

Physique mésoscopique

M. Michel DEVORET, membre de l'Institut
(Académie des sciences), professeur

1. Enseignement au Collège

1.1. Cours de l'année 2009 : Signaux et circuits quantiques (2^e partie)

En informatique, la notion de bit, unité élémentaire d'information, est souvent discutée en termes abstraits, dissociés d'une implémentation particulière, par exemple lorsqu'on aborde les opérations Booléennes. Ceci est justifié par l'universalité de la plupart des algorithmes et des protocoles de communication, qui sont largement indépendants des détails de la représentation. Toutefois, quand on s'intéresse aux limites ultimes du traitement de l'information et notamment à des caractéristiques comme le débit, le volume de données, la consommation d'énergie, le temps de latence, etc., la nature physique des degrés de liberté porteurs de l'information et leurs interactions mutuelles deviennent cruciales. Dans ce cours, nous explorons la physique des dispositifs et des systèmes électroniques qui traitent l'information au niveau le plus élémentaire : le un et le zéro sont représentés par la présence et l'absence d'un quantum d'excitation des champs électromagnétiques dans le circuit. Les leçons de cette année ont abordé les situations où le traitement du signal quantique par le circuit est faiblement hors-équilibre.

La première leçon a commencé par la discussion des limites physiques des machines à traiter l'information. On sait que le problème de l'efficacité des machines thermique a débouché, à la suite des travaux pionniers de Sadi Carnot, sur l'élaboration de la thermodynamique. Suivant la phrase provocatrice de Charlie Bennett, un ordinateur est une machine qui « convertit l'énergie libre en travail mathématique et en chaleur perdue ». Mais alors combien d'énergie est nécessaire pour une opération de calcul élémentaire ? Quelle est sa durée minimale ? Landauer et Bennett nous ont appris que le coût énergétique d'un calcul n'est déterminé en principe que par la chaleur perdue lors de l'effacement du registre de sortie de la machine, effacement qui devient nécessaire à un moment donné pour stocker de

nouvelles données dans le registre. C'est d'ailleurs ce principe du coût d'effacement de la mémoire qui résout le paradoxe du Démon de Maxwell. On arrive ainsi aux circuits supraconducteurs, capables de traiter l'information de manière réversible, et à leur version quantique, objet du cours, dans laquelle un bit d'information est codé par un seul photon microonde. Nous avons rappelé les lois de commutations des variables collectives des circuits que sont le flux et la charge de branche, généralisations du flux magnétique à travers une boucle et de la charge électrique d'une électrode isolée. Le flux aux bornes d'un élément tunnel Josephson est une variable particulièrement subtile car elle décrit une inductance non-linéaire dont l'énergie est une fonction périodique du flux. Du fait de la bande d'énergie interdite des excitations dans la supraconductivité des électrodes de la jonction Josephson, cette inductance ne comprend aucune partie dissipative, du moins dans l'état des connaissances actuelles, lorsque la jonction est en équilibre thermodynamique à des températures très inférieures à celle associée à la bande interdite.

Dans la seconde leçon, nous avons abordé en premier lieu la discussion d'un mécanisme dissipatif subtil pouvant affecter les jonctions Josephson dans une situation hors-équilibre, qui est le défaut de parité des électrodes supraconductrices. Si une jonction isolée comporte un nombre impair d'électrons, un électron restera célibataire et il pourra être accéléré si une tension se manifeste entre les deux électrodes. Nous avons ensuite consacré le reste de la leçon au problème de la nature de la variable conjuguée du flux à travers l'élément Josephson. Ce problème se simplifie dans deux cas extrêmes. Si au moins une des électrodes de la jonction est isolée électriquement, la variable conjuguée du flux est la charge totale de cette électrode, variable discrète qui est un multiple de la charge d'une paire de Cooper. Si en revanche, la jonction est shuntée par une inductance pure, la variable conjuguée du flux est la charge continue stockée dans la capacité de la jonction. Il faut remarquer que si dans le premier cas, la fonction d'onde associée au flux est périodique avec une période égale au quantum de flux supraconducteur, dans le second cas, la fonction d'onde s'étend sur tout l'axe des nombres réels sans symétrie particulière. Dans le cas d'un environnement électromagnétique général pour la jonction, celui-ci « observe » le flux de cette dernière, et on est conduit au problème d'écrire l'hamiltonien d'un circuit quantique arbitraire traité dans le cours de l'année 2008.

Nous avons consacré **la troisième leçon** à la dualité flux-charge, en opposant les cas de deux « atomes artificiels » supraconducteurs de base : la boîte à paires de Cooper et le SQUID-RF (SQUID=Superconducting QUantum Interference Device). Les variables de bases de ces deux circuits sont en quelque sorte électriquement duales : il s'agit, d'une part, de la charge d'une île supraconductrice isolée pour la boîte, et d'autre part, du flux à travers une boucle supraconductrice pour le SQUID. Dans la boîte, la fonction d'onde du circuit est localisée en charge et les fluctuations de charge, exprimées en unité de la charge d'une paire de Cooper sont donc plus petites que l'unité. Dans le SQUID, la fonction d'onde est localisée en flux et ce sont les fluctuations de flux qui sont plus petites que le quantum de flux. Il faut toutefois noter une différence importante : dans la boîte, la charge est

une variable discrète ne prenant que des valeurs qui sont des multiples entiers de la charge $2e$ d'une paire de Cooper, alors que dans le SQUID, le flux prend des valeurs continues. Nous avons ensuite introduit l'importante notion d'anharmonicité du circuit, qui décrit de combien les niveaux d'énergie s'écartent du spectre harmonique où ils forment une échelle uniforme. L'anharmonicité est une fonction du rapport entre l'énergie de charge E_C , correspondant à l'énergie de Coulomb de la charge e d'un électron sur la capacité associée à la jonction tunnel, et l'énergie Josephson E_J correspondant à une différence de phase supraconductrice de 90 degrés aux bornes de la jonction. Nous avons terminé la leçon en exposant les bases de l'approximation semi-classique pour le cas d'un système quantique d'anharmonicité faible et nous avons démontré que dans le cas du régime « transmon » de la boîte à paires de Cooper correspondant à un rapport E_J/E_C grand devant l'unité, la différence entre deux fréquences de transition successives était donnée par E_C/h , où h est la constante de Planck.

Au cours de la quatrième leçon nous avons exposé les bases de la lecture dispersive d'un bit quantique. Le problème de la lecture du nombre de quanta que renferme un circuit mémorisant un bit quantique est ardu. D'une part on veut que le circuit soit suffisamment isolé lorsqu'il est en mode dormant pour garder au mieux l'information quantique. Mais d'autre part, on veut aussi que lorsque la lecture s'effectue, le circuit soit très bien couplé au dispositif de mesure pour que le résultat soit le plus fidèle possible. La solution consiste à coupler le bit quantique à un résonateur dont la fréquence de résonance est désaccordée de la fréquence de transition du bit quantique. Le résonateur protège le bit quantique des perturbations électromagnétiques extérieures en agissant comme un filtre. Mais l'interaction entre le bit quantique et le résonateur induit un déplacement de la fréquence de ce dernier lorsque le bit change d'état. On peut se représenter cet effet en considérant que l'atome agit pour le résonateur comme une partie de matériau isolant dont la constante diélectrique dépendrait de l'état quantique. En mesurant le déphasage d'une ondelette envoyée dans le résonateur, on peut donc déterminer l'état du bit quantique. Au cours de cette leçon, nous avons établi, en fonction des paramètres du système, la relation entre l'amplitude de l'ondelette et la fidélité de la lecture. Nous avons aussi souligné le lien étroit, pour le régime transmon de la boîte à Paire de Cooper, entre la rapidité de la lecture et l'intensité de l'effet Purcell. Ce dernier est un effet parasite associé au couplage entre l'atome et le résonateur. Plus le couplage est grand plus la lecture peut-être rapide, mais plus l'atome hérite de la dissipation de la cavité, ce qui nuit à sa cohérence. Cette « malédiction » de l'effet Purcell est conjurée dans le circuit Fluxonium décrit en détail dans la sixième leçon.

La cinquième leçon a commencé par le rappel des notions de base de l'électrodynamique en cavité, sujet qu'a développé au Collège Serge Haroche en utilisant un jet d'atomes de Rydberg traversant une cavité supraconductrice formée de deux miroirs microondes convexes en regard. Dans les circuits quantiques, le système analogue est constitué d'un atome artificiel Josephson couplé à une cavité

formée d'une ligne de transmission. Ce type de système illustre de manière très pure la nature de l'interaction quantique entre lumière et matière. En particulier, dans la première partie de la leçon, nous nous sommes intéressé à la mise en évidence, dans les circuits quantiques, du caractère quantifié du champ électromagnétique, ainsi qu'il est révélé par le déplacement des niveaux de l'atome couplé au champ. Nous avons effectué de cette manière le calcul des déplacements en fréquence des niveaux de l'atome dus à la présence d'un seul photon dans la cavité dans le régime transmon décrit dans la troisième leçon. Ce calcul analytique très simple traite en perturbation l'anharmonicité de l'atome. Il est intéressant de calculer aussi de la même manière le déplacement de la fréquence de la cavité résultant de l'excitation de l'atome et de montrer qu'il est identique au premier.

Dans la seconde partie de la leçon, nous avons exposé le lien entre cet effet de déplacement de niveau de l'électrodynamique en cavité et le principe du refroidissement dynamique, que l'on peut aussi observer dans les atomes artificiels en soumettant la cavité à une irradiation microonde à la fréquence correspondant au processus d'échange entre une excitation de l'atome et un photon de la cavité.

La sixième et dernière leçon a été consacrée tout d'abord à la discussion de la correction des erreurs pour la préservation de l'information quantique. Au départ, cette notion de correction quantique des erreurs semblait paradoxale car pour corriger une erreur, il faut d'abord l'avoir mise en évidence. Or mesurer un système, en mécanique quantique, conduit en général à détruire l'information qu'il recèle, si l'axe selon lequel s'effectue la mesure ne coïncide pas avec l'axe employé au départ pour coder l'information. Un tel phénomène n'existe pas pour un système classique dont on peut mesurer en principe l'état sans jamais le perturber, même si l'on ignore le processus de codage permettant de retrouver l'information associée à cet état. Pourtant il est possible de corriger les erreurs affectant une superposition quantique d'état si l'on dispose de plusieurs bits quantiques : cinq est le nombre minimum mais un nombre plus grand est souvent nécessaire pour simplifier l'architecture du système traitant l'informatique quantique. En codant le bit quantique logique désiré à partir de deux états intriqués et correctement choisis des bits quantiques physiques, il est possible de savoir qu'une erreur a perturbé l'un des bits quantiques physiques sans détruire la superposition d'état du bit logique. Le code correcteur d'erreur quantique est conçu de manière que l'erreur translate en bloc le bit logique dans le vaste espace des états intriqués des bits physiques. Laquelle de ces translations en bloc a eu lieu est une variable est-elle-même mesurable et on peut montrer que cette mesure-là n'affecte pas le bit logique, à la différence de la mesure directe de ce dernier. Une fois le type d'erreur connu, il est facile d'effectuer l'opération de correction en effectuant une série de portes logiques sur les bits physiques.

La correction quantique des erreurs est en fait un cas particulier du processus très général appelé rétroaction quantique, dont le but est de stabiliser un système quantique dans un état ou dans une variété d'états choisis à l'avance. La mise en

place du processus de rétroaction quantique semble nécessaire pour l'observation des oscillations Bloch pour un circuit quantique, objet de la deuxième partie de la leçon. Ce phénomène, au cours duquel un courant constant I dans une jonction Josephson induit une oscillation de la tension à ses bornes à une fréquence donnée par $I/2e$, est le dual de l'effet Josephson alternatif, dans lequel une tension V imposée aux bornes d'une jonction Josephson induit dans celle-ci un courant alternatif de fréquence $2eV/h$. De la même façon que l'effet Josephson est la base du standard de tension, les oscillations de Bloch pourraient conduire à un standard de courant. Le conditionnel s'impose ici car la relation de dualité entre les deux effets ne rend pas l'un aussi facile à observer que l'autre. Nous vivons dans un monde où la faible impédance électromagnétique du vide, en regard de celle de l'impédance quantique h/e^2 , privilégie considérablement les fluctuations quantiques de charge par rapport aux fluctuations quantiques du flux. C'est ce qui rend très difficile la stabilisation de l'état quantique nécessaire à l'observation des oscillations de Bloch, lequel état présente de très faibles fluctuations de charge malgré le forçage d'un courant constant à travers la jonction par un circuit extérieur. La leçon s'est terminée par la description du nouveau circuit quantique baptisé Fluxonium, qui est basé sur la très grande inductance présentée par un réseau de jonctions Josephson en série. Un tel réseau pourrait constituer l'environnement électromagnétique de très haute impédance nécessaire à l'état de Bloch, et les manipulations de contrôle de cet état pourraient s'effectuer en exploitant des transitions Raman du Fluxonium, dont le spectre très anharmonique rappelle celui des atomes alcalins employés pour l'horloge atomique.

1.2. Séminaires de l'année 2009

12 mai : Daniel Estève/Patrice Bertet (*Groupe Quantronique, SPEC-CEA Saclay*), Lecture fidèle non-destructive d'un qubit supraconducteur.

19 mai : Christian Glatli (*SPEC-CEA Saclay et LPA ENS Paris*), Statistique de Fermi dans les conducteurs balistiques : conséquences expérimentales vues sous l'angle de l'information quantique.

2 juin : Professor Steve Girvin (*Yale University, États-Unis*), Quantum electrodynamics of superconducting circuits and qubits.

9 juin : Professor Charlie Marcus (*Harvard University, États-Unis*), Electron spin as a holder of quantum information : prospects and challenges.

16 juin : Frédéric Pierre (*LPN/CNRS Marcoussis*), Échange d'énergie dans les canaux de bord du régime Hall quantique.

23 juin : Professor Lev Ioffe (*Rutgers University, États-Unis*), Implementation of protected qubits in Josephson junction arrays

2. Enseignement en dehors du Collège

Octobre 2008 : Série de cinq leçons données dans le cadre de l'École de Physique de Cargèse intitulée *Physique Mésoscopique*.

Novembre 2008 : Série de trois leçons données à Yale, dans le cadre d'un cours intitulé « *Quantum Noise* ».

3. Activité de recherche

3.1. Signaux et circuits quantiques (avec Nicolas Bergeal, Flavius Schakert, Archana Kamal, Adam Marblestone, Chad Rigetti et Benjamin Huard)

Le phénomène d'amplification des signaux électriques par un composant électronique actif est à la base d'un grand nombre d'applications dans tous les domaines de la physique. Les limites ultimes d'un amplificateur sont soumises à un principe dérivé de la relation d'incertitude de Heisenberg : un amplificateur préservant la phase ajoute au moins un bruit dont l'énergie correspond à un demi-photon à la fréquence du signal. En revanche, aucune limitation n'intervient pour un amplificateur qui ne mesure qu'une composante d'un signal ou que son énergie. Le but de notre recherche est de montrer que l'on peut effectivement atteindre en pratique le régime où le bruit d'un amplificateur « utile » n'est limité que par le bruit quantique, et de vérifier les prédictions théoriques concernant le bruit ajouté au signal. Nous travaillons dans le régime micro-onde avec des fréquences de signaux aux alentours de $f = 10\text{GHz}$ et des températures $T \ll hf/k \sim 500\text{mK}$. Nous utilisons des résonateurs micro-ondes supraconducteurs dans lesquels est placé un milieu non-linéaire purement dispersif basé sur des réseaux de jonctions tunnel Josephson pompés par irradiation micro-onde. La limite quantique devrait être atteinte du fait de l'absence de dissipation parasite dans ce type de système, tout en préservant, par degré de liberté amplificateur, une bande passante de l'ordre de 10MHz et un gain de l'ordre de 20dB . Cette année, nous avons poursuivi l'établissement des caractéristiques de ce type d'amplificateur basé sur un modulateur en anneau Josephson, dont le gain mesuré peut dépasser 40dB . Nous avons analysé la mesure de la température de bruit du système complet en nous basant sur le bruit auto-calibré d'un nano-fil de cuivre. Nos résultats indiquent un facteur 3 par rapport à la limite quantique. Nous n'atteignons pas encore la limite ultime mais ce résultat représente quand même une amélioration d'un facteur 30 par rapport aux meilleurs amplificateurs cryogéniques micro-onde basés sur les transistors HEMT. Une nouvelle expérience avec le même type de système a montré que nous pouvions compresser les fluctuations du vide avec un tel système. Notre évaluation des paramètres de cette compression nous donnent un résultat supérieur à un facteur 100.

Nous avons par ailleurs commencé le développement d'une série d'amplificateurs destinés à être couplés avec des qubits supraconducteurs. Ils sont réalisés en une seule couche de lithographie électronique, en évitant le croisement de fils qui créait des couplages parasites dans la version précédente. Cette nouvelle implémentation repose sur l'utilisation de lignes microonde « *stripline* » avec lesquelles nous pouvons mieux contrôler les capacités qui déterminent le facteur de qualité des résonateurs définissant la bande passante du système.

Enfin, nous avons entrepris le montage d'une nouvelle expérience qui utilisera un réfrigérateur à dilution « sec » et qui, grâce à un amplificateur limité quantiquement, pourra explorer l'effet de stabilisation de la fréquence de Rabi

d'un système à deux niveaux grâce à la rétroaction quantique. Cette expérience ambitieuse de contrôle quantique repose sur la possibilité, obtenue en combinant les différents savoir-faire du laboratoire, d'une acquisition et d'un traitement du signal quantique plus rapide que le temps de décohérence du système à deux niveaux.

3.2. *Qubits supraconducteurs* (avec Markus Brink, Kurtis Geerlings, Nick Masluk et Vladimir Manucharyan)

Nous avons poursuivi cette année la mise au point de deux nouveaux qubits supraconducteurs. Le but de cette recherche est de comprendre les facteurs influant sur la décohérence, c'est-à-dire la perte d'information quantique du circuit. Le premier qubit est basé sur le « transmon » qui est une boîte à paires de Cooper dans laquelle on a augmenté le rapport entre l'énergie Josephson et l'énergie de charge de façon à rendre le circuit insensible aux fluctuations de charge du substrat. Dans ce nouveau qubit, la capacité ajoutée à la jonction tunnel est obtenue par une ligne de transmission dans laquelle la jonction est insérée en série au lieu de la configuration parallèle précédemment explorée dans le groupe de R. Schoelkopf. Les mesures des temps de relaxation T_1 et T_2 a montré que la cohérence de notre système était limitée pour l'instant par l'effet Purcell provenant du couplage avec la cavité du système de mesure.

Le deuxième qubit met en jeu une approche encore plus radicale. Nous shuntons une jonction de grande énergie de charge par une très forte inductance réalisée par un réseau de 50 jonctions tunnel en série. Ce shunt des courants continus supprime complètement les fluctuations de charge, tout en rendant possible un contrôle du dispositif par la charge alternative des signaux de mesure. L'année qui vient de s'écouler a été particulièrement féconde pour la recherche effectuée avec ce nouvel atome artificiel, que nous avons baptisé « Fluxonium ». La mesure spectroscopique des niveaux d'énergie du système nous a tout d'abord conduit aux paramètres de l'hamiltonien avec une excellente précision. Nous avons pu conclure que l'inductance que nous avons réalisée grâce aux réseaux de jonctions est 10 000 fois plus grande qu'un fil supraconducteur de même longueur, tout en étant non-dissipative, dans la limite de la précision des mesures. Cette très forte valeur nous a offert toute une série d'opportunités expérimentales, qui exploitent les techniques maintenant bien connues de la manipulation des états d'un atome ou d'un ion pour l'horloge atomique. C'est ainsi que nous avons pu refroidir dynamiquement notre atome artificiel en le soumettant à une radiation micro-onde, exploitant un processus s'apparentant au refroidissement laser découvert par C. Cohen-Tannoudji et son équipe. Toujours dans cette série d'expériences, nous avons pu aussi mettre en évidence le saut de phase de 360 degrés par effet tunnel entre deux puits du potentiel Josephson, effet prédit par Tony Leggett au début des années 1980, mais jamais encore observé.

4. Publications

[1] Houck A.A., Schreier J.A., Johnson B.R., Chow J.M., Koch J., Gambetta J.M., Schuster D.I., Frunzio L., Devoret M.H., Girvin S.M., Schoelkopf R.J., « Controlling the spontaneous emission of a superconducting transmon qubit », *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 080502, 2008.

[2] Schreier J.A., Houck A.A., Koch J., Schuster D.I., Johnson B.R., Chow J.M., Gambetta J.M., Majer J., Frunzio L., Devoret M.H., Girvin S.M. & Schoelkopf R.J., « Suppressing charge noise decoherence in superconducting charge qubits », *Phys. Rev.*, **B 77**, 180502(R), 2008.

[3] Kamal A., Marblestone A., Devoret M.H., « *Signal-to-pump back action and self-oscillation in double-pump Josephson parametric amplifier* », *Phys. Rev.*, **B 79**, 184301, 2009.

[4] Bergeal N., Vijay R., Manucharyan V.E., Siddiqi I., Schoelkopf R.J., Girvin S.M. & Devoret M.H., « *Analog information processing at the quantum limit with a Josephson ring modulator* », À paraître dans *Nature Physics*, 2009 [arXiv : 0805.3452].

[5] Huard B., Bergeal N. & Devoret M.H., « Amplification at the Quantum Limit with the Josephson Ring Modulator », *Proceedings of the Enrico Fermi School on Quantum Coherence in Solid State Systems*, à paraître, 2009.

[6] Marblestone A. & Devoret M.H., « Exponential quantum enhancement for distributed addition with local nonlinearity », à paraître dans *Journal of Quantum Information Processing*.

[7] Manucharyan V.E., Koch J., Glazman L.I. & Devoret M.H., « Fluxonium : Single Cooper-Pair Circuit Free of Charge Offsets », *Science*, **326**, 2009, 113-116.

[8] Koch J., Manucharyan V.E., Devoret M.H. & Glazman L.I., « Charging effects in the inductively shunted Josephson junction », à paraître dans *Physical Review Letters*, 2009.

[9] Manucharyan V.E., Koch J., Glazman L.I. & Devoret M.H., « Coherent oscillations between classically separable quantum states of a superconducting loop », soumis à *Nature*.

[10] Bergeal N., Schakert F., Frunzio L., Schoelkopf R.J., Girvin S.M. & Devoret M.H., « Parametric Amplification with the Josephson Ring Modulator », soumis à *Nature*.

5. Conférences

Exposés donnés sur invitation

Juillet 2008 : Enrico Fermi School of Physics : « Coherence in Quantum Condensed Matter Systems » (2 exposés), Varenna, Italie.

Octobre 2008 : École de Physique Mésoscopique (cours de 5 exposés), Centre de Physique de Cargèse.

Octobre 2008 : Analog Quantum Information Processing Workshop, Boulder, Colorado, USA.

Janvier 2009 : General Seminar, Center for Quantum Information, University of Waterloo, Canada.

Mars 2009 : « March Meeting » de l'American Physical.

Mai 2009 : Physics Colloquium, New York University, New York, USA.

Mai 2009 : Physics Colloquium, City College of New York, New York, USA.

Juin 2009 : Exposé dans le cadre de la Conférence Nobel « Quantum Bits for Quantum Information », Göteborg, Suède.