa composante continue. La traversée du transistor par un électron se produit à des instants aléatoires comme pour une jonction unique.

Nous avons donc imaginé, pour maîtriser la durée entre deux transferts de charge successifs, un disposi-



tif baptisé « pompe à électrons ». Il se compose de deux boîtes à électrons contrôlées par les tensions  $U_1$  et  $U_2$  et couplées par une troisième jonction tunnel (Fig. 8a). Le dispositif fait circuler un courant  $I$  dans une source de tension  $V$ . On peut aussi le décrire comme un transistor SET à deux grilles. Dans ses grandes lignes, le principe de fonctionnement de la pompe est simple. A partir d'une situation où les tensions  $U_1$  et  $U_2$  sont telles qu'il n'y a aucun électron en excès sur les deux îles, on modifie ces tensions pour faire entrer un électron sur la première île à travers la première jonction. Puis par une seconde modification des tensions, on fait passer cette charge excédentaire de la première île à la seconde en passant par la jonction intermédiaire. Enfin, en revenant aux valeurs de tensions initiales, un électron de la deuxième île passe à travers la dernière jonction. Chaque fois que ce cycle se répète, un quantum de charge, et un seul, traverse le dispositif.

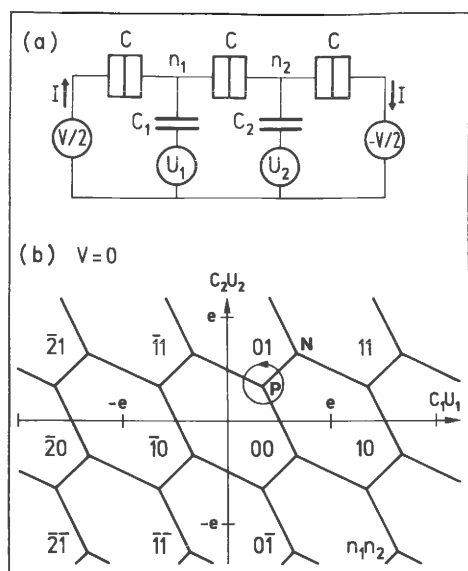


FIG. 8. — Principe de la pompe à électrons : (a) schéma électrique. (b) Configurations d'énergie minimale en fonction des tensions de grille.

En fait, cette explication n'est pas suffisante pour comprendre le principe de la pompe. Il n'est pas du tout acquis en effet qu'il soit effectivement possible de trouver un cycle de variation des tensions  $U_1$  et  $U_2$  correspondant au transfert complet d'un seul électron, sans événement parasite susceptible de dégrader la régularité du pompage. Nous allons donc démontrer que l'existence de ce cycle est assurée par une *propriété topologique* du circuit.

Supposons au début, pour simplifier, que la tension de polarisation  $V$  est infinitésimale. La pompe se comporte alors exactement comme une double boîte. Examinons le diagramme des états fondamentaux de la pompe en fonction des polarisations en charge

$\bar{Q}_1 = C_1 U_1$  et  $\bar{Q}_2 = C_2 U_2$  (Fig. 8b). Ce diagramme est une généralisation de la représentation unidimensionnelle de la figure 7. On a représenté dans la figure 8b les limites des domaines dans le plan  $(\bar{Q}_1 \otimes \bar{Q}_2)$  où une configuration  $(n_1, n_2)$  du nombre d'électrons en excès dans les îles correspond à l'état fondamental du circuit. Ces domaines sont des hexagones allongés et ils pavent le plan pour former un réseau ressemblant à un nid d'abeilles. Il faut remarquer que la symétrie du réseau est quadratique : elle est telle qu'une translation de  $e$  suivant les axes  $\bar{Q}_1$  et  $\bar{Q}_2$  laisse le réseau invariant. La propriété fondamentale sur laquelle est basée la pompe est que le réseau possède des points triples. Par exemple le point P est commun aux domaines (0,0), (1,0) et (0,1). Cette propriété est générique : elle ne dépend pas des valeurs exactes des capacités des grilles et des jonctions. Si l'on se place en un point triple, un courant pourra traverser le dispositif dès que la tension de polarisation cessera d'être nulle. Ce point est donc l'équivalent des points de polarisation demi-entiers pour le transistor SET (Fig. 7b). En dehors de ces points, en revanche, la conduction spontanée (et aléatoire) à travers la pompe est bloquée. A la différence du transistor SET où, pour passer d'un état bloqué à un autre, il faut nécessairement passer par un point de conduction, il est possible, dans le cas de la pompe à électrons, de contourner ces points. Lorsque l'on fait varier les tensions  $U_1$  et  $U_2$  de façon à passer du domaine (0,0) au domaine (0,1), un électron entre dans la première île en passant à travers la première jonction dès qu'on a franchi la frontière qui sépare ces deux domaines. Le processus de transfert de charge s'arrête puisque le nouvel état est stable. Ainsi, en effectuant autour du point P un parcours fermé (voir cercle sur la figure 8b), on croise trois frontières de domaines et les trois jonctions sont traversées consécutivement par un électron. Au total, une charge  $e$  a été transférée d'une extrémité à l'autre du circuit. En pratique, on effectue le parcours fermé autour du point P en soumettant les condensateurs de grille à deux tensions sinusoïdales de même fréquence  $f$  mais déphasées de  $\pi/2$ ,  $\varepsilon$  valant  $+1$  ou  $-1$  suivant le sens de parcours. Deux tensions continues sont superposées à ces tensions alternatives pour que le centre du cercle ainsi décrit dans l'espace des tensions coïncide avec un point triple. Le courant  $I$  qui traverse le dispositif est alors donné par  $I = \varepsilon e f$ . Il est important de noter que les points triples s'organisent en deux sous-réseaux. Le premier est constitué de tous les points congruents à P alors que le second est constitué de tous les points congruents à N (Fig. 8b). Une même rotation effectuée autour de deux points appartenant à des sous-réseaux différents produira des courants de signes opposés.

Si la tension de polarisation n'est pas nulle, les points triples sont remplacés par des zones de conduction de forme triangulaire qui envahissent progressivement le réseau quand on augmente  $V$ . Toutefois, le pompage reste possible aussi longtemps qu'il est possible de parcourir un circuit fermé autour d'une de ces zones sans en traverser une autre. Il est remarquable que la pompe puisse produire un courant de signe

contraire à  $V$  : il est donc possible en principe d'utiliser ce dispositif pour charger une batterie avec un nombre connu d'électrons !

Nous avons vérifié expérimentalement la validité du principe de cette pompe à électrons, en construisant le dispositif avec des jonctions tunnel  $\text{Al}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Al}$  obtenues par électrolithographie selon la technique du pont suspendu (voir complément C. 4). L'aluminium est rendu normal par un champ magnétique. Les résultats de la mesure du courant  $I$  en fonction de la tension de polarisation  $V$  sont reproduits dans la figure 9. Celle-ci montre nettement que

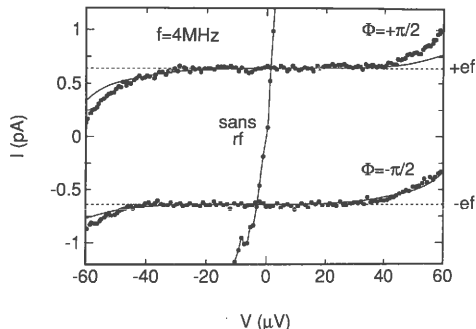


FIG. 9. — Caractéristiques I-V de la pompe à électrons avec et sans radiofréquence appliquée aux grilles.  $\Phi$  est le déphasage entre les deux tensions de grilles :  $U_1 = U_1^c + u_1 \cos(2\pi ft)$ ,  $U_2 = U_2^c + u_2 \cos(2\pi ft + \Phi)$ . Les tensions continues  $U_1^c$  et  $U_2^c$  ont été choisies de façon à ce que le point représentatif  $[U_1(t), U_2(t)]$  fasse le tour d'un point triple P (Fig. 8). Lorsque  $u_1 = u_2 = 0$  (courbe « sans rf »), le dispositif est conducteur et le courant qui le traverse est stochastique. Lorsqu'on applique des signaux radiofréquence tels que  $u_1 \sim e/4C_1$ ,  $u_2 \sim e/4C_2$  et  $\Phi \sim \pi/2$ , on fait traverser le système par un électron et un seul, à chaque période de la radiofréquence : on mesure donc un courant  $I = ef$  (ligne pointillée). Lorsqu'on inverse le déphasage  $\Phi$ , on change le sens de rotation autour du point triple, et le courant  $I$  est inversé. Les courbes en trait plein correspondent aux prédictions théoriques pour  $I(V)$ .

lorsque le déphasage  $\Phi$  entre les deux tensions sinusoïdales s'inverse, le courant s'inverse lui aussi. La figure 10 montre d'autre part que la valeur du courant au point d'inflexion de la caractéristique  $I$ - $V$  obéit à la relation  $I = ef$ . L'excellent accord entre théorie et expérience apporte la preuve que le principe du pompage est bien le mécanisme responsable du transfert de charge dans ce dispositif.

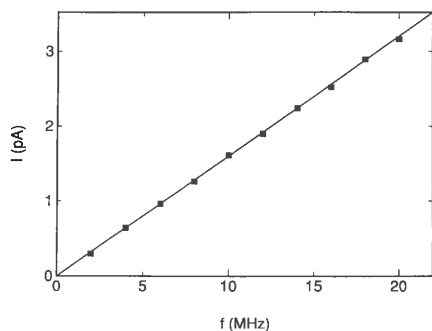


FIG. 10. — Courant au point d'inflexion des plateaux en fonction de la fréquence des tensions sinusoïdales appliquées aux grilles. On constate que la relation  $I = ef$  (correspondant à la droite représentée en trait plein) est très bien vérifiée.

### 3.3. L'écluse à électrons

Le principe de la pompe à électrons n'est pas le seul qui, à partir de la quantification de la charge macroscopique, permet de transférer les électrons un par un. Avant de concevoir cette pompe à électrons, nous avons réalisé, en collaboration avec le groupe de J. Mooij de Delft (Pays-Bas), une « écluse à électrons » (Geerligs *et al.*, 1990). C'est un circuit qui comprend quatre jonctions tunnel commandées par une seule tension alternative (Fig. 11a). On peut le

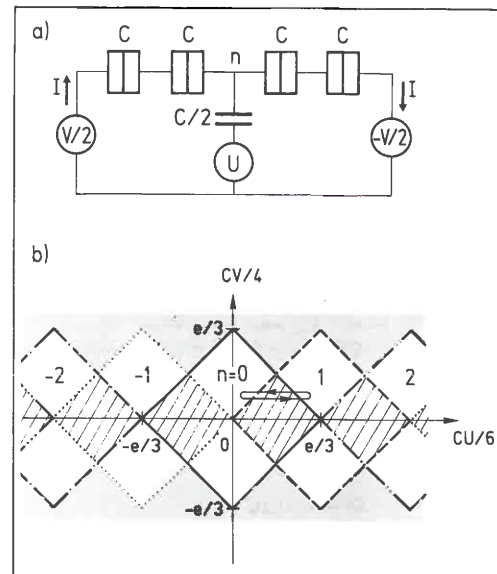


FIG. 11. — Principe de l'écluse à électrons : (a) schéma, (b) diagramme de stabilité des configurations de plus basse énergie.

décrire comme un transistor SET avec deux jonctions au lieu d'une de part et d'autre de l'île centrale. A condition que la capacité de grille soit convenablement choisie, ce système diffère du transistor en ce que, pour les points de polarisation en charge demi-entiers, il y a deux configurations stables pour l'île centrale (voir diagramme de stabilité des configurations représenté sur la figure 11b). A tension de polarisation finie, si l'on module de manière périodique la tension de grille au-delà des seuils de stabilité de chacun des états, on transférera un électron par cycle, comme le montrent les plateaux sur la caractéristique  $I$ - $V$  de la figure 12. Le principe du transfert est basé cette fois-ci sur la possibilité pour un circuit de présenter un cycle d'hystérésis, plutôt que sur une propriété topologique de son diagramme de stabilité (Urbina *et al.*, 1991). Il est utile de noter que, dans la pompe, le transfert des électrons est quasi-réversible, le système restant pratiquement continuellement dans son état fondamental, alors que dans l'écluse, le transfert est dissipatif, une tension de polarisation non-nulle étant nécessaire au dispositif pour que les électrons le traversent au rythme de la tension de



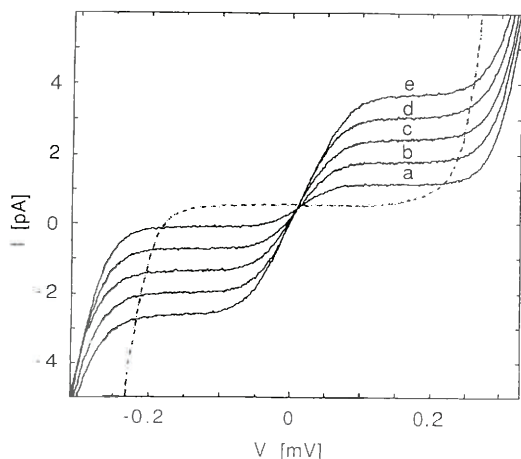


FIG. 12. — Caractéristiques  $I$ - $V$  de l'écluse à électrons. En pointillé : sans radiofréquence. En traits pleins, courbes a à e : avec radiofréquence appliquée à la grille, fréquence variant de 4 à 20 MHz par pas de 4 MHz.

commande. Les différences entre les principes de type « pompe » et de type « écluse » sont développées plus en détail dans le complément C. 5.

## 4. Perspectives

### 4.1. Électrométrie

Il est théoriquement possible de réaliser à partir du transistor SET un électromètre dont la sensibilité est  $10^{-5} e/\sqrt{\text{Hz}}$ . Nous avons démontré expérimentalement qu'une sensibilité de  $10^{-4} e/\sqrt{\text{Hz}}$  peut être atteinte. Cette performance, qui améliore d'un facteur  $10^5$  la sensibilité des électromètres classiques basés sur les transistors FET, devrait ouvrir de nouveaux champs expérimentaux. La figure 13 montre la variation du

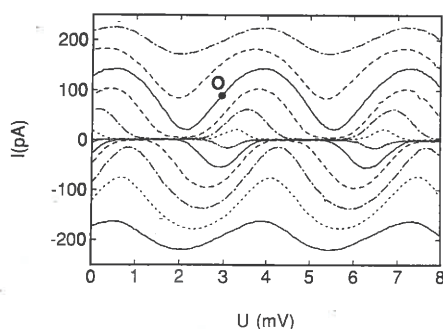


FIG. 13. — Courant dans un transistor SET en fonction de la tension de grille, pour des tensions de polarisation variant par pas de  $25 \mu\text{V}$ . Le point O est le point de polarisation optimal pour l'utilisation du transistor en tant qu'électromètre.

courant  $I$  à travers un transistor SET réalisé dans notre laboratoire en fonction de la tension  $U$  pour différentes valeurs de la tension  $V$ . Le point O correspond au point de polarisation optimale pour l'utilisation du transistor SET en tant qu'électromètre.

Le transistor SET est à l'électrométrie ce que le SQUID DC est à la magnétométrie (voir complément C. 1). Il existe toutefois une différence fondamentale dans leur utilisation : on peut adapter l'inductance d'entrée du SQUID à l'inductance d'un signal magnétique avec un transformateur du flux ; en revanche, on ne peut pas adapter la capacitance d'entrée d'un électromètre à celle d'un signal électrique car il n'existe pas de transformateur de charge. La raison profonde de cette différence est due à ce que champs électriques et magnétiques interviennent respectivement dans la partie temporelle et spatiale du tenseur électromagnétique. Ces considérations ont une grande importance pratique, car la capacité d'entrée du transistor SET est, par construction, très faible.

On peut penser à utiliser la sensibilité de l'électromètre pour mesurer d'autres quantités physiques que la charge en les convertissant par un transducteur approprié. Par exemple, l'énergie d'un photon pourrait ainsi être mesurée en le convertissant en paires électron-trou dans un semiconducteur. Après collection de ces charges positives et négatives sur des électrodes, leur nombre serait mesuré avec un électromètre SET.

### 4.2. Le triangle de la métrologie quantique

Est-il d'ores et déjà possible d'envisager, à partir des deux dispositifs de base que sont la pompe et l'écluse, un dispositif plus complexe qui assurerait le transfert contrôlé d'électrons avec un taux d'erreur inférieur à  $10^{-8}$  ? Si ce degré de précision était atteint, on pourrait envisager de « fermer » le triangle de la métrologie quantique. Cette section est consacrée à la discussion de cette expérience.

Dans le système d'unités SI, l'ampère est défini à partir de la force s'exerçant entre deux fils parallèles parcourus par un courant et séparés par une distance fixe. Le volt, quant à lui, est dérivé du watt et de l'ampère. L'ohm, enfin, est défini par le rapport du volt et de l'ampère. En pratique, ces définitions sont peu commodes, car les expériences électromécaniques qu'elles mettent en jeu sont moins précises que les mesures purement électriques. C'est pourquoi, à la suite de l'accord international du 1<sup>er</sup> janvier 1990 (Bulletin du BNM n° 79, 1990), des « représentations » du volt et de l'ohm basées sur deux effets quantiques macroscopiques ont été adoptées. La représentation du volt est basée sur l'effet Josephson alternatif qui associe de manière extrêmement précise une tension  $V$  à la fréquence  $f$  d'un courant alternatif par la relation  $V = \Phi_0 f$ , où  $\Phi_0$  est le quantum de flux  $h/2e$ . Comme les fréquences peuvent être connues très précisément en utilisant les horloges atomiques, le

volt est « représenté » par la tension correspondant à 483597.9 GHz, ce qui constitue en fait un « gel » de la constante  $2e/h$ . D'autre part, l'effet Hall quantique découvert par von Klitzing en 1980 associe un courant  $I$  à une tension  $V$  par la relation  $V = \frac{1}{N} R_K I$ , où  $R_K$  est

le quantum de résistance  $h/e^2$  et où  $N$  est un entier dépendant des conditions expérimentales. La représentation de l'ohm est ainsi obtenue à partir de cet effet en « gelant » la constante  $h/e^2$  à 25812.807  $\Omega$ . Il est important de s'assurer que la représentation de l'ampère, qui découle de celle du volt et de l'ohm, est bien compatible avec une mesure *indépendante* de la charge de l'électron. C'est ce que devraient permettre les effets « monoélectron », à condition que le taux d'erreur dans le comptage des électrons soit inférieur à  $10^{-8}$ , précision avec laquelle sont connues les constantes  $h/2e$  et  $h/e^2$ . L'effet monoélectron constituerait alors le troisième côté du triangle de la métrologie quantique (Fig. 14).

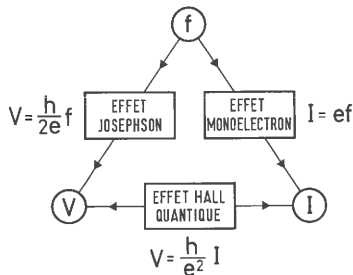


FIG. 14. — Triangle de la métrologie quantique. Il montre le lien entre le transfert contrôlé d'électron un par un et les autres phénomènes quantiques macroscopiques que sont l'effet Josephson et l'effet Hall quantique.

On pourrait donc concevoir une expérience dans laquelle un dispositif monoélectron, de type écluse ou pompe, engendrerait un courant qui alimenterait un dispositif d'effet Hall quantique. La tension aux bornes transverses de celui-ci serait comparée avec celle délivrée par un dispositif étalon Josephson. Les trois dispositifs pouvant fonctionner simultanément dans le même cryostat, on pourrait ainsi s'affranchir des erreurs systématiques dues aux connexions entre les dispositifs fonctionnant à la température de l'hélium liquide et des instruments de mesure à température ambiante.

L'écluse et la pompe développées à ce jour ont une précision de l'ordre du % pour des courants de l'ordre de quelques picoampères. Il y a trois sortes d'erreurs possibles :

[N.B. Dans ce qui suit les symboles  $C$  et  $\Delta E$  ont la même signification que  $C_{ij}$  et  $\Delta E_{ij}$  dans la formule (5).]

1) Les événements tunnel interdits activés thermiquement. Le taux d'erreur correspondant varie exponentiellement avec la température :

$$\varepsilon_1 \approx \frac{\Delta E}{e^2 R_T} \exp(-\Delta E/k_B T) \quad (8)$$

2) Les événements tunnel autorisés qui n'ont pas le temps de se produire, du fait de la statistique de Poisson, pendant le temps qui leur est alloué. Le taux d'erreur correspondant varie exponentiellement avec la fréquence  $f$  :

$$\varepsilon_2 \approx \frac{\Delta E}{e^2 R_T} \exp\left(-\frac{e^2 R_T}{f \Delta E}\right) \quad (9)$$

3) Les événements parasites produits par l'effet tunnel concomitant (voir complément C. 1). Le taux d'erreur correspondant varie exponentiellement avec le nombre  $N$  de jonctions :

$$\varepsilon_3 \approx \left(\frac{R_K}{R_T}\right)^N (CV/e)^{2N-1} \quad (10)$$

La première cause d'erreur ne pose pas de sérieux problèmes puisqu'il est d'ores et déjà possible de fabriquer des jonctions de 0.5 fF et de les refroidir à 50 mK (cette température limite correspond au découplage électron-phonon à basse température et non pas aux possibilités des réfrigérateurs à dilution), ce qui donne un taux d'erreur de l'ordre de  $10^{-7}$ . La seconde cause d'erreur conduit à une limitation de la fréquence. Il ne semble pas que le produit  $R_T C$ , qui fixe l'échelle de fréquence, puisse descendre bien en dessous de 0.1 ns pour des raisons technologiques. Cela limiterait donc la fréquence à quelques dizaines de MHz. Quant aux effets tunnel concomitants, ils sont la principale source d'erreur dans les expériences effectuées jusqu'à ce jour, surtout dans la pompe. Ils peuvent être considérablement réduits si l'on aug-

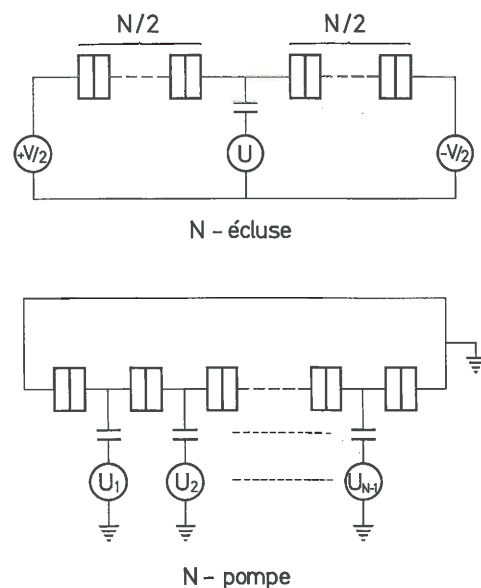


FIG. 15. — La  $N$ -écluse et la  $N$ -pompe.

mente, dans l'écluse et dans la pompe respectivement, le nombre de jonctions dans chaque bras et le nombre d'îles à franchir. On obtient ainsi la  $N$ -écluse et la  $N$ -pompe décrites sur la figure 15.

Le fonctionnement de la  $N$ -écluse est le même que celui de l'écluse à quatre jonctions. Le fonctionnement de la  $N$ -pompe est une généralisation de celui de la 3-pompe : il s'effectue en appliquant aux électrodes de commande des tensions qui piègent un et un seul électron dans un puits de potentiel que l'on déplace d'un bout à l'autre du circuit. La figure 16 montre un cycle de transfert pour  $N=4$ . La précision des deux types de dispositifs est analysée dans le complément C. 5.

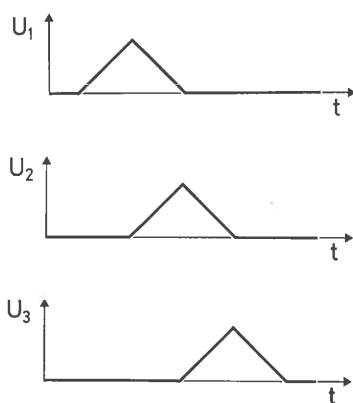


FIG. 16. — Séquence des signaux appliqués aux grilles de la 4-pompe.

Une écluse comportant 10 jonctions devrait pouvoir délivrer un courant de l'ordre du picoampère avec une précision de  $10^{-7}$  au moins. Un tel dispositif ne serait cependant pas très facile à utiliser si le problème des charges résiduelles sur les capacités de couplage (voir complément C. 4) n'était pas résolu. Il faudrait en effet corriger ces charges en couplant chaque île entre deux jonctions à une source de tension ajustable par une petite capacité.

Une pompe comportant 5 jonctions devrait fournir des performances comparables avec moins de charges résiduelles à ajuster, mais elle nécessite quatre tensions de commande variant dans le temps à haute fréquence suivant un cycle précis.

Pour terminer, il est important de noter que la précision n'est pas le seul impératif important pour un dispositif monoélectron destiné à fermer le triangle de la métrologie quantique. Il faut aussi qu'il produise un courant suffisant pour être compatible avec les autres branches du triangle : quelques nanoampères semblent être une limite inférieure. Pour obtenir ce courant, il est nécessaire de mettre en parallèle de l'ordre de  $10^3$  dispositifs élémentaires, ce qui nécessite évidemment de résoudre le problème des charges résiduelles car il est hors de question d'ajuster quelques milliers de tensions de commande.

#### 4.3. Une nouvelle voie pour la mesure de la constante de structure fine

En métrologie, il est souhaitable de disposer d'une source de courant très précise ; mais on peut aussi désirer une source de charge capable de charger une capacité avec un nombre déterminé d'électrons, sans impératif de vitesse. Alors, une pompe à quatre jonctions suffirait probablement. La possibilité de décharger ensuite la capacité en inversant simplement le cycle de transfert et de mesurer la charge résiduelle avec un électromètre de Fulton et Dolan permettrait en outre de contrôler l'exactitude du nombre de charges transférées, les erreurs dans les deux opérations étant décorréliées. On peut montrer que cette expérience constituerait en fait une nouvelle mesure de la constante de structure fine, à condition que la capacité soit calibrée par comparaison avec le « condensateur calculable » matérialisant l'impédance du vide et que la tension atteinte après charge soit comparée à la tension fournie par un standard de tension basé sur l'effet Josephson alternatif. Le bureau américain des standards (NIST) collabore avec notre groupe sur ce projet.

#### 4.4. L'électronique supraconductrice à une paire de Cooper

Sur un plan tout aussi fondamental, il serait intéressant d'appliquer les principes de la pompe à électrons à des dispositifs supraconducteurs. Est-il possible de faire passer les paires de Cooper une par une ? La réponse est importante du point de vue de la théorie de l'effet Josephson, qui considère habituellement que le nombre de paires traversant une jonction est indéterminé au sens quantique du terme. C'est la variable conjuguée de ce nombre de paires — la différence de phase supraconductrice — qui est ordinairement le « bon nombre quantique » (voir complément C. 1). Des résultats récents semblent indiquer que cette manipulation des paires de Cooper est possible (Pothier *et al.*, 1991 ; Kuzmin et Haviland, 1991).

#### 4.5. Vers des capacités encore plus petites ?

Une autre question fondamentale concerne la notion de capacité que nous avons employée, jusqu'à présent, sans trop nous soucier du fait que les électrodes ne comportaient que quelques milliards d'électrons. Or à l'échelle d'une molécule, la notion de capacité, qui implique une variation régulière du potentiel électrochimique en fonction du nombre d'électrons, cesse de s'appliquer. Le problème se pose donc des limitations de l'approche « électrostatique » lorsque le nombre total d'électrons contenus dans les électrodes devient de plus en plus petit. Ce problème



peut être abordé expérimentalement en utilisant des systèmes de « points quantiques » dans lesquels un petit nombre d'électrons sont confinés dans une hétérojonction AsGa/AsAlGa (voir complément C. 4).

#### 4.6. Perspectives à long terme

A plus long terme, il peut être possible d'utiliser les effets à un électron pour construire une électronique digitale « minimale » : un bit correspondrait à la présence ou à l'absence d'un seul électron sur une île. La réalisation de fonctions digitales utilisant l'effet tunnel combiné aux forces électrostatiques entre électrons présente a priori un avantage sensible par rapport aux techniques conventionnelles basées sur les transistors semiconducteurs : les circuits sont d'autant plus performants qu'ils sont plus petits ! Mais pour que cette électronique digitale à un électron ait des applications industrielles à grande échelle, il faudrait que les jonctions soient de taille moléculaire, de façon que l'on puisse s'affranchir des basses températures. C'est envisageable, mais de nombreux progrès en techniques de nanofabrication, en science des matériaux et en chimie restent à accomplir...

### 5. Conclusions

Des circuits à base de jonctions tunnel dans lesquels charges et courants sont déterminés à l'électron près ont été conçus et réalisés. Ce contrôle de l'électricité au niveau le plus fin a été rendu possible par la fabrication de circuits de dimensions nanométriques refroidis à des températures de l'ordre de la dizaine de millekelvins. Le fonctionnement des circuits non-supraconducteurs est maintenant maîtrisé à la fois sur

le plan expérimental et théorique, même si les mécanismes de fluctuations quantiques de la charge appellent une exploration expérimentale plus approfondie. Pour ce qui est du fonctionnement des circuits supraconducteurs, dans lesquels, suivant les prédictions théoriques, on devrait pouvoir contrôler les paires de Cooper une par une, il reste dans l'ensemble mystérieux sur le plan expérimental. Dans un domaine de recherche connexe, les expériences récentes sur les effets à un électron dans les systèmes semiconducteurs tels que les gaz d'électrons bidimensionnels dans les hétérojonctions AsGa/AsAlGa ouvrent la voie d'une nouvelle physique où les effets de charge se combinent avec l'effet Hall quantique entier et fractionnaire.

On peut d'ores et déjà envisager, à court terme, des applications pour les dispositifs non-supraconducteurs à un électron : électrométrie et métrologie de l'ampère. Ces applications sont « duales » de celles de l'effet Josephson, la magnétométrie et la métrologie du volt, et devraient avoir un impact similaire en instrumentation de précision. Les dispositifs à un électron seront cependant peut-être plus délicats à mettre en œuvre que les dispositifs « à un quantum de flux » (dispositifs Josephson) pour deux raisons fondamentales : (i) la petitesse de la constante de structure fine qui fixe le rapport entre l'impédance du vide (impédance typique des circuits à haute fréquence) et le quantum de résistance (qui délimite les domaines respectifs de la charge et du flux comme bons nombres quantiques). (ii) l'existence de transformateurs de flux qui s'oppose à l'absence de transformateurs de charge.

Enfin, à plus long terme, l'électronique à un électron démontre, en fournissant des exemples précis de circuits, qu'il est possible de réaliser des fonctions digitales en utilisant uniquement la répulsion coulombienne entre électrons et l'effet tunnel, phénomènes transposables au niveau des molécules. En ce sens, elle prépare le terrain à l'électronique intégrée au stade ultime, l'électronique moléculaire.

## Compléments

### C. 1. Brève histoire de l'électronique à un électron

#### Effets précurseurs

L'idée que la granularité de la charge peut influencer le comportement macroscopique d'un circuit électrique est apparue dès les années 60 pour expliquer l'anomalie de conductance observée dans des

films granulaires à basse température (Zeller et Giaever, 1969 ; Lambe et Jaklevic, 1969). Dans ces films formés de petits grains métalliques séparés les uns les autres par une couche isolante de quelques nanomètres d'épaisseur, la conduction, non ohmique, est bloquée à faible tension. Pour circuler d'un grain à l'autre, un électron doit vaincre des barrières d'énergie électrostatique associées à la charge des capacités entre grains. A basse température, les fluctuations thermiques sont insuffisantes pour activer le franchissement de ces barrières car les capacités entre grains

sont très petites. Les électrons ne diffusent donc pas d'un grain à l'autre, et la conductance est très faible. Si l'on applique une tension suffisante pour vaincre les barrières électrostatiques, le courant augmente de façon non linéaire.

### Les prédictions de Likharev

Le théoricien K.K. Likharev et ses collaborateurs ont véritablement lancé l'électronique à un électron en 1985, lorsqu'ils prédirent de nouveaux et surprenants effets, basés sur la quantification de la charge, pour une jonction tunnel de très faible capacité  $C$  polarisée par une source de courant  $I$  idéale (fig. C1a). Ces effets sont attendus lorsque l'énergie élec-

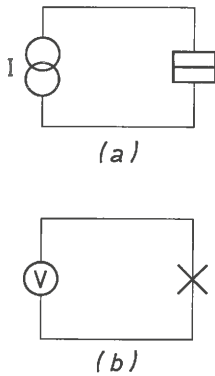


FIG. C. 1. — Comparaison entre jonction tunnel de petite capacité polarisée en courant (a), et jonction Josephson polarisée en tension (b).

trostatique  $e/2C$  d'un seul électron sur la capacité  $C$  domine celle des fluctuations thermiques  $k_B T$  :

$$\frac{e^2}{2C} \gg k_B T \quad (C. 1)$$

Pour une jonction normale (électrodes non-supraconductrices) il faut de plus que

$$\frac{e^2}{2C} \gg \frac{\hbar}{R_T C} \quad (C. 2)$$

$R_T$  étant la résistance tunnel de la jonction (voir complément C. 3). Pour cette jonction Averin et Likharev (1985) ont prédit deux effets :

1) Le blocage de Coulomb qui se manifeste lorsque le courant est nul par une tension finie  $V$  aux bornes de la jonction. En effet, après un événement tunnel, l'énergie électrostatique  $Q^2/2C$  associée à la charge  $Q$  de la capacité d'une jonction devient  $(Q \pm e)^2/2C$ , ce qui correspond à un accroissement d'énergie si  $-e/2 < Q < +e/2$ . Le système est donc stable pour toute valeur de la tension  $V$  dans l'intervalle  $]-e/2C, e/2C[$ .

$$I = 0 \Rightarrow \frac{-e}{2C} < V < \frac{+e}{2C} \quad (C. 3)$$

2) Les oscillations SET (Single Electron Tunneling) de la tension aux bornes de la jonction qui se manifestent à courant fini. Ce phénomène est l'analogie microscopique d'un oscillateur à relaxation : le courant  $I$  induit une charge croissante  $Q = It$  sur la capacité de la jonction. Lorsque la charge  $Q$  excède  $+e/2$ , un électron traverse la jonction par effet tunnel, et la charge  $Q$  saute à la valeur  $-e/2$ . Elle croît à nouveau sous l'influence du courant  $I$  et le cycle recommence. La fréquence  $f$  de ces oscillations en dents de scie est reliée directement au courant par la relation :

$$I = ef \quad (C. 4)$$

Pour une jonction supraconductrice, Likharev et Zorin (1985) ont prédit deux effets analogues, le blocage de Coulomb des paires de Cooper et les oscillations de Bloch, la charge  $2e$  des paires de Cooper intervenant à la place de la charge  $e$  de l'électron dans les formules (C. 3) et (C. 4). Pour que ces effets se manifestent, il faut de plus qu'une condition analogue à (C. 2) soit remplie :

$$\frac{e^2}{2C} \gg \frac{2 \hbar \Delta}{e^2 R_T} \quad (C. 5)$$

où  $\Delta$  est l'énergie de « gap » des supraconducteurs.

Les théoriciens soviétiques pensaient que les deux types d'effets — blocage de Coulomb et oscillations SET ou Bloch — sont deux des effets Josephson continu et alternatif que l'on observe pour une jonction supraconductrice de grande capacité polarisée en tension (figure C. 1b). L'origine profonde de cette dualité résidait selon eux dans le fait que charge et phase, qui sont respectivement les « bonnes » variables pour décrire l'état d'une petite et d'une grande jonction, sont conjuguées au sens de la mécanique quantique.

### Charge continue et charge discrète

En fait cette version simpliste de la dualité obscurcit la compréhension des phénomènes plus qu'elle ne les éclaire. En effet, s'il est vrai que la suprématie de l'énergie de Coulomb  $e^2/2C$  sur les autres énergies caractéristiques du système tend à favoriser la charge comme bon nombre quantique, il est important de remarquer qu'une jonction tunnel est caractérisée par deux types de charge bien distinctes. Il y a d'une part la charge continue  $Q(t)$  de la capacité de la jonction, charge qui traduit en fait un déplacement en bloc de

tous les électrons des électrodes, et d'autre part la charge discrète  $q(t) = n(t)e$  qui correspond au nombre d'électrons ayant traversé la jonction jusqu'à l'instant  $t$  (voir complément C. 2). Les fluctuations quantiques de  $q$  sont déterminées par  $C$  et le couplage tunnel. Les fluctuations quantiques de  $Q$  sont déterminées quant à elles par  $C$  et par l'impédance du circuit vu par la jonction (Devoret *et al.*, 1990). Pour les grandes jonctions ces deux charges fluctuent de manière corrélée et la distinction entre leur variables conjuguées qui sont la phase linéaire et la phase cyclique n'a qu'un intérêt formel. En revanche, pour les petites jonctions les fluctuations des deux types de charges peuvent être tout à fait décorrélées et d'amplitude très différentes.

### Un problème expérimental très difficile

Or l'observation des effets prédits par les soviétiques nécessite une polarisation en courant telle que les fluctuations quantiques de la charge continue  $Q$  de la jonction soient bien inférieures à un seul électron (voir complément C. 3). Nous avons démontré (Devoret *et al.*, 1990) que cette condition est réalisée si et seulement si l'impédance vue par la jonction est très supérieure au quantum de résistance  $R_K = h/e^2 \approx 26 \text{ k}\Omega$ , et ceci jusqu'à des fréquences de l'ordre de la fréquence de Coulomb  $e^2/2Ch$  qui, en pratique, est de l'ordre du THz. Or, si cette condition est aisée à satisfaire à basse fréquence, il en va tout autrement dans le domaine radiofréquence et à plus haute fréquence. L'impédance d'un élément électrique dont la dimension devient comparable à la longueur d'onde ne peut, en effet, être très supérieure à l'impédance du vide  $Z_v = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \approx 377 \Omega$ . Or le rapport entre l'impédance du vide et le quantum de résistance est égal au double de la constante de structure fine  $\alpha$ . Comme cette constante  $\alpha \approx \frac{1}{137}$

l'unité, la polarisation en courant est extrêmement difficile dans notre monde, où la polarisation en tension est beaucoup plus naturelle. L'impédance d'une grande jonction tunnel se situant du même côté que l'impédance du vide par rapport au quantum de résistance, l'observation des effets Josephson ne nécessite pas de précautions particulières en ce qui concerne l'influence de l'impédance du circuit de polarisation sur la jonction.

En revanche, les effets prédits par Likharev et ses collaborateurs pour une petite jonction sont quasiment inobservables, à moins que l'on ne réussisse à se connecter à la jonction à travers une très forte impédance de taille micronique sans que la température de celle-ci ne devienne trop élevée, spécifications en conflit les unes avec les autres. Deux laboratoires ont partiellement réussi ce tour de force expérimental pour les jonctions normales (Cleland *et al.*, 1990) et supraconductrices (Haviland *et al.*, 1991).

### Le blocage de Coulomb dans les circuits à plusieurs jonctions

Peu de temps après les prédictions soviétiques, une équipe des Bell Labs aux USA observa un effet qui, dans ses manifestations expérimentales, ressemblait beaucoup au blocage de Coulomb (Fulton et Dolan, 1987). Toutefois, il s'agissait d'une expérience comportant deux jonctions de faible capacité en série, et polarisées en tension (et non en courant !). La caractéristique courant-tension de ce « transistor SET » présente en effet un « gap » de tension pour lequel  $I = 0$ . Le chapitre 3 de ce rapport explique que cet effet est dû, en réalité, à la quantification de la charge sur l'électrode intermédiaire commune aux deux jonctions. Les fluctuations quantiques de cette variable ne dépendent que des résistances tunnel des jonctions et sont donc indépendantes de l'impédance du circuit de polarisation. Pour ce dispositif, la dualité avec le SQUID DC (deux jonctions Josephson en parallèle) polarisé en courant est exacte (Fig. C. 2) et, de même

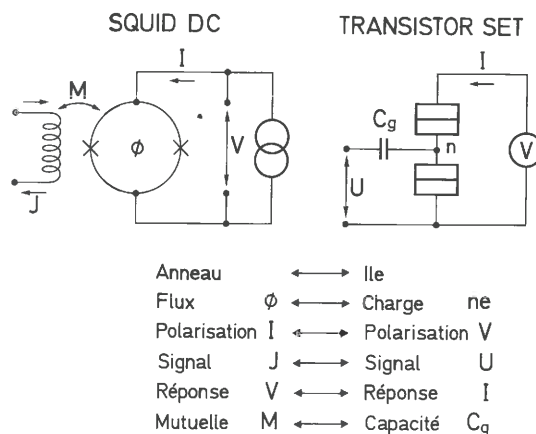


FIG. C. 2. — Comparaison entre le SQUID DC et le transistor SET.

que le SQUID est maintenant l'instrument idéal en magnétométrie de précision, de même le transistor SET devrait s'imposer en électrométrie.

### Le transfert contrôlé des électrons un par un

Puisqu'une forme de blocage de Coulomb a été observée pour deux jonctions polarisées en tension, peut-on observer, dans des conditions expérimentales non-extrêmes, un phénomène caractérisé, comme les oscillations SET, par  $I = ef$ ? Le groupe de T. Claesson à Göteborg a montré le premier que l'on pouvait partiellement synchroniser le passage des électrons à travers un dispositif constitué d'un grand nombre de jonctions en série, polarisé par une tension continue à laquelle on superpose une tension alternative (Delsing *et al.*, 1989). Le pas suivant a été franchi par notre groupe et l'équipe de J. Mooij de l'Université de



Delft. Notre écluse à électrons (single electron turnstile) produit un courant  $I = ef$  lorsqu'on la pilote avec une tension alternative de fréquence  $f$  appliquée, non pas en parallèle avec la tension de polarisation, mais sur une électrode de commande couplée capacitivement à l'île médiane (Geerligs *et al.*, 1990). La charge transférée à travers le circuit est contrôlée au niveau de l'électron avec une précision absolue meilleure que 1 % (voir chapitre 3). La réalisation de dispositifs assurant ce transfert de charge avec une précision métrologique ( $10^{-8}$ ) et pouvant donc servir d'étalon de l'ampère (voir complément C. 5) est maintenant l'un des objectifs principaux de ce domaine de recherche.

### Effet tunnel concomitant

La précision du transfert est limitée par un phénomène de base purement quantique : c'est l'effet tunnel concomitant. Nous avons, dans la partie principale de cet article, considéré l'effet tunnel dans la limite  $R_T/R_K \rightarrow \infty$ . Dans cette limite, la charge discrète ne fluctue pas quantiquement et seules se produisent des transitions entre configurations électroniques correspondant au passage d'un électron à travers une seule jonction. Lorsque le rapport  $R_T/R_K$  est fini, des transitions correspondant au passage concomitant d'électrons par effet tunnel à travers différentes jonctions sont possibles, quoique d'autant plus rares que le nombre de jonctions est plus élevé (Averin et Odintsov, 1990). Ce phénomène a été nommé « co-tunneling » car les différents passages sont cohérents entre eux, au sens quantique du terme. Ces transitions sont particulièrement importantes si la configuration de départ est stable vis-à-vis de toutes les transitions simples possibles. Par exemple, un circuit polarisé en tension n'est jamais rigoureusement bloqué s'il existe au moins un chemin constitué de jonctions en série reliant les deux bornes de la source. Le transfert complet d'un électron résultera de l'effet tunnel concomitant de toutes les jonctions de ce chemin. Un tel événement est cependant d'autant plus improbable que la tension  $V$  est faible et que le nombre  $N$  de jonctions et leurs résistances tunnel  $R_T$  sont élevés (voir section 4.2.).

**En résumé :** Des théoriciens prévoient des effets qui seraient duaux des effets Josephson, lesquels ont des applications importantes en magnétométrie et en métrologie du volt. Ils stimulent la curiosité de leurs collègues puisque les applications « duales », l'électrométrie et la métrologie de l'ampère, devraient profiter de ces nouveaux effets. Après quelques années, il se révèle que les effets prévus sont quasiment inobservables et, à coup sûr, inutilisables. Mais simultanément, d'autres effets basés sur la quantification de la charge et non prévus initialement sont découverts par des expérimentateurs. Comme ces derniers effets semblent réaliser les promesses initiales d'applications, tout est bien qui finit bien !

## C. 2. Fluctuations thermiques de la charge d'une électrode

Si on ajoute un électron à une électrode métallique séparée du reste d'un circuit électrique par une barrière isolante, l'énergie de l'électrode augmente du fait de l'interaction entre cet électron et les charges -ions et électrons- du métal. Pour des électrodes métalliques grandes devant la longueur d'écrantage (qui est de l'ordre de 0,1 nm), cette augmentation d'énergie est simplement donnée par  $e^2/2C_i$  où  $e$  est la charge de l'électron et  $C_i$  est la somme des capacités entre l'électrode considérée et le reste du circuit. La charge de l'électrode se répartit entre les différentes capacités de l'électrode. La charge de chacune des capacités, exprimée en nombre d'électrons, est alors non-entière. Ceci n'a rien de surprenant : en effet, la charge d'une capacité correspond à une densité de charge sur la surface de ses électrodes, densité qui correspond elle-même à un déplacement de l'ensemble des électrons des électrodes par rapport aux ions. La charge d'une capacité peut donc prendre des valeurs arbitraires, contrairement à la charge totale d'une électrode isolée qui est nécessairement un nombre entier de fois la charge élémentaire  $e$  (Fig. C. 3). De plus, la charge

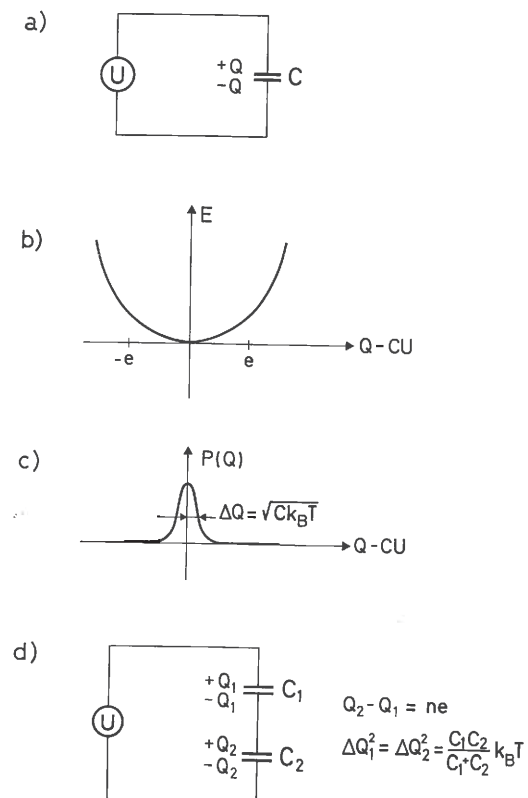


FIG. C. 3. — Fluctuations thermiques de la charge en électrostatique. (a), (b) et (c) : la charge sur une capacité est une variable continue dont les fluctuations sont gaussiennes. (d) la charge totale d'une électrode isolée est discrète et ne fluctue pas.

d'une capacité peut fluctuer thermiquement. La variance  $\Delta Q^2 = \langle Q^2 \rangle - \langle Q \rangle^2$  des fluctuations de la charge d'une capacité  $C$  connectée à un circuit quelconque est donnée par  $\Delta Q^2 = Ck_B T$  où  $T$  est la température et  $k_B$  la constante de Boltzmann [ce résultat suppose toutefois que le circuit n'a pas une impédance infinie à fréquence nulle : en d'autres termes, il ne contient pas de capacité série  $C_s$ . Si tel était le cas, le coefficient devant  $k_B T$  est non pas  $C$  mais  $C^* = CC_s/(C + C_s)$ . Pour des capacités de l'ordre du femtofarad ( $10^{-5}$  F), que l'on rencontre en nanoélectronique, une fluctuation de  $e$  correspond à une température de l'ordre du kelvin.

### C. 3. Effet tunnel à travers une jonction

#### Jonction tunnel polarisée en tension

Une jonction tunnel est un sandwich constitué de deux électrodes métalliques séparées par une couche d'isolant si mince (environ 1 nm d'épaisseur) que les électrons peuvent passer d'un métal à l'autre par effet tunnel. En pratique, une jonction se fabrique par le chevauchement de deux pistes métalliques obtenues par deux dépôts sous vide consécutifs. La couche isolante est constituée par un oxyde du métal de la première piste et elle se forme lors d'une étape intermédiaire d'oxydation effectuée après le premier dépôt. Lorsque l'on polarise une telle jonction tunnel par une tension  $V$ , le courant moyen  $I$  qui traverse la jonction est proportionnel à  $V$  (Fig. C. 4).

$$I = \frac{V}{R_T} \quad (\text{C. 6})$$

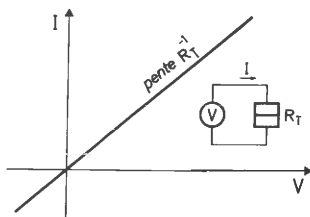


FIG. C. 4. — Jonction tunnel polarisée en tension.

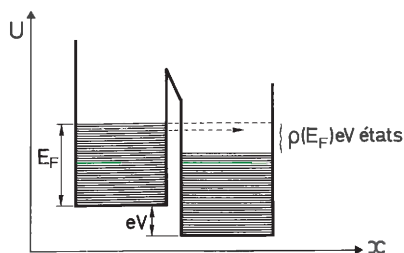


FIG. C. 5. — Explication de la linéarité de la caractéristique I-V de la jonction tunnel polarisée en tension, à partir des mers de Fermi des électrodes.

Le coefficient  $R_T$  est appelé « résistance tunnel » ; il est déterminé par le facteur de transmission de la barrière tunnel pour les électrons au niveau de Fermi (Fig. C. 5). Lorsque la valeur de  $R_T$  est grande par rapport au quantum de résistance  $R_K = h/e^2 \approx 26 \text{ k}\Omega$ , la délocalisation quantique des électrons du métal ne peut se propager à travers la barrière isolante et le passage du courant se fait électron par électron. La traversée de la jonction par un électron est alors un phénomène stochastique poissonien caractérisé par une probabilité par unité de temps

$$\Gamma_{\pm} = \frac{\pm V}{eR_T \left( 1 - \exp \left( \mp \frac{eV}{k_B T} \right) \right)} \quad (\text{C. 7})$$

où  $T$  est la température,  $k_B$  la constante de Boltzmann et où le signe  $\pm$  se réfère aux deux sens de traversée de la jonction par rapport au sens de la tension. Cette formule découle directement de la probabilité, compte tenu de la statistique de Fermi, de trouver à une énergie donnée un état électronique rempli d'un côté de la jonction et vide de l'autre. On peut vérifier que le courant  $I = e(\Gamma_+ - \Gamma_-)$  est bien donné par l'expression (C. 6).

#### Jonction dans un circuit quelconque

Lorsque la jonction n'est plus directement connectée à une source de tension, la différence de potentiel  $U$  à ses bornes peut fluctuer au cours du temps et la formule (C. 7) ne s'applique pas. Prenons pour simplifier le cas où l'impédance en série avec la source de tension  $V$  est une inductance  $L$  (Fig. C. 6). La capacité  $C$  de la jonction forme avec cette inductance un résonateur  $LC$ . Les variables canoniques de ce système sont le flux  $\Phi(t) = \int_{-\infty}^t U(\tau) d\tau$  et la charge  $Q = CU$ . L'hamiltonien s'écrit

$$H(\Phi, Q) = \frac{(\Phi - Vt)^2}{2L} + \frac{Q^2}{2C} \quad (\text{C. 8})$$

ce qui est l'hamiltonien d'un oscillateur harmonique  $X = \Phi$ ,  $P = Q$  dans un référentiel en translation

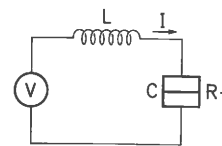


FIG. C. 6. — Jonction tunnel polarisée à travers une inductance modélisant les connexions entre la jonction et la source de polarisation.

uniforme à vitesse  $V$ . L'effet tunnel correspond à un changement brutal d'impulsion :  $Q \rightarrow Q + e$ .

En mécanique classique ce changement d'impulsion serait nécessairement accompagné d'un changement du degré d'excitation de l'oscillateur. A température nulle l'effet tunnel ne serait donc possible que si l'énergie  $eV$  fournie par la source excédait l'énergie  $e^2/2C$  communiquée à l'oscillateur.

En mécanique quantique, en revanche, le changement d'impulsion peut avoir lieu sans excitation de l'oscillateur : c'est l'effet Mössbauer. La charge de l'électron passant à travers la jonction par effet tunnel est l'analogue de l'impulsion du photon gamma émis par un noyau radioactif dans un solide. Pour que l'émission sans recul soit le canal dominant de désexcitation du noyau, il faut que l'impulsion du photon soit bien inférieure à l'incertitude quantique de l'impulsion du noyau, le mouvement de point zéro de celui-ci étant déterminé par son confinement dans le cristal. Le phénomène correspondant à l'émission sans recul est, pour la jonction, la conversion directe de l'énergie  $eV$  fournie par la source de tension en énergie cinétique de l'électron, sans changement de la charge moyenne de la capacité de la jonction : tout se passe alors comme si la source de tension était directement branchée en parallèle avec la jonction. En traduisant le calcul effectué pour l'effet Mössbauer, on peut montrer que cette « rigidité quantique » de l'inductance se produit si les fluctuations de point zéro de la charge sont bien supérieures à  $e$ , c'est-à-dire si  $\hbar \sqrt{1/LC} \gg 2e^2/C$ , soit encore  $\sqrt{L/C} \gg \hbar/2e^2$ . Le taux tunnel à température nulle se calcule analytiquement et la figure C. 7 montre ses variations avec la

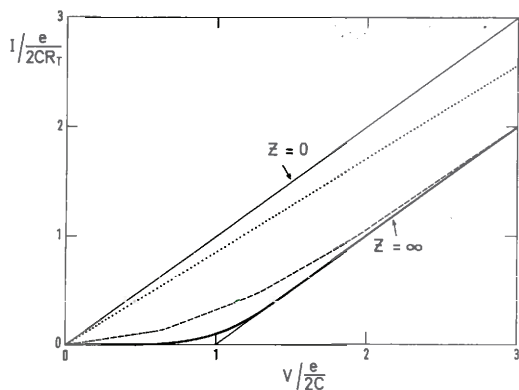


FIG. C. 7. — Caractéristique  $I$ - $V$  de la jonction de la figure C. 6. Le paramètre  $Z = \sqrt{L/C} R_K$  vaut pour la courbe en pointillés : 0,2, en tireté : 2, en trait plein : 20.

tension  $V$  pour différentes valeurs du rapport  $\sqrt{L/C} 2R_K$ . Notons que dans la limite « grande impédance »  $\sqrt{L/C} R_K \rightarrow \infty$ , on retrouve le blocage de Coulomb prédit par Averin et Likharev (voir complément C. 1). Dans le cas d'une impédance quelconque  $Z(\omega)$  en série avec la jonction, on peut montrer que la pente à l'origine de la caractéristique  $I$ - $V$  est d'autant plus proche de la pente asymptotique  $R^{-1}$  que l'impédance, jusqu'à des fréquences de l'ordre de  $e^2/2C\hbar$ , est plus petite par rapport à  $R_K$ .

## C. 4. Technologie des circuits à un électron

### Fabrication des jonctions tunnel métal-isolant-métal

Pour des jonctions métal-isolant-métal, la condition  $e^2/2C \gg k_B T$  implique une surface inférieure à  $0,01 \mu m^2$ , vu la température à laquelle on sait refroidir les circuits métalliques de façon fiable (50 mK). De telles jonctions se fabriquent par évaporation à travers un masque suspendu, lui-même réalisé par nanolithographie par faisceau électronique (pour une revue de ce procédé voir Dolan et Dunsmuir, 1988).

### Évaporation à travers un masque suspendu

La jonction est constituée de deux pistes métalliques qui se recouvrent partiellement (fig. C. 8). Ces

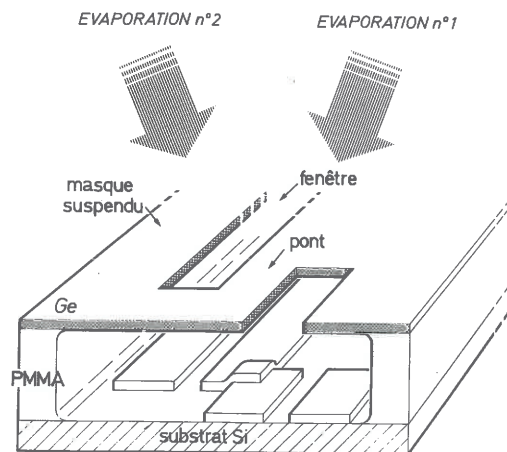


FIG. C. 8. — Fabrication des jonctions tunnel par la méthode du masque suspendu.

deux pistes sont obtenues par deux évaporations métalliques sous deux angles différents à travers les fenêtres d'un masque suspendu au-dessus du substrat. Les évaporations se font sous vide secondaire et sont séparées par une étape d'oxydation sous une pression de quelques millibars d'oxygène, ce qui fait croître une couche d'oxyde d'environ  $10 \text{ \AA}$  sur la première piste. Jusqu'à présent, les circuits comportant plusieurs jonctions ont tous été réalisés avec l'aluminium, métal qui donne des barrières tunnel de très bonne qualité.

### Fabrication du masque suspendu

On dépose successivement sur un substrat de silicium une couche de résine polyméthylméthacrylate (PMMA, plus connu sous le nom de « plexyglass »), une couche de germanium et une couche de PMMA



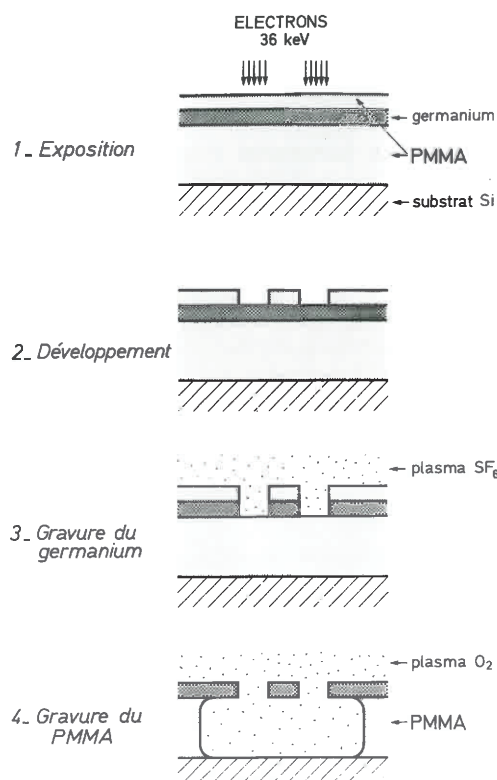


FIG. C. 9. — Étapes de la fabrication du masque suspendu (voir figure C. 8).

(fig. C. 9). On expose ensuite les surfaces de ce « tricouche » destinées à devenir les fenêtres avec le faisceau électronique d'un microscope à balayage commandé par ordinateur, qui possède une image numérique du masque. On peut ainsi impressionner sur la couche supérieure de PMMA un motif de dimensions submicroniques, ce qui ne serait pas possible avec des radiations visibles ou ultraviolettes. Après développement de la couche supérieure de résine par un solvant sélectif et gravure dans un plasma réactif de la couche de germanium mise à nu, on obtient les fenêtres dans cette dernière. Mais la couche de résine inférieure est restée intacte. En sur-gravant celle-ci (gravure plasma), on peut faire en sorte que le masque de germanium soit suspendu sur des mésas de résine, tout en libérant le substrat sous le pont entre deux fenêtres voisines. Après les évaporations des pistes métalliques qui constituent le circuit, la fabrication se termine par la dissolution du reste de la résine dans l'acétone, ce qui permet de se débarrasser du masque

### Fabrication des capacités de couplage

Les capacités de couplage entre les tensions de commande et les électrodes intermédiaires communes à plusieurs jonctions (îles) doivent avoir des valeurs de l'ordre de 0.1 fF et ne doivent en aucun cas laisser

passer les électrons. Ces caractéristiques sont obtenues en réalisant chaque capacité avec deux pistes métalliques interdigitées, géométrie qui maximise les angles sur lesquels tendent à se concentrer les charges. Contrairement aux capacités tridimensionnelles dont les effets de bords peuvent être rendus négligeables, les capacités bidimensionnelles produisent des champs électriques qui ne sont pas localisés seulement entre leurs « armatures » et il faut prévoir des électrodes de garde pour réduire les capacités croisées.

### Le problème des charges résiduelles

On constate expérimentalement que les tensions de commande qu'il faut appliquer sur les capacités de couplage aux îles sont décalées par rapport à celles que laissent attendre la périodicité en polarisation de charge (voir section 2). Par exemple, pour le transistor SET, le courant minimum au gap de Coulomb n'est pas obtenu pour une tension de « grille » nulle. Tout se passe comme si les capacités de couplage étaient pré-chargées. On constate de plus que ces charges résiduelles peuvent évoluer sur une échelle de temps de quelques heures. Leur origine n'est pas comprise actuellement, mais l'oxyde à la surface du substrat de silicium pourrait être en cause. L'existence de ces charges résiduelles pose un sérieux problème pour la fabrication de circuits possédant un grand nombre d'îles. Tant que ce problème n'est pas résolu, il est difficile d'envisager la mise en parallèle d'un grand nombre de dispositifs du type pompe ou d'écluse pour augmenter le courant synchronisé par une fréquence.

### Circuits à un électron basés sur un gaz d'électrons à 2 dimensions

Une autre technologie utilisant le gaz bidimensionnel d'électrons (GBE) dans une hétérojonction AsGa/AlAsGa a été récemment développée par les groupes de M. Kastner au MIT, de J. Mooij de l'Université de Delft, et de F.I.B. Williams à Saclay. Les îles conductrices sont obtenues en déplaçant le GBE à l'aide d'électrodes métalliques, de forme adaptée, placées à un potentiel très négatif par rapport au GBE. Si deux îles sont suffisamment proches (10 nm), les électrons peuvent passer par effet tunnel d'une île à l'autre. Contrairement aux jonctions métal-isolant-métal, la résistance tunnel d'une jonction GBE peut se régler par les tensions appliquées sur les électrodes de commande.

Les circuits réalisés avec des jonctions métalliques ont été transposés avec succès : i) Les groupes du MIT et de Saclay ont développé un transistor SET qui a été utilisé pour comprendre comment les effets à un électron dans le GBE se combinent avec l'effet Hall quantique, dans les régimes entier et fractionnaire. ii)

Le groupe de Delft a fabriqué un circuit à deux jonctions, dont les résistances tunnel sont contrôlées par des tensions sinusoïdales périodiques en opposition de phase, pour transférer des électrons de façon contrôlée. Bien qu'inférieurs en précision aux résultats obtenus avec les jonctions métalliques, ces premiers travaux montrent que les GBE sont une variante intéressante à la technologie des jonctions métalliques.

### C. 5. Comparaison entre la N-pompe et la N-écluse

Examinons d'abord l'énergie dissipée par ces deux dispositifs basés sur deux principes de fonctionnement différents. L'énergie dissipée par cycle et par île dans la N-écluse est toujours supérieure à  $e^2/C$ , et augmente avec la fréquence  $f$ . En revanche, l'énergie dissipée par cycle et par île dans la N-pompe est toujours proportionnelle à  $\sqrt{f}$ . La température limite de fonctionnement de la N-pompe peut donc être plus basse.

La probabilité des effets tunnel concomitants est délicate à estimer dans la N-écluse. Le taux d'erreur  $(I - ef)/ef$  au point optimal du plateau est approximativement donné par l'expression suivante :

$$|\varepsilon| \approx \left( \frac{R_K}{R_T} \right)^{1+N/2} \frac{1}{R_T C f} \quad (\text{C. 9})$$

La situation est plus simple pour la N-pompe. Une erreur se produit lorsque, par exemple, un électron entre dans la première île par un effet tunnel concomitant des  $(N-1)$  jonctions de droite à la place d'une simple transition de la première jonction. Le taux d'erreur à tension de polarisation nulle est approximativement donné par l'expression suivante :

$$\varepsilon = - \left( \frac{R_K C f}{2\pi^2} \right)^{N-2} \quad (\text{C. 10})$$

Les dépendances vis-à-vis de  $f$  sont très différentes. Alors que le taux d'erreur de l'écluse diverge lorsque

la fréquence tend vers zéro, celui de la pompe devient au contraire négligeable. Des calculs plus précis montrent qu'un taux d'erreur par effet tunnel concomitant inférieur à  $10^{-8}$  est possible dans la pompe pour  $N = 5$  jusqu'à une fréquence de 10 MHz.

Une autre paramètre important pour un étalon de courant est la plage de fonctionnement en tension. Celle-ci est étroite pour l'écluse et large pour la pompe, en comparaison avec le gap de Coulomb du circuit.

### Bibliographie

- [1] AVERIN D.V. and LIKHAREV K.K., 1986, *J. Low Temp. Phys.* 62, 345.
- [2] AVERIN D.V. and ODINTSOV A.A., 1989, *Sov. Phys. JETP* 69, 766.
- [3] AVERIN D.V. and LIKHAREV K.K., 1991, in « Quantum Effects in Small Disordered Systems » edited by B. Al'tshuler, P. LEE and R. WEBB (Elsevier, Amsterdam).
- [4] Bulletin du Bureau National de la Métrologie, 1990, 79, 5.
- [5] CLELAND A.N., SCHMIDT J.M. and CLARKE J., 1990, *Phys. Rev. Lett.* 64, 1565.
- [6] DELSING P., LIKHAREV K.K., KUZMIN L.S. and CLAESON T., 1989, *Phys. Rev. Lett.* 63, 1861.
- [7] DEVORET M.H., ESTEVE D., GRABERT H., INGOLD G.L., POTHIER H. and URBINA, 1990, *Phys. Rev. Lett.* 64, 1824.
- [8] DEVORET M.H. and GRABERT H., 1991, « Single Charge Tunneling », NATO ASI Les Houches, 5-15 Mars (à paraître).
- [9] DOLAN G.J. and DUNSMUIR J.H., 1988, *Physica B* 152, 7.
- [10] FULTON T.A. and DOLAN G.J., 1987, *Phys. Rev. Lett.*, 59, 109.
- [11] GEERLIGS L.J., ANDEREGG V.F., HOLWEG P., MOOU J.E., POTHIER H., ESTEVE D., URBINA C. and DEVORET M.H., 1990, *Phys. Rev. Lett.* 64, 2691.
- [12] KUZMIN C.S., NAZAROV Y.V., HAVILAND D.B., DELSING P. and CLAESON T.S., 1991, *Phys. Rev. Lett.* 67, 1161.
- [13] KUZMIN L.S. and HAVILAND D.B., 1991, submitted to *Phys. Rev. Lett.* 67, 2890.
- [14] LAMBE J. and JAKLEVIC R.C., 1969, *Phys. Rev. Lett.* 22, 1371.
- [15] LIKHAREV K.K. and ZORIN A.B., 1985, *Low J. Temp. Phys.* 59, 347.
- [16] POTHIER H., LAFARGE P., ORFILA P.F., URBINA C., ESTEVE D. and DEVORET M.H., 1991, *Physica B* 169, 573.
- [17] URBINA C., POTHIER H., LAFARGE P., ORFILA P.F., ESTEVE D., DEVORET M.H., GEERLIGS L.J., ANDEREGG V.F., HOLWEG P.A.M. and MOOU J.E., 1991, *IEEE Trans. Mag.* 27, 2578.
- [18] ZELLER H.R. and GIAVER, 1969, *Phys. Rev.* 181, 789.