

Le bruit dissymétrique du courant électrique



Julien Gabelli
gabelli@lps.u-psud.fr

Bertrand Reulet
reulet@lps.u-psud.fr

Laboratoire de Physique des Solides, UMR 8502, CNRS/Université Paris-Sud 11, Orsay

Les fluctuations du courant électrique, phénomènes généralement qualifiés de « bruit », ne sont pas toujours le résultat de la négligence de celui qui les observe. Le bruit électronique naît de la danse des électrons dans les conducteurs. Le considérer comme une cacophonie, c'est oublier que la nature ne fait que suivre la partition dictée par la mécanique quantique. Adapter nos oreilles pour reconnaître cette musique, tel est l'un des enjeux de la physique mésoscopique moderne. En développant les outils adaptés pour mesurer et comprendre ce bruit, on peut remonter aux principes fondamentaux du transport électronique.

A première vue, le bruit électronique est un phénomène néfaste, qui ne fait que dégrader l'information portée par le signal. Il doit donc être traqué puis éliminé. Dans le cas des micro-processeurs, cœur de nos ordinateurs, ce bruit peut être responsable d'erreurs de calcul et pour mieux le combattre, nous avons appris à le caractériser et à remonter à ses origines. C'est ainsi que les micro-processeurs sont refroidis en partie afin de limiter le bruit *thermique*, qu'ils sont fabriqués dans des matériaux semi-conducteurs de plus en plus purs pour réduire le bruit dit *télégraphique*, dû aux mouvements aléatoires des impuretés. Cependant, en y regardant de plus près, le bruit électronique peut s'avérer utile lorsqu'il est par exemple à l'origine de la réalisation de thermomètres primaires (ces thermomètres ne nécessitent aucune calibration car la température mesurée découle directement d'une loi physique fondamentale) fonctionnant sur plus de 5 décades de température, ou lorsqu'il constitue une solution de remplacement des générateurs de nombres pseudo-aléatoires dans l'élaboration de protocoles de cryptographie. En réalité, au-delà de cette utilité, le bruit électronique s'avère être un formidable outil d'investigation des mécanismes de conduction. C'est dans cet esprit que le physicien américain Rolf Landauer, l'un des pères de la physique mésoscopique, a affirmé il y a une trentaine d'années : « Noise is the signal » ! Il exprimait ainsi clairement qu'une compréhension profonde des fluctuations de courant électrique constituait une source précieuse d'informations sur les mécanismes de conduction. Les fluctuations de courant sont en effet le fruit des natures statistique et quantique du transport électronique dans les conducteurs et leur mesure constitue un test poussé de la théorie. Alors que les mesures traditionnelles s'intéressent au courant moyen I au sein d'un échantillon polarisé

par une tension V (ce qui permet de définir la conductance $G = I/V$), nous allons nous concentrer sur les propriétés statistiques des fluctuations du courant $i(t)$ en fonction du temps. Une mesure des fluctuations est donnée par la distribution de probabilité $P(i)$ du courant mesuré sur un intervalle de temps Δt . $P(i)di$ est la probabilité de mesurer un courant de valeur comprise entre i et $i + di$ au cours de la mesure effectuée pendant Δt . Cherchant à caractériser $P(i)$, nous commençons par sa valeur moyenne $I = \langle i(t) \rangle$ et sa variance $\Delta I^2 = \langle \delta i^2 \rangle$ (où $\delta i(t) = i(t) - I$) qui donne la largeur de la distribution $P(i)$. Cette dernière quantité a commencé à être étudiée il y a un siècle environ, et nous rappellerons quelques-uns des principaux résultats dans le cas du bruit thermique. Une étude plus fine des propriétés de $P(i)$ conduit à s'intéresser aux moments d'ordre supérieur de la distribution : $\langle \delta i^n \rangle$, $n \geq 3$. Si cette étude n'a débuté que très récemment (première mesure de $\langle \delta i^3 \rangle$ en 2003), c'est en partie en vertu du théorème de la limite centrale, qui stipule que la distribution de probabilité d'un très grand nombre d'événements indépendants tend vers une distribution gaussienne (voir *encadré 1*). En effet, cette distribution limite étant symétrique autour de sa moyenne, le moment d'ordre trois $\langle \delta i^3 \rangle$ de la distribution $P(i)$ tend vers zéro. Nous allons montrer que, en réalité, $\langle \delta i^3 \rangle$ est non nul et que sa mesure est influencée par l'environnement électromagnétique de l'échantillon, c'est-à-dire par le dispositif de mesure lui-même. Nous le montrerons tout d'abord dans le cas d'une simple « résistance chauffante » puis nous nous intéresserons au cas d'un conducteur à l'échelle mésoscopique, où la nature corpusculaire des électrons est à l'origine du bruit. Nous montrerons enfin les résultats d'une mesure du troisième moment dans la limite quantique, à très basse température et haute fréquence.



Encadré 1

Loi de Gauss – Théorème de la limite centrale

On définit la loi de probabilité gaussienne (ou loi normale) de la variable X , de moyenne $\langle X \rangle$ et de variance ΔX^2 par :

$$P(X = x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \Delta X^2}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \langle X \rangle}{\Delta X} \right)^2 \right]$$

Cette distribution est symétrique autour de sa valeur moyenne : $P(\langle X \rangle - x) = P(\langle X \rangle + x)$, et par conséquent $\langle (X - \langle X \rangle)^3 \rangle = \int (x - \langle X \rangle)^3 P(x) dx = 0$.

L'omniprésence de la loi gaussienne dans la nature vient du théorème de la limite centrale, qui stipule que si la variable X est la moyenne d'un grand nombre N de variables aléatoires indépendantes x_1, \dots, x_N :

$$X = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x_n$$

alors la distribution de X suit une loi gaussienne de moyenne

$$\langle X \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \langle x_n \rangle$$

et de variance

$$\Delta X^2 = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \Delta x_n^2,$$

et ce quelles que soient les distributions de probabilité des x_n .

Un ampèremètre de bande passante Δf mesure le courant moyenné durant un temps $\sim \Delta f^{-1}$, qui est en général très long par rapport au temps qui sépare le passage de deux électrons e/I ($\sim 10^{-13}$ s pour $I = 1\mu A$). Autrement dit, le nombre d'électrons $N = I/(e\Delta f)$ accumulé lors d'une mesure est très grand. Par conséquent, même si la distribution de probabilité qui régit le passage de chaque électron est non-gaussienne, celle du courant intégré pendant Δf^{-1} est très proche d'une

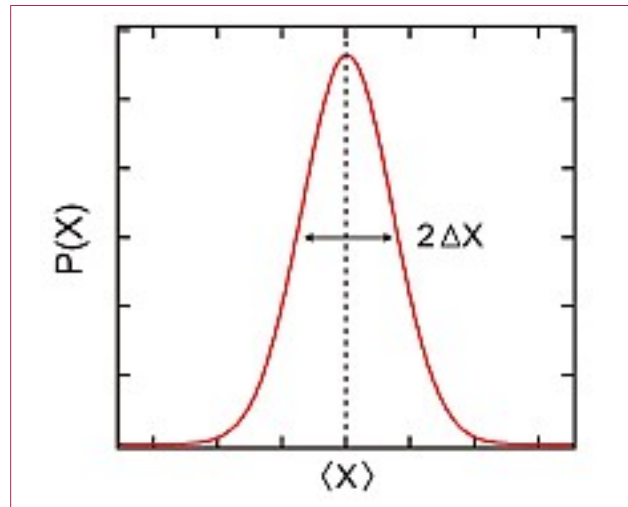


Figure 1 – Distribution de Gauss.

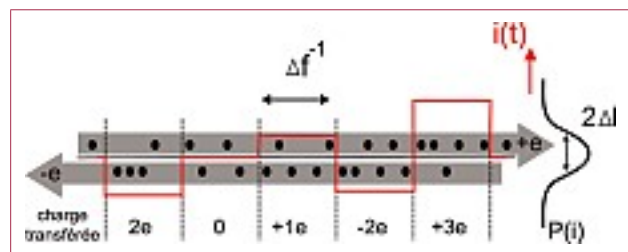


Figure 2 – Représentation des fluctuations du courant électrique. Un appareil de mesure de bande passante Δf mesure la charge qui traverse le conducteur pendant un temps $\sim \Delta f^{-1}$. On effectue la statistique de cette mesure pour en déduire la loi de distribution du courant.

gaussienne (notre expérience correspond à $\Delta f \sim 100$ MHz et $N \sim 10^5$). Pour détecter l'écart à la gaussienne, il faudra répéter les mesures pendant plusieurs jours.

Commençons par la variance $\Delta I^2 = \langle \delta i^2 \rangle$. Sa mesure est esquissée sur la *figure 1a*. À l'équilibre ($V=0$), les fluctuations du courant sont le reflet de l'agitation thermique des électrons ainsi que du caractère désordonné du conducteur, qui se traduit par une plus ou moins grande conductivité. Cette relation de cause à effet se traduit par une correspondance très générale entre les fluctuations ΔI^2 et la dissipation (reliée à la conductance électrique G) du courant au sein du conducteur. Dans le cas qui nous intéresse, elle est donnée par la formule de Johnson et Nyquist (1928) : $\Delta I^2 = 4Gk_B T \Delta f$, où $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ est la constante de Boltzman, T la température et Δf la bande passante de l'appareil de mesure (fréquence maximale des fluctuations mesurables par l'ampèremètre). Notons que l'on pourrait également mesurer les fluctuations de tension aux bornes du conducteur, voir *figure 1b*. Ces deux façons d'effectuer la mesure donnent des résultats équivalents ; de même que les valeurs moyennes sont reliées par $V = RI$ (où $R = 1/G$ est la résistance), les fluctua-

tions satisfont la relation $\Delta V = R\Delta I$. Nous verrons par la suite que ce résultat simple ne s'étend pas aux moments d'ordres supérieurs.

Bruit hors d'équilibre : chauffage

Qu'advient-il de $P(i)$ lorsqu'une tension est appliquée aux bornes d'un conducteur ? Commençons par considérer une simple résistance. Nous savons, d'après les lois de la thermodynamique, que $P(i)$ est une distribution gaussienne à l'équilibre, c'est-à-dire lorsqu'aucune tension n'est appliquée aux bornes de la résistance. Hors d'équilibre, le courant qui la parcourt dissipe de l'énergie par effet Joule (correspondant à une puissance $P_J = RI^2$), ce qui élève sa température. L'agitation thermique (et donc le bruit) augmentant, ΔI^2 croît avec le courant moyen. Le bruit fait dans ce cas office de thermomètre. Ce n'est cependant pas tout.

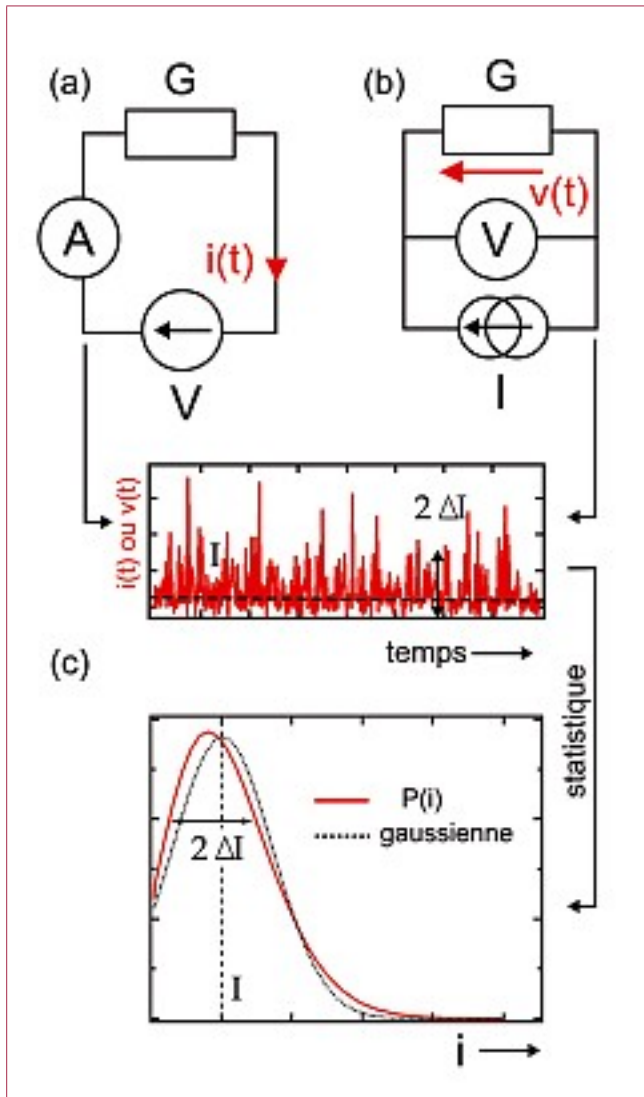


Figure 1 – (a) Mesure des fluctuations de courant $i(t)$ dans un circuit alimenté par un générateur de tension. La variance ΔI^2 est obtenue à partir de l'histogramme des valeurs de $i(t)$ mesurées au cours du temps. (b) Mesure des fluctuations de tension $v(t)$ aux bornes d'un générateur d'intensité, d'où sont extraites la variance ΔV^2 . (c) Histogramme des fluctuations de courant/tension.

L'application d'une tension a brisé une symétrie (voir [figure 1c](#)) : le courant électrique a choisi un sens, de sorte que ses fluctuations n'ont plus de raison *a priori* d'être symétriques autour de la valeur moyenne : $P(-\delta i) \neq P(\delta i)$.

Cela se traduit par l'apparition d'un moment d'ordre trois : $\langle \delta i^3 \rangle \neq 0$. Par quel mécanisme ? Par rétroaction thermique. Une fluctuation lente de courant $\delta i(t)$ induit une variation de la puissance dissipée par effet Joule, $\delta P_J(t) = 2RI \delta i(t)$, qui se traduit par une variation de température $\delta T(t) = G_T^{-1} \delta P_J(t)$, où G_T est la conductance thermique entre les électrons et leur thermostat. Il y a donc une corrélation entre $\delta i(t)$ et $\delta T(t)$, soit $\langle \delta i \delta T \rangle \neq 0$. Comme $\delta T(t)$ est relié à $\langle \delta i^2 \rangle$ (le bruit est un thermomètre), il en résulte l'apparition d'un moment d'ordre trois des fluctuations du courant, associé au fait que les électrons ne sont pas parfaitement thermalisés et que l'équilibre thermique n'est atteint qu'au bout d'un certain temps caractéristique de thermalisation. En effet, les corrélations entre fluctua-

tions de courant et fluctuations de température ne vont avoir lieu que si la température a le temps de suivre le chauffage, c'est-à-dire pour des temps plus longs que le temps de thermalisation des électrons. Autrement dit, seules les fluctuations lentes contribuent au troisième moment. Nous voyons alors se dessiner les limites de la description en terme de densité de probabilité : la statistique est effectuée sur une mesure durant Δt et ne permet pas de définir précisément les fluctuations qui ont lieu à des échelles de temps distinctes. La description purement statistique ne suffit donc plus et il va falloir s'intéresser à la dépendance en fréquence des corrélations des fluctuations de courant. Nous reviendrons sur ce point dans le cadre de la mécanique quantique. Malgré la petitesse de l'effet, qui limite pour le moment son observation expérimentale, et les subtilités liées à sa dépendance en fréquence, il apparaît clairement que la majorité des appareils électriques qui nous entourent (four, ampoule, etc.) émettent un bruit dissymétrique. Nous venons de prouver, dans le cas d'une résistance, que la raison pour laquelle le bruit est dissymétrique provient du couplage thermique entre la résistance et son environnement et nous verrons par la suite que ce couplage à l'environnement peut être d'origine électromagnétique. Il existe cependant des systèmes pour lesquels le bruit est intrinsèquement dissymétrique. C'est par exemple le cas des petits objets, où le bruit trouve son origine dans la nature corpusculaire des électrons. Nous nommons le bruit associé « bruit de grenaille », que nous allons maintenant aborder.

Bruit de grenaille d'une jonction tunnel

La jonction tunnel est l'archétype du conducteur mésoscopique présentant du bruit de grenaille. Elle est composée de deux contacts métalliques séparés par une fine couche d'isolant (quelques nanomètres d'épaisseur, voir [figure 2](#)). La conduction électrique est assurée par le passage aléatoire des électrons d'un contact à l'autre par effet tunnel, effet quantique lié à la nature ondulatoire des électrons à cette échelle.

Le courant résultant est une suite d'impulsions associées au passage de chaque électron. À l'image du bruit que font les gouttes de pluie tombant sur un parapluie, ces trains d'impulsions sont à l'origine du bruit de grenaille électronique. Dans le cas de la jonction tunnel, l'étude statistique des fluctuations du courant se ramène au dénombrement des charges qui traversent la jonction durant un intervalle de temps donné (voir [encadré 2](#)). Les passages successifs des électrons étant indépendants les uns des autres, on peut montrer que le courant suit une statistique de Poisson dont la variance est donnée par : $\Delta I^2 = 2qI \Delta f$ où q est la charge des porteurs du courant électrique (ceci n'est valable que dans la limite $I \gg Gk_B T/q$). La mesure du bruit révèle par conséquent la charge q ; dans un conducteur ordinaire, $q = e$ où $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{C}$ est la charge



Encadré 2

Modélisation de la jonction tunnel - loi de Poisson

On peut modéliser le courant électrique qui traverse une jonction tunnel en considérant que le passage de chaque électron à travers la barrière tunnel est indépendant de celui des autres et que ce passage s'effectue à chaque intervalle de temps τ avec une probabilité D . Si, dans la limite $D \rightarrow 0$, l'électron a une probabilité de passage par unité de temps $\gamma = D/\tau$ constante, alors ce processus est similaire au phénomène de désexcitation radioactive qui suit une loi de Poisson.

Pour la jonction tunnel, $\gamma = I/e$ peut être varié en changeant la tension de polarisation. Les fluctuations du courant sont régies par la loi de Poisson (voir figure 1), pour laquelle tous les moments sont proportionnels au courant moyen : $\langle \delta i^n \rangle \propto e^{n-1} I$. En particulier, la distribution de probabilité n'est pas symétrique autour de sa valeur moyenne. Cette brisure de symétrie vient du fait que tous les électrons vont dans le même sens : la probabilité d'avoir un courant négatif est nulle. Cette symétrie est brisée dès que la tension appliquée est suffisante, c'est-à-dire pour $eV > k_B T$.

On peut retrouver ce résultat simplement à l'aide de notre petit modèle : le passage d'un électron durant un temps τ crée une impulsion de courant de valeur moyenne e/τ . Puisque le passage de l'électron se produit avec une probabilité D , le courant moyen est donné par $I = \langle i \rangle = De/\tau$. De même, la moyenne du carré du courant est $\langle i^2 \rangle = D(e/\tau)^2$, et la variance $\Delta I^2 = \langle i^2 \rangle - \langle i \rangle^2 = (e/\tau) (1 - D) I$ (les impulsions de courant ne

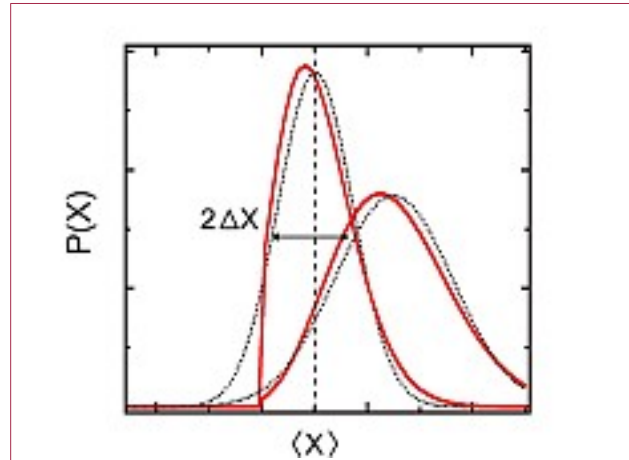


Figure 1 – Distributions de Poisson (courbe rouge) pour deux valeurs de la moyenne $\langle X \rangle$. Les courbes en pointillés représentent les distributions de Gauss de même valeur moyenne et même variance. On note que les courbes rouges sont asymétriques alors que les courbes noires pointillées sont symétriques.

se chevauchent pas). Puisque $D \ll 1$ on trouve $\Delta I^2 = e I \Delta f$ où $\Delta f \sim \tau^{-1}$. De même :

$$\langle \delta i^n \rangle = D(e/\tau)^n = (e \Delta f)^{n-1} I$$

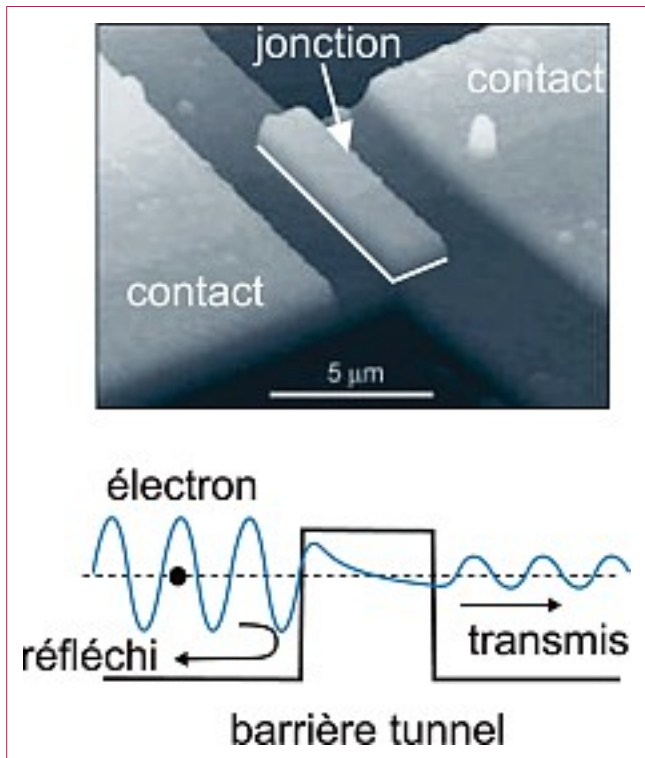


Figure 2 – Image obtenue au microscope à force atomique d'une jonction tunnel, composée de deux contacts d'aluminium séparés par une couche isolante d'oxyde d'aluminium. La surface de la jonction de $\sim 10 \mu\text{m}^2$ assure une transmission très faible par unité de surface et une résistance proche de 50Ω (photographie : Lafe Spietz, Yale University).

de l'électron. On peut également observer $q \neq e$ pour des conducteurs plus complexes : $q = 2e$ pour une jonction entre un métal normal et un métal supraconducteur, $q = e/3$ dans le régime d'effet Hall fractionnaire, etc. Par ailleurs, la statistique de Poisson, propre au mécanisme de transport à travers la jonction tunnel, présente un moment d'ordre 3 donné par $\langle \delta i^3 \rangle = q^2 I \Delta f^2$. Remarquons que ce dernier s'annule à l'équilibre $I = 0$, valeur pour laquelle la symétrie des fluctuations de courant est restaurée. $\langle \delta i^3 \rangle$ reste ainsi indépendant de la température contrairement à $\langle \delta i^2 \rangle$ qui, à basses fréquences, n'est plus lié qu'aux fluctuations thermiques. Cette prédiction a été vérifiée expérimentalement, depuis la température ordinaire jusqu'à des températures inférieures à un degré Kelvin.

Troisième moment des fluctuations : effets de l'environnement électromagnétique

Nous avons vu que les moments d'ordre 2 des fluctuations de courant à V fixé et de tension à I fixé étaient proportionnels : $\Delta V = R \Delta I$. Qu'en est-il des moments d'ordres supérieurs ? Cette question s'avère essentielle puisque, expérimentalement, il est souvent plus facile d'imposer un courant et de mesurer une tension que l'inverse (au moins pour un échantillon pas trop résistif). Nous allons voir que le passage d'une polarisation en

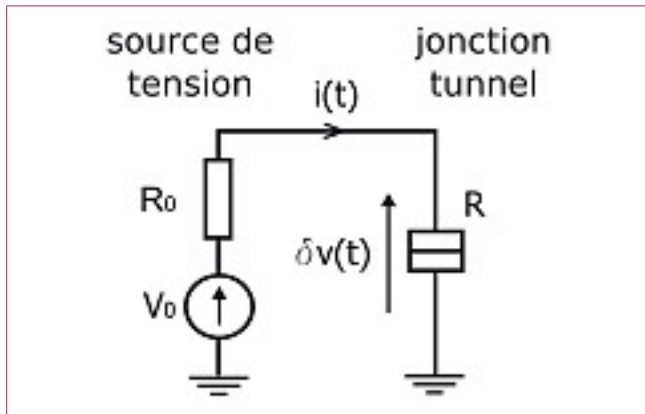


Figure 3 – Effet de l’environnement électromagnétique (schématisé par la résistance R_0) lors de la mesure des moments d’ordres supérieurs des fluctuations de tension $\delta v(t)$. Les fluctuations de courant $\delta i(t)$ dues au bruit de grenaille sont modélisées par une source de courant en parallèle de la jonction tunnel.

tension à une polarisation en courant n’est malheureusement pas sans effet... Pour le comprendre, considérons le circuit de la *figure 3* : une jonction tunnel est polarisée au travers d’une résistance R_0 . Le cas $R_0 = 0$ correspond à une polarisation en tension parfaite et le cas $R_0 \rightarrow \infty$ à une polarisation en courant parfaite. Dès que $R_0 \neq 0$, les fluctuations de courant $\delta i(t)$ engendrées par l’échantillon induisent des fluctuations de tension $\delta v(t) = -R_0 \delta i(t)$. Puisque, *via* le bruit de grenaille, la variance du bruit $\langle \delta i^2 \rangle$ dépend de la tension aux bornes de l’échantillon, il va y avoir corrélation entre δi et δi^2 , d’où une contribution à $\langle \delta i^3 \rangle$...

Ce phénomène correspond à une rétroaction de l’environnement électromagnétique (modélisé par R_0), similaire à la rétroaction thermique abordée dans le cas de la résistance de chauffage. Expérimentalement, les fluctuations de courant mises en jeu dans les conducteurs étudiés sont extrêmement petites et nécessitent d’être amplifiées. La résistance R_0 est alors l’impédance d’entrée de l’amplificateur, qui vaut généralement 50 Ohms dans les circuits haute-fréquence. À ceci s’ajoutent les fluctuations thermiques de R_0 qui modulent le bruit émis par la jonction contribuant aussi au troisième moment. Ces termes liés aux rétroactions électromagnétique et thermique vont donc contribuer à « noyer » le troisième moment intrinsèque que l’on cherche à isoler dans le souci de mieux comprendre les mécanismes du transport, ici associés à un processus poissonnien. Le résultat de la mesure dépend donc cruciallement du dispositif expérimental. Comme pour le couplage thermique à l’environnement, la rétroaction électromagnétique n’est pas instantanée : le fait que R_0 dépende de la fréquence induit une dépendance en fréquence de $\langle \delta i^3 \rangle$, que nous allons maintenant étudier.

Mesures à fréquence non nulle

L’existence de temps caractéristiques du couplage du système à l’environnement, de temps de relaxation du système lui-même, ou encore de temps de réponse du système de mesure, nous impose de tenir compte du

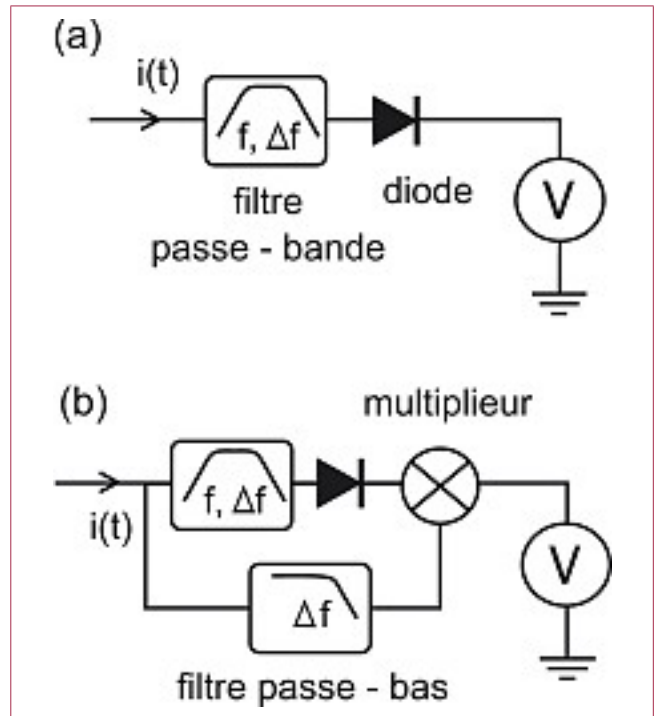


Figure 4 – Dispositif radiofréquence utilisé pour la mesure (a) du deuxième moment $S_2(f)$ à fréquence f , (b) du troisième moment $S_3(f, 0)$ aux fréquences f et 0.

caractère temporel des fluctuations ou, ce que nous allons privilégier ici, du caractère fréquentiel. Nous avons vu que la variance mesurée par le dispositif de la *figure 1a* est proportionnelle à la bande passante Δf de l’appareil de mesure. Elle correspond à la puissance émise par l’ensemble des composantes spectrales du signal dont les fréquences sont comprises entre 0 et Δf . Cependant, comme un photographe utiliserait des filtres colorés pour sélectionner une couleur particulière émise par un objet multicolore, on peut prendre en compte la dépendance en fréquence de la variance, en restreignant l’intervalle de fréquence à l’aide d’un filtre de largeur Δf centré autour d’une fréquence choisie f . On peut alors définir la *densité spectrale de bruit* à la fréquence f par $S_2(f) = \Delta I(f)^2 / \Delta f$.

$S_2(f)$ est proportionnelle à la puissance électrique portée par le signal dans une tranche de fréquences de 1 Hertz autour de f . Sa mesure est obtenue grâce à un détecteur de puissance (une diode qui mesure le carré du courant) précédé d’un filtre passe-bande à la fréquence f (voir *figure 4a*).

Il apparaît naturel, au vu du montage expérimental considéré, de décomposer les fluctuations temporelles du courant dans l’espace des fréquences : $\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{i}(f') \exp(i 2\pi f' t) df'$. Le filtre passe bande ne laisse alors passer que les composantes spectrales dans les intervalles de fréquences $[-f - \Delta f/2, -f + \Delta f/2]$ et $[f - \Delta f/2, f + \Delta f/2]$. On peut ré-écrire $S_2(f) = \langle \delta \tilde{i}(f) \delta \tilde{i}(-f) \rangle$. Cette description fréquentielle permet de définir de manière identique le corrélateur d’ordre 3 du courant (pendant du troisième moment de la distribution des courants) par :



$S_3(f, f') = \langle \delta \tilde{i}(f) \delta \tilde{i}(f' - f) \delta \tilde{i}(-f') \rangle$. Comme nous l'avons vu précédemment, qu'il soit thermique ou électromagnétique, le couplage à l'environnement se traduit par une dépendance en fréquence de S_3 à l'échelle des temps caractéristiques de couplage entre l'échantillon et son environnement. Il existe cependant une contribution intrinsèque à S_3 dans le cas du bruit de grenaille émis par la jonction tunnel : un modèle classique (voir encadré 2) prédit $S_3 = e^2 I$, indépendant de toute fréquence. Qu'en est-il en prenant en compte l'aspect quantique du transport ? Afin de répondre expérimentalement à cette question, nous allons décrire maintenant comment effectuer une telle mesure. Nous allons nous restreindre au cas où l'une des fréquences est très basse, $f' = \varepsilon \rightarrow 0$, soit $S_3(f, \varepsilon) \simeq S_3(f, 0)$. Tout comme pour $S_2(f)$, l'expression de $S_3(f, 0)$ en termes de produits de composantes spectrales du courant se traduit directement sur le schéma électronique de la figure 4b : la composante spectrale à basse fréquence $\delta \tilde{i}(\varepsilon)$ est multipliée par les fluctuations à hautes fréquences $\delta \tilde{i}(f) \delta \tilde{i}(\varepsilon - f)$.

Pour des raisons que nous allons expliciter plus loin, nous avons effectué la mesure sur une jonction tunnel à très basse température $T = 35 \text{ mK}$ obtenue à l'aide d'un réfrigérateur à dilution. Le dispositif expérimental que nous avons utilisé est représenté sur la figure 5. Un courant continu est imposé à l'échantillon via une inductance. Les fluctuations de tension aux bornes de la jonction sont alors détectées à l'aide d'un amplificateur cryogénique couplé à l'échantillon par une capacité. Le couple inductance/capacité (appelé « T » de polarisation) sert à séparer la polarisation en courant continu des fluctuations à hautes fréquences, qui sont détectées dans la bande 0.01 – 8 GHz. Du fait de l'impédance d'entrée finie $R_a = 50 \Omega$ de l'amplificateur, la mesure contient les effets de l'environnement électromagnétique, qu'il faut précautionneusement soustraire (R_a joue ici le rôle du R_0 de l'environnement). Sur la figure 6a sont représentés les résultats expérimentaux pour $f \sim 6 \text{ GHz}$. Après soustraction des contributions environnementales, le résultat pour la partie intrinsèque de $S_3(f, 0)$ est présenté sur la figure 6b. On voit bien que les parties intrinsèque et extrinsèque sont du même ordre de grandeur, mais ont des formes clairement différentes. Le résultat pour la partie intrinsèque est le suivant : $S_3(f, 0) = e^2 I$. Le troisième moment des fluctuations est insensible à la fréquence ! Nous allons maintenant voir en quoi ce résultat est pour le moins surprenant.

Régime quantique

Une jonction tunnel n'a pas de temps caractéristique intrinsèque, le temps de passage des électrons au travers de l'isolant étant extrêmement bref. Mais pourquoi avoir fait cette expérience, et pourquoi de telles conditions drastiques de température et de fréquence ? Afin d'entrer dans le régime quantique. Jusqu'à présent, nous avons considéré les électrons comme des « billes » et les

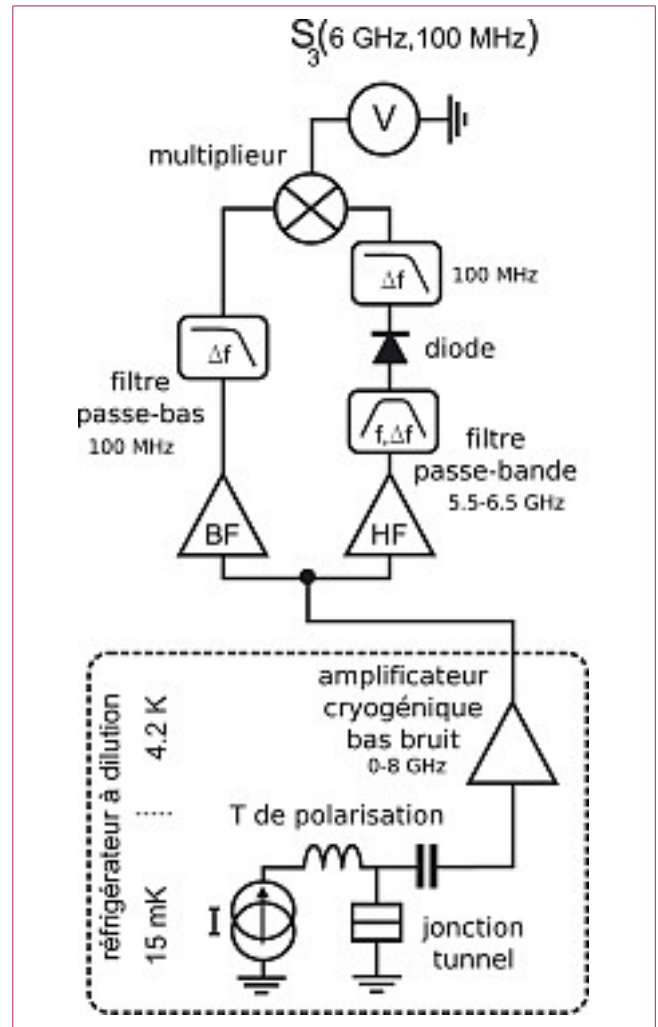


Figure 5 – Dispositif expérimental pour la mesure du troisième moment des fluctuations de tension $\langle \delta \tilde{v}(f) \delta \tilde{v}(\varepsilon - f) \delta \tilde{v}(-\varepsilon) \rangle$ aux bornes d'une jonction tunnel refroidie à très basse température. Ici $f \sim 6 \text{ GHz}$ et $\varepsilon \sim 100 \text{ MHz}$.

courants comme des grandeurs classiques. Or tout ceci devient faux à haute fréquence et basse température, plus précisément lorsque l'énergie associée à la fréquence, hf (où $h = 6.62 \times 10^{-34} \text{ Js}$ est la constante de Planck) est supérieure aux énergies associées à la température $k_B T$ et à la tension eV . Une fréquence de 1 GHz correspond à une température de 50 mK et une tension de $4 \mu\text{V}$. D'où la nécessité de travailler dans un cryostat à dilution et dans le domaine des micro-ondes pour parvenir à ce régime quantique. Comment interpréter les fluctuations du courant dans ce régime quantique ? On a vu que $S_2(f)$ mesurerait la puissance électrique des fluctuations à la fréquence f . Ceci est donné par le nombre $N(f)$ de photons d'énergie hf émis par seconde : $S_2(f) = N(f) hf$.

Or un électron d'énergie eV traversant la jonction tunnel ne peut émettre de photon d'énergie supérieure à la sienne (voir figure 7), ce qui implique que $N(f) = 0$ pour $eV < hf$. Comment se peut-il que le troisième moment soit non nul dans ce régime ? Bien que ceci ne soit pas encore bien compris, il est probable qu'il faille tenir compte d'un ingrédient supplémentaire de la mécanique quantique : le mouvement de point zéro, nommé aussi « demi-photon

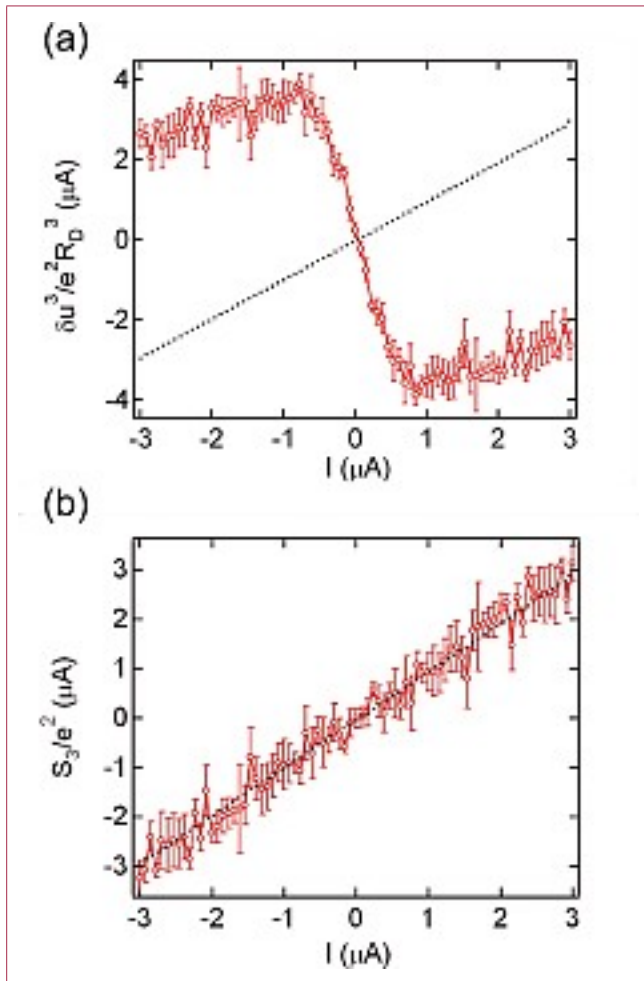


Figure 6 – (a) Troisième moment des fluctuations de tension mesurées aux bornes d’une jonction tunnel pour une fréquence $f \simeq 6\text{GHz}$ et une température $T \simeq 35\text{mK}$ (points rouges). La droite en pointillés noirs correspond à la partie intrinsèque. (b) Troisième moment des fluctuations de courant $S_3(f, 0)$ obtenu après avoir pris en compte les effets de l’environnement, mesurés séparément.

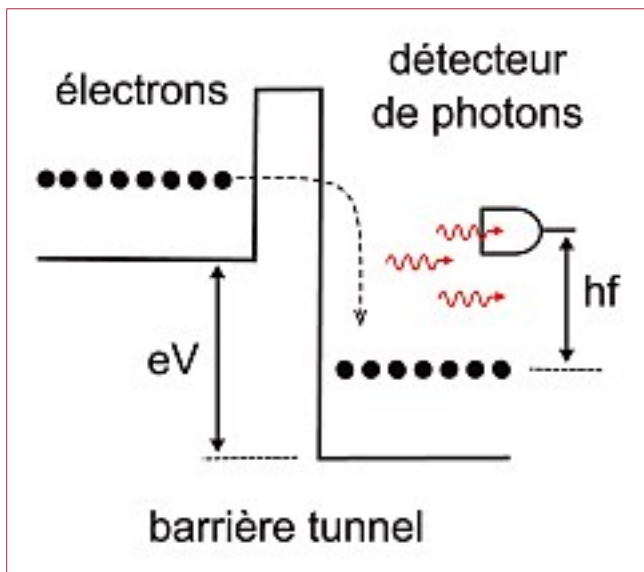


Figure 7 – Émission de photons (en rouge) lors du passage d’un électron à travers une jonction tunnel polarisée par une tension V . Une mesure de bruit $S_2(f)$ à la fréquence f correspond à la détection de photons de fréquence f .

du vide ». Même à température et tension nulles, les électrons ne sont pas au repos. Ils ne peuvent fournir d’énergie mais ont un mouvement désordonné, d’où l’existence de fluctuations de courant. Comment ce phénomène influence-t-il S_3 ? La tension finie modifierait-elle ces fluctuations de point zéro au point de mesurer un troisième moment non-nul alors qu’aucun photon n’est émis par la jonction ? Tout ceci reste à comprendre.

Conclusion et perspectives

L’étude de la statistique des fluctuations de courant dans les conducteurs est une activité en plein essor visant à sonder en profondeur les mécanismes du transport électronique. Nous avons présenté ici des mesures très récentes du troisième moment des fluctuations de courant à travers un conducteur réduit à sa plus simple expression : une jonction tunnel. Les résultats obtenus soulèvent de nouveaux problèmes fondamentaux liés aux effets de l’environnement électromagnétique sur le système étudié ainsi qu’à la description quantique de celui-ci. De nombreuses expériences sont à réaliser sur ce sujet naissant. Pour ce qui est des conducteurs usuels, malgré la petitesse de l’effet recherché, il faudrait mesurer comment se manifeste la dynamique des électrons sur $S_3(f, f')$ pour des systèmes comportant un temps caractéristique, comme par exemple le temps mis par un électron pour traverser un simple fil électrique. Sur le plan de la mécanique quantique, il faut poursuivre le travail que nous avons entamé pour réussir à concilier l’image du bruit en termes de photons avec son image en termes de fluctuations de courant, et ce pour un conducteur quelconque. Au-delà de ces questions fondamentales, la mesure du troisième moment des fluctuations de courant est désormais envisageable pour de nombreux composants électroniques, tels que les diodes ou les transistors qui génèrent un bruit non-gaussien. $\langle \delta i^3 \rangle$ apparaît alors comme une nouvelle quantité qui permettrait dans un premier temps une meilleure caractérisation de ces composants et pourrait, à plus long terme, être utilisée en tant que support d’un véritable signal. Pour l’heure, il est urgent de réfléchir aux conséquences de l’aspect non-gaussien du bruit électrique car certains phénomènes électriques « bruyants » sont utilisés comme générateurs « gaussiens » de nombres aléatoires. Attention, les dés sont pipés...

POUR EN SAVOIR PLUS

- Blanter Ya. M. and Büttiker M., *Phys. Rep.*, 1336, 2000.
- Reulet B., Senzier J. and Prober D.E., *Phys. Rev. Lett.*, 91, 196601, 2003.
- Reulet B., « Les Houches Summer School of Theoretical Physics, Session LXXXI. Nanophysics : Coherence and Transport », NATO ASI. H. Bouchiat, Y. Gefen, S. Guéron, G. Montambaux and J. Dalibard editors, Elsevier, 2005.
- Bomze Yu., Gershon G., Shovkun D., Levitov L.S. and Reznikov M., *Phys. Rev. Lett.*, 95, 176601, 2005.