

Chapitre 5

Dispositif de mesure à semi-conducteurs

5.1 Introduction

Nous présentons dans ce chapitre, une deuxième expérience, satisfaisant aux critères de caractérisation d'une mesure QND optique présentés dans le chapitre 2. Elle utilise des récepteurs et des émetteurs de lumière à semi-conducteur.

On sait depuis les travaux de Glauber [Glauber 65] que les fluctuations du courant fourni par une photodiode peuvent reproduire les fluctuations quantiques d'intensité de la lumière incidente, et que le "bruit de photon" est une propriété intrinsèque de la lumière, mise en évidence lors du processus de photodétection. En effet, si chaque photon incident est converti en un électron, le rendement quantique η de la photodiode est parfait, *i.e.* $\eta = 1$, et le bruit du photocourant reproduit alors fidèlement le bruit quantique d'intensité de la lumière incidente, dans la limite de la bande passante de la photodiode. Les efficacités quantiques des photodiodes actuelles peuvent dépasser $\eta = 0.9$, et ont permis de confirmer expérimentalement cette propriété par l'observation de bruit de photodétection inférieur au bruit de photon habituel [Slusher 85][special 87a][special 87b].

Les premières publications sur l'étude des propriétés quantiques de la transformation courant électrique-lumière, relatent la prédiction théorique [Teich 83], puis l'observation expérimentale [Teich 83] de lumière sub-Poissonnienne émise dans une cellule de Franck et Hertz, par un courant électrique autorégulé par un régime de charge d'espace qui garantit une certaine "distance" entre les électrons. Ces travaux préliminaires ont permis de montrer qu'il est possible de contrôler à mieux que le bruit de photon les fluctuations de la lumière émise par un processus de conversion électron-photon. Yamamoto et ses collaborateurs ont ensuite montré que les diodes laser permettent d'émettre de la lumière dont le bruit est inférieur au bruit de photon en les pilotant par un courant sans bruit [Machida 86][Machida 87], et ceci de manière très efficace [Richardson 91]. On peut également mentionner des travaux sur l'émission de lumière sub-Poissonnienne par des diodes électro-luminescentes (LED) réalisés par Tapster *et al* [Tapster 87].

En effet, le bruit d'un courant électrique est, après élimination de toutes sources

de bruit technique, dominé par le bruit thermique (Johnson-Nyquist) [Johnson 28] [Nyquist 28] à des fréquences d'analyse et à des températures usuelles [Callen 51] [Koch 82]. Le bruit quantique d'un courant électrique ne se manifeste que pour des températures très basses (inférieures à 1mK), pour des fréquences d'analyse de l'ordre du MHz (cf. annexe I). Or par un choix convenable des paramètres électriques (résistances, courants, tensions...), il est possible de rendre ce bruit thermique très inférieur au niveau du bruit de photon pour un courant moyen donné. Le bruit de photon pour un courant électrique apparaît donc comme un bruit classique sur ce courant, et n'est donc plus soumis aux contraintes fondamentales imposées par l'optique quantique, vis-à-vis de la mesure, de la duplication, ou de l'amplification.

On peut donc imaginer un dispositif de mesure optique, dans lequel on convertit l'intensité lumineuse en un courant électrique à l'aide d'une photodiode, puis on mesure et éventuellement on amplifie ce courant électrique avant de le "reconvertir en lumière" au moyen d'une LED. Si les deux conversions lumière-courant et courant-lumière avaient une efficacité quantique unité, ce système serait un système de mesure QND parfait. Pour des rendements quantiques de η pour la photodiode, et de ϵ pour la LED réémettrice, les coefficients de transfert du rapport signal-sur-bruit sont $T_s = \eta\epsilon$ sur la voie signal, et $T_m = \eta$ sur la voie de mesure, tandis que la variance conditionnelle est donnée par $V_{s|m} = 1 - \epsilon$ (voir section 5.2.1). Or les meilleures valeurs d'efficacité quantique que nous ayons trouvées sont de $\eta = 0.90$ pour une photodiode, et de $\epsilon = 0.28$ pour une LED, ce qui conduirait à $T_s + T_m = 1.18$, et $V_{s|m} = 0.72$. Le point faible de ce dispositif expérimental apparaît donc comme étant la relative faiblesse du rendement de conversion des LED. Cependant, il est possible de s'affranchir partiellement de cette limitation. En effet, si on amplifie le courant sortant de la photodiode avant de l'envoyer sur la LED, les fluctuations du courant pilotant la LED seront alors largement au dessus du bruit de photon, et de ce fait bien moins sensible aux fluctuations du vide introduites par le taux de conversion non-idéal de cette dernière [Yuen 86]. Cette amplification intermédiaire va permettre d'améliorer considérablement la fidélité du transfert sur la voie signal, en conservant cependant une variance conditionnelle $V_{s|m} = 1 - \epsilon$, toujours limitée par le rendement quantique du dispositif photo-émetteur.

Nous allons commencer par une présentation théorique de ce dispositif en établissant les expressions analytiques pour les différents critères QND (section 5.2), nous exposerons ensuite les résultats expérimentaux (section 5.3), pour enfin conclure (section 5.4).

5.2 Principe de l'expérience

5.2.1 Cadre général

Un schéma de principe du montage expérimental est représenté sur la figure 5.1. Le dispositif QND lui-même est constitué d'une photodiode (PhD₁), d'un amplificateur électronique de faible bruit, ayant un gain alternatif g , et un gain continu G , et d'une diode électroluminescente réémettrice (LED₂). La lumière dont

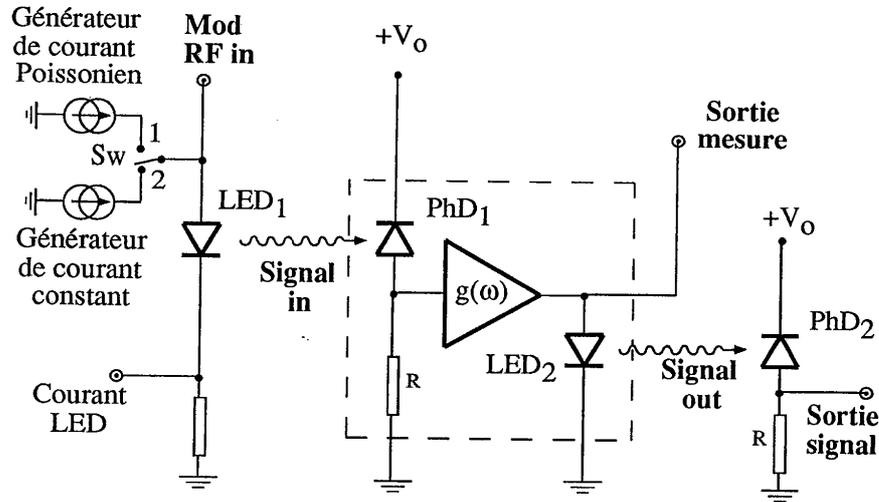


Figure 5.1: Représentation schématique du montage expérimental

on mesure l'intensité est issue de la LED₁, et la lumière sortante est détectée par la photodiode PhD₂. L'efficacité quantique de chaque photodiode est η , et le rendement de conversion courant-courant¹ des LED est ϵ .

La voie signal se compose donc d'une photodiode (PhD₁), dont le courant est amplifié avant d'être appliqué à la LED₂ réémettrice. La voie de mesure se compose, quant à elle, de la photodiode PhD₁ et de l'amplificateur. Nous allons maintenant évaluer les performances de ce système en tant que dispositif de mesure QND, en utilisant les critères QND expérimentaux, bruits équivalents [Grangier 92a] ou les coefficients de transfert [Poizat 93], introduits dans le chapitre 2.

Pour le calcul de la dégradation du signal, on peut considérer le dispositif global sur la voie signal comme une chaîne de trois éléments (photodiode - amplificateur - LED), chacun de ces éléments étant caractérisé par son gain et par le bruit qu'il introduit. Il est alors commode de raisonner en terme de bruits équivalents ramenés à l'entrée, en se servant de la propriété, bien connue en électronique, qui dit que chaque maillon de la chaîne contribue au bruit équivalent du système global, en rajoutant un terme égal à son propre bruit équivalent divisé par le gain de la chaîne amplificatrice située à son amont. Une démonstration de cette propriété est présentée dans l'annexe J.

On peut supposer, sans perte de généralité, que le faisceau signal incident est issu d'un dispositif ayant un rendement de conversion électron-photon égal à l'unité. Le courant pilotant cette source est $i_o = I_o + \delta i_o$, et on a $\langle \delta i_o^2 \rangle = 2eI_o B \Delta X_o^2$,

¹Le calcul du rendement de conversion ϵ d'une LED se fait en divisant le courant moyen délivré par la photodiode éclairée par la LED, par le courant moyen pilotant la LED. Il inclut donc l'efficacité quantique de la photodiode et les pertes géométriques de collection de la lumière de la LED.

où ΔX_o^2 vaut 1 pour le bruit de photon. On note $i_1 = I_1 + \delta i_1$ le courant débité par la photodiode PhD_1 et ΔX_1^2 son bruit normalisé au bruit de photon $2eI_1B$. On a alors

$$\begin{aligned} I_1 &= \eta I_o \\ \langle \delta i_1^2 \rangle &= \eta^2 \langle \delta i_o^2 \rangle + 2eI_1B(1 - \eta) \\ &= 2eI_1B \left(\eta \frac{\langle \delta i_o^2 \rangle}{2eI_oB} + (1 - \eta) \right), \end{aligned} \quad (5.1)$$

donc

$$\Delta X_1^2 = \eta \Delta X_o^2 + 1 - \eta. \quad (5.2)$$

Le gain de cette photodiode, considérée comme un amplificateur est η , et son bruit équivalent ramené à l'entrée est

$$N_{PhD}^{eq} = \frac{1 - \eta}{\eta}. \quad (5.3)$$

On note g le gain alternatif et G le gain continu de l'amplificateur électronique, c'est-à-dire qu'on a $\delta i_2 = g\delta i_1$ et $I_2 = GI_1$, où $i_2 = I_2 + \delta i_2$ est le courant de sortie de cet amplificateur. On peut alors écrire

$$\begin{aligned} I_2 &= GI_1 \\ \langle \delta i_2^2 \rangle &= g^2 \langle \delta i_1^2 \rangle + \beta_{ampli} \\ &= 2eI_2B \left(\frac{g^2 \langle \delta i_1^2 \rangle}{G 2eI_1B} + \frac{\beta_{ampli}}{2eI_2B} \right) \end{aligned} \quad (5.4)$$

et donc

$$\Delta X_2^2 = \frac{g^2}{G} \Delta X_1^2 + \frac{\beta_{ampli}}{2eI_2B} \quad (5.5)$$

où β_{ampli} est le bruit de l'amplificateur électronique. Le gain effectif de cet étage d'amplification est donc $g_{eff} = g^2/G$ et son bruit équivalent est

$$N_{ampli}^{eq} = \frac{\beta_{ampli}}{2eI_2B g_{eff}}. \quad (5.6)$$

Le dernier élément de la chaîne est la LED_2 de rendement de conversion ϵ . On note $i_3 = I_3 + \delta i_3$ le courant débité par la photodiode PhD_2 . Comme pour une photodiode (cf. eq.5.2), c'est un élément passif avec des pertes, et on a donc,

$$\begin{aligned} I_3 &= \epsilon I_2 \\ \langle \delta i_3^2 \rangle &= \epsilon^2 \langle \delta i_2^2 \rangle + 2eI_3B(1 - \epsilon) \\ &= 2eI_3B \left(\epsilon \frac{\langle \delta i_2^2 \rangle}{2eI_2B} + (1 - \epsilon) \right), \end{aligned} \quad (5.7)$$

et

$$\Delta X_3^2 = \epsilon \Delta X_2^2 + 1 - \epsilon \quad (5.8)$$

Le gain de cet étage est ϵ et son bruit équivalent est

$$N_{LED}^{eq} = \frac{1 - \epsilon}{\epsilon}. \quad (5.9)$$

Le bruit équivalent ramené à l'entrée pour l'ensemble de la voie signal s'écrit alors, d'après la propriété énoncée plus haut,

$$N_s^{eq} = N_{PhD}^{eq} + \frac{1}{\eta} N_{ampli}^{eq} + \frac{1}{\eta g_{eff}} N_{LED}^{eq}. \quad (5.10)$$

Expérimentalement, on travaille toujours à des niveaux de bruit qui sont au moins 20dB au dessus du bruit de l'amplificateur, ce qui permet de négliger le terme N_{ampli}^{eq} dans l'expression (5.10), qui devient alors, en utilisant les équations (5.3) et (5.9),

$$N_s^{eq} = \frac{(1 - \eta)}{\eta} + \frac{1}{\eta g_{eff}} \frac{(1 - \epsilon)}{\epsilon}, \quad (5.11)$$

ce qui donne pour le coefficient de transfert T_s , pour le cas d'un faisceau incident limité par le bruit de photon,

$$T_s = \eta \frac{1}{1 + \frac{1}{g_{eff}} \frac{(1 - \epsilon)}{\epsilon}}. \quad (5.12)$$

On se rend bien compte, à la vue de ces expressions, du rôle du gain effectif g_{eff} , qui permet, lorsqu'il est suffisamment élevé, de rendre aussi petite que l'on veut la contribution de la LED₂ au bruit équivalent global. A la limite des grands gains ($g_{eff} \rightarrow +\infty$), la dégradation du signal n'est plus limitée que par la l'efficacité quantique η de la première photodiode PhD₁.

On peut remarquer que le fait de pouvoir contrôler de façon indépendante le gain continu G , et le gain alternatif g , est une liberté autorisée en électronique, qui n'est matériellement pas facile à réaliser en optique, où on a généralement $g = G$. Remarquons que dans notre expérience, le codage du signal sur le faisceau entrant se fait au moyen d'une modulation petite devant la valeur du champ moyen, alors que le niveau de bruit de fond est déterminé par la valeur du courant moyen. Par conséquent, à intensité de modulation égale, une diminution de l'intensité du champ moyen conduit à une augmentation du rapport signal sur bruit. On comprend ainsi pourquoi le gain continu G est au dénominateur de l'expression du gain effectif $g_{eff} = g^2/G$, puisque le champ moyen ne fait qu'apporter du bruit. Cependant, cette conclusion un peu déroutante ne tient plus si on considère un codage de l'information digital du type tout ou rien, comme c'est, en fait, le cas dans les télécommunications. En effet, on ne peut plus, dans ce cas, séparer l'intensité du champ moyen de celle de la modulation, et on a alors $G = g$ par construction.

La voie de mesure se réduit à une simple photodiode (PhD₁) d'efficacité quantique η . Le bruit équivalent ramené à l'entrée, s'écrit donc (cf. Eq.(5.3))

$$N_m^{eq} = \frac{1 - \eta}{\eta}, \quad (5.13)$$

ce qui conduit à un coefficient de transfert

$$T_m = \frac{1}{1 + \frac{1-\eta}{\eta}} = \eta, \quad (5.14)$$

dans le cas d'un état entrant Poissonnien. La qualité de la mesure ne repose donc que sur la qualité de la photodiode utilisée.

La variance conditionnelle $V_{s|m}$ s'obtient directement à partir de l'équation (5.8). On a

$$\begin{aligned} V_{s|m} &= \langle \delta i_3^2 \rangle \left(1 - \frac{|\langle \delta i_2 i_3 \rangle|^2}{\langle i_2^2 \rangle \langle i_3^2 \rangle} \right) \\ V_{s|m} &= 1 - \epsilon. \end{aligned} \quad (5.15)$$

On s'aperçoit donc que $V_{s|m}$ ne dépend pas du gain électronique g_{eff} , et est entièrement déterminée par la contrainte technologique du rendement quantique de la LED₂ réémettrice.

Il faut noter que suivant la position de l'interrupteur Sw, le courant d'alimentation de la LED₁ peut être soit Poissonnien (position 1), soit constant (position 2), ce qui permet d'avoir un faisceau entrant Poissonnien ou sub-Poissonnien. Dans toute la suite, sauf mention explicite, les mesures des coefficients de transfert sont toujours faites sur un état entrant Poissonnien.

5.2.2 Cas d'un faisceau incident sub-Poissonnien

La lumière éclairant notre système de mesure étant issue d'une LED, il est également possible de bénéficier d'un faisceau incident sub-Poissonnien, et d'en faire une mesure QND. Le fait que le signal sortant soit sub-Poissonnien n'est en aucun cas une condition garantissant le caractère QND d'un dispositif de mesure. En effet, un système de mesure constitué d'une simple lame séparatrice vérifierait cette propriété puisque le squeezing du signal sortant serait simplement dégradé d'une quantité correspondant à la transmission de cette lame. D'un autre côté, le fait que le système de mesure vérifie les critères QND présentés dans le chapitre 2, n'est pas non plus une garantie suffisante pour avoir un faisceau signal sortant sub-Poissonnien. Pour notre système de mesure, par exemple, il est bien évident qu'avec un gain effectif g_{eff} élevé, le bruit du faisceau signal sortant sera largement au-dessus du bruit de photon. Le gain sur la voie signal apparaît donc comme étant un paramètre important, lorsqu'on est intéressé par le degré de squeezing de la sortie du signal, qui n'est pas pris en compte en tant que tel par les trois critères QND habituels.

On note V_s^{in} la variance du faisceau incident normalisée au bruit de photon (ou squeezing). Les squeezing V_s^{out} , et V_m^{out} respectivement sur la sortie du signal et la voie de mesure, s'écrivent alors, d'après la définition des bruits équivalents (cf. Eqs.(2.9)-(2.12)),

$$\begin{aligned} V_s^{\text{out}} &= g_s^2 (V_s^{\text{in}} + N_s^{\text{eq}}) \\ V_m^{\text{out}} &= g_m^2 (V_s^{\text{in}} + N_m^{\text{eq}}) \end{aligned} \quad (5.16)$$

où $g_s^2 = \eta \epsilon g_{\text{eff}}$ est le gain sur la voie signal, et $g_m^2 = \eta$ le gain sur la voie de mesure.² Le bruit du signal en sortie dépend donc directement du gain g_s , et donc de g_{eff} . Dans le cas d'un faisceau incident parfaitement sub-Poissonien, *i.e.* $V_s^{\text{in}} = 0$, la condition pour que le faisceau signal sortant soit encore sub-Poissonien est $g_s^2 N_s^{\text{eq}} < 1$. On peut remarquer que dans le cas de système purement passifs, c'est-à-dire n'ayant que des pertes, comme une photodiode, une LED, ou une lame séparatrice, le gain $g^2 \leq 1$ est relié de façon biunivoque au bruit équivalent par $N_s^{\text{eq}} = (1 - g^2)/g^2$. Mais, dans le cas général, il n'y a pas de relation entre ces deux quantités qui sont alors deux paramètres indépendants, dont seul le bruit équivalent est considéré comme un critère QND [Grangier 92a].

Connaissant la valeur des gains par la mesure du transfert d'une modulation classique, et la variance du signal entrant, il est alors possible, d'après les équations (5.16), de déduire les bruits équivalents par une mesure des taux de squeezing V_s^{out} et V_m^{out} en sortie.

5.3 Résultats expérimentaux

5.3.1 Description du montage expérimental

Choix des composants

Le schéma de principe du montage expérimental a été donné dans la figure 5.1 de la section précédente. Le choix de la LED et de la photodiode a été guidé par la maximisation du transfert du courant de la LED vers le courant de la photodiode. On a donc cherché à avoir une LED et une photodiode ayant des rendements quantiques³ élevés à la même longueur d'onde. Il a aussi fallu tenir compte de facteurs géométriques, afin que la plus grande partie du cône de lumière émis par la LED soit capté par la photodiode, placée le plus près possible. Il faut donc pour ceci, une LED relativement directive, et surtout une photodiode ayant une grande surface sensible. Un troisième critère de choix réside dans les propriétés électroniques de ces composants, et en particulier de leur bande passante, qui doit être la plus étendue possible. D'autres critères plus matériels, comme l'encombrement spatial afin de rentrer dans le cryostat, ou la résistance mécanique à la température de l'azote liquide⁴ ont également été à prendre en considération. Notre choix s'est finalement porté sur le modèle Hamamatsu L2656 pour les LED, et le modèle EG&G C30809E pour les photodiodes.

Nous avons estimé l'efficacité quantique de la photodiode à $\eta = 0.9 \pm 0.05$ par comparaison avec un mesureur de puissance calibré. La mesure de l'efficacité ϵ des LED se fait en mesurant le taux de conversion entre le courant pilotant la LED et le courant débité par la photodiode précédente en réduisant au minimum la distance

²Les gains g_s et g_m sont pour les amplitudes.

³Pour une LED, on veut une grande puissance lumineuse émise pour un courant donné, et pour une photodiode, un fort courant débité pour une puissance lumineuse incidente donnée.

⁴Les variations brutales de courant dans les photodiodes refroidies à $T=80\text{K}$ peuvent réduire en miettes la plaque de silicium, à cause de la différence de dilatation thermique entre le boîtier et le silicium.

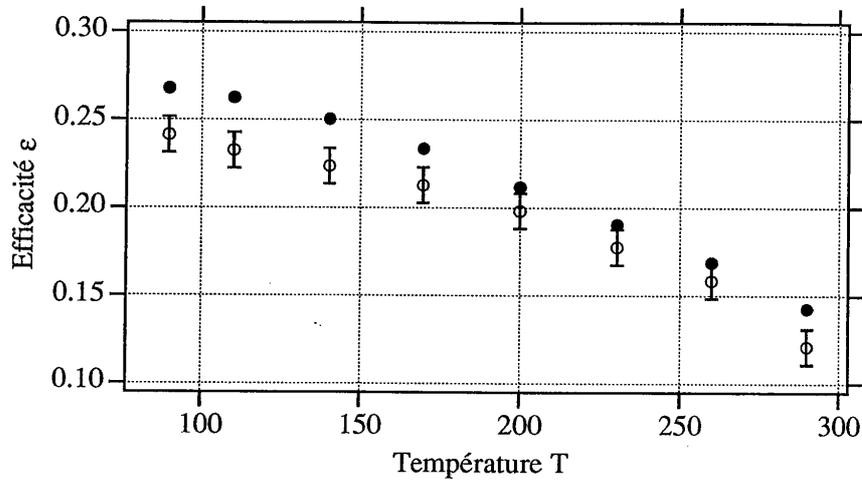


Figure 5.2: Efficacité ϵ en fonction de la température en K. Les ronds noirs représentent le rendement continu, calculé en faisant le rapport des courants moyens mesurés. Les ronds blancs représentent le rendement calculé d'après le squeezing mesuré ($1 - \epsilon$) à 200kHz.

entre les deux composants. L'efficacité η de la photodiode est donc incluse dans le taux de conversion ϵ . A température ambiante, on trouve $\epsilon = 0.16$, et à basse température ($T=100\text{K}$), on trouve $\epsilon = 0.28$. Cette amélioration du rendement de conversion à basse température est due à la diminution des pertes par recombinaisons non-radiatives avec des phonons optiques, dont la densité dépend fortement de la température [Tapster 87]. On a représenté sur la figure 5.2 la dépendance en température du taux de conversion ϵ . On s'aperçoit sur cette figure d'une différence entre le taux de conversion continu, calculé en faisant le rapport des courants moyens, et le le taux de conversion à 200 kHz, déduit du taux de squeezing mesuré à cette fréquence. Cette différence peut être attribuée en partie à un filtrage du bruit à 200 kHz par les éléments de filtrage de la voie d'alimentation DC de la LED (cf. figure 5.1). Mais ceci n'explique pas complètement cet écart. On a également représenté sur la figure 5.3 l'évolution de ϵ en fonction du courant pilotant la LED.

L'amplificateur électronique intermédiaire est l'amplificateur à bas niveau de bruit utilisé dans toutes les expériences décrites dans ce mémoire, c'est-à-dire le modèle EOI AH0013 (cf. annexe H).

Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est composé de deux paires LED-photodiode, plongées dans un cryostat à azote liquide. Chacune de ces paires est placée dans un boîtier cylindrique en turcrite,⁵ de taille adaptée au volume réduit du cryostat. La température du cryostat est asservie à 100K, et oscille entre 99 et 101K.

⁵Matière plastique, isolant électrique ayant une bonne résistance mécanique.

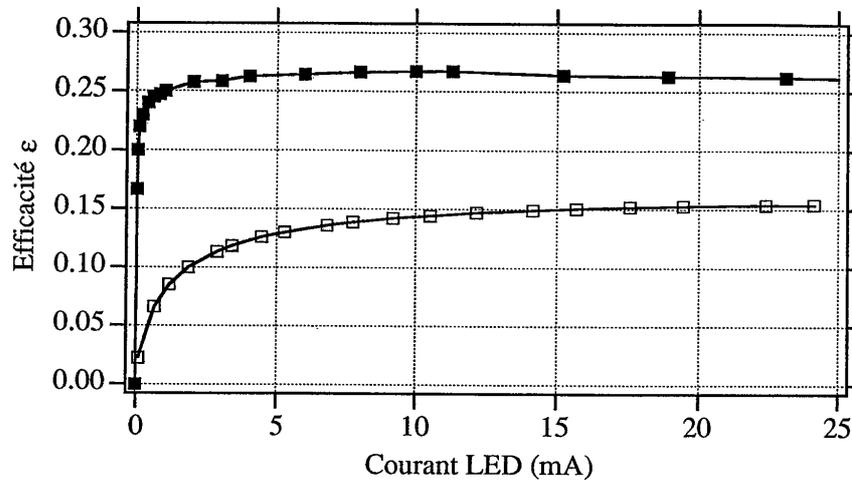


Figure 5.3: Rendement de conversion courant-courant ϵ en fonction du courant dans la LED. Les carrés noirs ont été relevés à $T=100\text{K}$, et les carrés blancs à $T=290\text{K}$. Les courants de travail sont situés entre 20 et 25 mA.

Le schéma électronique de l'alimentation des LED est représenté sur la figure 5.4. En ce qui concerne l'alimentation de la LED proprement dite, la principale difficulté est de s'assurer que ce qui doit être filtré le soit, et que ce qui ne le doit pas l'être ne le soit pas. La résistance de charge R_c doit être choisie suffisamment élevée pour que son bruit thermique propre en tension ($\propto \sqrt{R_c}$) soit négligeable (-20dB) par rapport au bruit sur la tension à ces bornes correspondant au bruit de photon du courant circulant dans la LED ($\propto R_c$). Ce point est expliqué plus en détail dans l'annexe H. Le câblage de l'amplificateur se fait, d'après les instructions du constructeur en calculant les valeurs des composants pour obtenir la bande passante, et le gain désiré. La coupure haute de l'ensemble du montage ($\sim 400\text{kHz}$) est imposée par le temps de réponse fini de la LED, tandis que la coupure basse ($\sim 100\text{kHz}$) dépend des paramètres de l'amplificateur.

Les amplificateurs bas bruit suivant chaque photodiode ressemblent fortement à ceux utilisés pour les LED. Leur schéma électronique détaillé est présenté dans l'annexe H. Comme pour les montages amplificateurs des circuits LED, les résistances de charge R_c aux bornes desquelles chaque amplificateur mesure la tension d'entrée sont prises suffisamment élevées pour que le bruit électronique des photodiodes soit au moins 20dB en-dessous du niveau du bruit de photon des courants utilisés (*cf.* annexe H).

Calibration du bruit de photon

Une référence de bruit de photon est obtenue en éclairant la photodiode par de la lumière issue d'une LED alimentée par un courant Poissonien. Ce courant

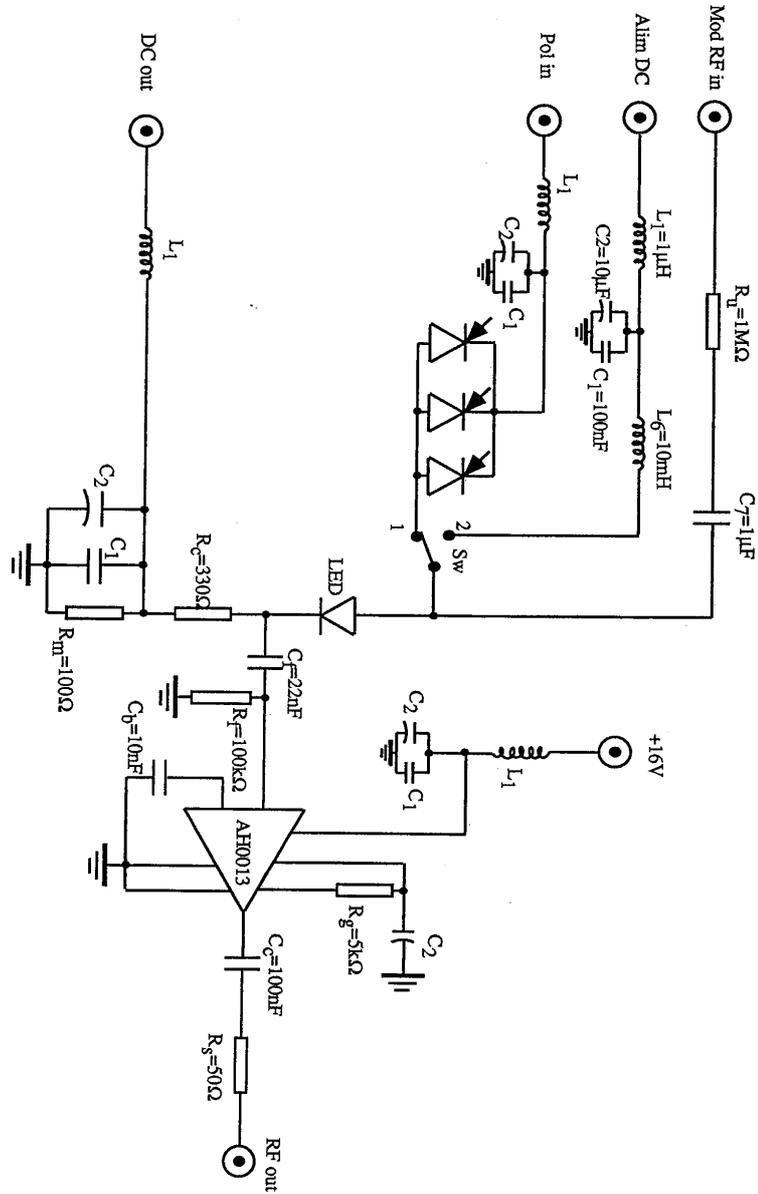


Figure 5.4: Schéma électronique du circuit d'alimentation d'une LED et de l'amplificateur bas bruit permettant de mesurer les fluctuations du courant la pilotant.

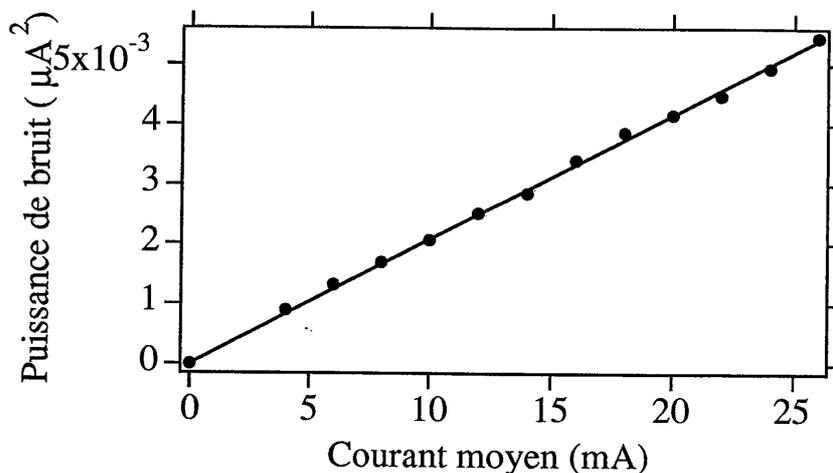


Figure 5.5: Puissance de bruit du courant à 350kHz généré par deux photodiodes en parallèles en fonction de son courant moyen. Le bruit est corrigé du bruit électronique, la largeur de bande d'analyse est de 10kHz.

est fourni par trois photodiodes connectées en parallèles et éclairées par des lampes blanches à halogène (*cf.* figure 5.5). Des caches, disposés sur chacune des trois photodiodes, permettent d'éviter que l'anneau de garde de chacune de ces photodiodes ne soit éclairé. La capacité plus importante de l'anneau de garde conduirait à un filtrage du bruit aux fréquences de travail, et donc à une saturation effective. L'utilisation de cette batterie de trois photodiodes s'est avérée nécessaire, pour disposer d'un courant d'intensité suffisamment élevée, tout en maintenant chaque photodiode en dessous de son seuil de saturation (10 mA par photodiode).

D'autre part, on a vérifié que le niveau de bruit ainsi obtenu correspondait bien au bruit du courant de la même photodiode éclairée directement par une lampe blanche, à courant moyen identique.

5.3.2 Résultats

Squeezing et corrélations

Avant de faire fonctionner les deux paires LED-photodiode en même temps, une première étape consiste à vérifier les propriétés de réduction de bruit d'un seul ensemble, pour retrouver les résultats des références [Edwards 92][Bachor 92][Goobar 93].

On a représenté sur la figure 5.6 les spectres de squeezing et de corrélations à température ambiante, et à $T=100\text{K}$. Les courbes de squeezing et leur référence de bruit de photon sont observées simplement en commutant l'interrupteur Sw qui permet de choisir entre un courant d'alimentation de la LED Poissonien ou constant. Le courant constant (au moins 20dB en dessous du bruit de photon) est obtenu par filtrage d'une alimentation stabilisée ordinaire, avec des bobines

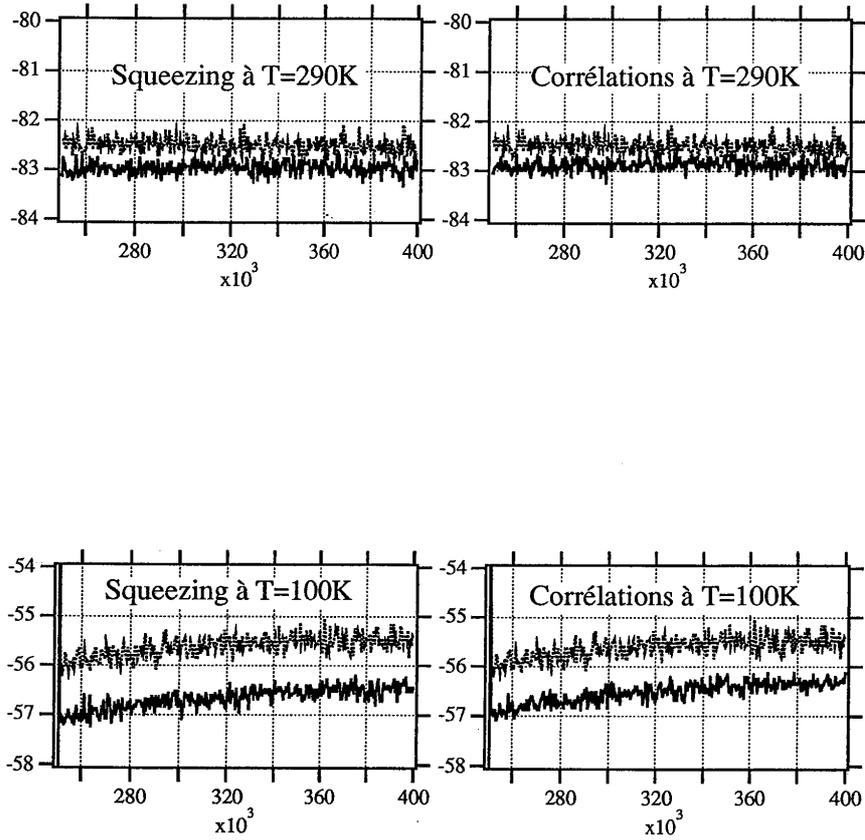


Figure 5.6: Spectres de squeezing et de corrélation à température ambiante, et à $T=100\text{K}$. Sur toutes ces figures, l'ordonnée est la puissance de bruit en dB, l'abscisse la fréquence en Hz; la courbe du haut, en pointillés, est le niveau du bruit de photon. La différence de niveau entre les courbes à $T = 100\text{ K}$ et $T = 290\text{ K}$ est simplement due à l'utilisation non nécessaire d'un amplificateur pour les spectres à $T = 100\text{ K}$. A température ambiante, on a $I_{LED} = 20.3\text{ mA}$ et $I_{PhD} = 3.0\text{ mA}$, ce qui donne un rendement de conversion continu $\epsilon = 0.15$, et on observe une réduction du bruit, par rapport au bruit de photon, de 0.7dB . A $T=100\text{K}$, on a $I_{LED} = 19.6\text{ mA}$ et $I_{PhD} = 5.64\text{ mA}$, i.e. $\epsilon = 0.29$, et on observe une réduction du bruit de 1.2dB .

et des condensateurs. A température ambiante, la valeur attendue de la variance normalisée au bruit de photon est de $1 - \epsilon = 0.85$, pour une valeur observée de 0.89 ± 0.02 , et à $T=100\text{K}$, la valeur attendue est de $1 - \epsilon = 0.71$, alors que la valeur observée est de 0.76 ± 0.02 . Les résultats expérimentaux sont donc un petit peu en-deça des prévisions théoriques se basant sur le taux de conversion ϵ en continu, pour des raisons que nous ne sommes pas arrivés à expliquer complètement, comme nous l'avons déjà vu sur la figure 5.2.

Les spectres de corrélation sont obtenus en alimentant la LED par un courant i_{LED} Poissonnien, puis en corrigeant le courant i_{PhD} issu de la photodiode par ce courant i_{LED} , qu'on prélève aux bornes d'une résistance en série avec la LED (sortie *courant LED* sur la figure 5.1). Les courants i_{LED} et i_{PhD} sont amplifiés, puis combinés avec un "power combiner" 0-180°. Sans correction, le courant i_{PhD} est au bruit de photon. En ajustant d'abord les phases relatives des deux courants, puis le gain de la correction au moyen d'un atténuateur variable (*cf.* annexe B), on arrive alors à diminuer le bruit du courant i_{PhD} en-dessous du bruit de photon, jusqu'au niveau que l'on aurait en alimentant directement la LED par un courant constant. Ce niveau, de variance $1 - \epsilon$, traduit, en fait, le degré de corrélation quantique entre le courant i_{LED} et le courant i_{PhD} , et sera également la valeur optimale de la variance conditionnelle.

Coefficients de transfert

La mesure des coefficients de transfert d'un rapport signal sur bruit du faisceau incident vers la sortie du signal et la voie de mesure, se fait en imposant une petite modulation sur l'intensité du faisceau incident. On estime ensuite les coefficients de transfert sur les deux voies de sortie, en évaluant la fidélité avec laquelle ce signal est reproduit sur la voie de mesure, et transmis sur la voie de sortie du spectre. Pour toutes les mesures de cette section, le bruit du signal sera un bruit de photon Poissonnien (interrupteur Sw en position 1), et on utilisera les coefficients de transfert.

Expérimentalement, une façon simple de moduler le faisceau signal est d'ajouter une petite modulation RF au courant pilotant la LED₁, par l'entrée *Mod RF in*. Cette modulation se retrouve alors sur l'intensité du faisceau signal entrant, et le rapport signal sur bruit incident est déduit de la valeur lue sur la voie de mesure, qui n'est autre qu'une photodiode d'efficacité η , comme on le fait habituellement avec des photodétecteurs non-idéaux, c'est-à-dire dire en utilisant l'équation (5.13) ou $T_m = \eta = 0.90 \pm 0.05$. La qualité de la transmission du rapport signal-sur-bruit entrant sur le signal sortant dépend donc, comme nous l'avons montré dans la partie précédente (Eq.(5.12)), du gain avec lequel on amplifie le courant intermédiaire avant la LED₂ réémettrice. L'expression du gain effectif $g_{\text{eff}} = g^2/G$ fait intervenir le gain alternatif g et le gain continu G (*cf.* Eq. (5.5)). Le gain alternatif g est celui de l'amplificateur AC intermédiaire ($g \approx 20$), tandis que le gain continu G est en fait le rapport entre le courant moyen pilotant la LED₂, qui est arbitrairement fixé par une alimentation indépendante, et le courant moyen délivré par la photodiode PhD₁. Avec un gain effectif g_{eff} de l'ordre de 100, on ne voit pas de différence

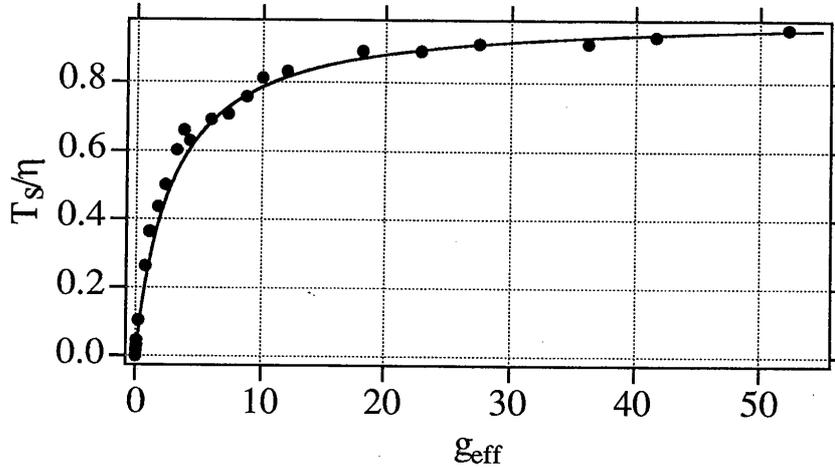


Figure 5.7: Variation du coefficient de transmission du signal T_s/η , en fonction du gain effectif g_{eff} . Les points expérimentaux sont comparés à la prévision théorique donnée par l'équation (5.12).

entre le rapport signal sur bruit de la voie de mesure de celui du signal sortant, à la précision (de l'ordre de 3%) de nos mesures, ce qui conduit à une valeur du coefficient de transfert $T_s = T_m = 0.90 \pm 0.05$. On obtient donc pour la somme de ces deux coefficients,

$$T_s + T_m = 1.80 \pm 0.10 . \quad (5.17)$$

On rappelle qu'une somme de ces deux coefficients égale à 1 correspond à une lame séparatrice ordinaire, tandis qu'un duplicateur quantique parfait donnerait une valeur maximum de 2.

On a, de plus, la possibilité de faire varier le gain alternatif g et donc la valeur de g_{eff} , en plaçant un pont diviseur de tension avec une résistance variable entre l'amplificateur intermédiaire et la LED₂. On a alors accès, de façon continue, à toutes les valeurs de g_{eff} comprise entre 0 et 100. On a représenté sur la figure 5.7 l'évolution du transfert T_s sur la voie signal en fonction du gain effectif g_{eff} . L'accord avec la courbe théorique est bon, si on prend en compte les incertitudes expérimentales.

Variance conditionnelle

L'évaluation de la variance conditionnelle se fait en mesurant la réduction de bruit, par rapport au bruit de photon, que l'on peut obtenir sur le courant de la photodiode PhD₂ détectant la sortie du signal, en le corrigeant avec le courant issu de la voie de mesure, comme nous l'avons fait pour les mesures de corrélation dans la section 5.3.2. Il apparaît cependant une difficulté supplémentaire par rapport aux

simples corrélations, car le niveau de bruit du signal sortant est très au-dessus du bruit de photon, lorsque le gain effectif g_{eff} est très supérieur à un. Pour $g_{\text{eff}} = 100$, le bruit du signal sortant est $10 \log(g_{\text{eff}}) = 20\text{dB}$ au-dessus du bruit de photon. Il est alors indispensable que le taux de réjection en mode commun de la soustraction soit meilleur que 20dB. Il faut donc, d'une part, équilibrer très précisément les niveaux relatifs de bruit des deux courants à soustraire, à l'aide d'atténuateurs RF variables, et, d'autre part, veiller à ce qu'ils soient bien en phase à la fréquence d'analyse, en ajustant leur phase relative avec une ligne à retard variable. Les résultats sont représentés sur la figure 5.8. La correction apportée par le courant de mesure sur le courant de photodétection du signal sortant permet de diminuer le bruit de ce dernier 1.2dB en-dessous de son bruit de photon. Cela conduit à une variance conditionnelle expérimentale de

$$W = 0.76 \pm 0.02, \quad (5.18)$$

alors que la valeur théorique $W_{\text{théo}} = 1 - \epsilon$ est de 0.72. Ce petit désaccord est du même type que celui mentionné pour le taux expérimental de squeezing (cf. section 5.3.2), puisque, comme on peut le voir sur la figure 5.8, le niveau de réduction de la variance conditionnelle rejoint le niveau de squeezing obtenu en pilotant la diode LED₂ avec un courant constant, qui est le niveau de corrélation quantique optimale.

Remarquons que le niveau du bruit de photon du signal sortant est pris en alimentant directement la LED₂ réémettrice par le générateur de courant Poissonnien.

Mesure QND d'un faisceau sub-Poissonnien

Comme nous l'avons annoncé dans la section 5.2.2, il nous est possible, en pilotant la LED₁ avec un courant constant, d'obtenir de la lumière sub-Poissonnienne à l'entrée du système de mesure. Les conditions expérimentales donnant les critères QND les plus favorables sont obtenues, comme nous l'avons vu précédemment, avec un gain effectif sur la voie signal g_{eff} le plus élevé possible. Or, d'après la section 5.2.2, le caractère sub-Poissonnien du faisceau de sortie est d'autant meilleur que ce même gain g_{eff} est petit. D'où un compromis à trouver pour effectivement réaliser une mesure QND d'un faisceau sub-Poissonnien, tout en conservant une partie de ce squeezing sur le signal sortant. On s'aperçoit, d'après les équations (5.12) et (5.16), qu'un bon compromis est trouvé pour des valeurs de g_{eff} voisines de l'unité, ce qui correspond à la situation dans laquelle la LED₂ serait simplement branchée en série avec la photodiode PhD₁ de mesure. On rappelle que, pour $g_{\text{eff}} = 1$ on a alors les critères QND théoriques suivants : $W = 1 - \epsilon = 0.72$, $N_s^{eq} = 3.0$ d'après l'équation (5.11), et $N_m^{eq} = 0.1$, si bien que $N_s^{eq} N_m^{eq} = 0.3$ (seul N_s^{eq} dépend de g_{eff}). On emploie ici de préférence les bruits équivalents, qui, contrairement aux coefficients de transfert, ne dépendent pas de l'état du faisceau incident (cf. Eq.(2.15)).

Les résultats expérimentaux sont récapitulés sur la figure 5.9. Pour un bruit du faisceau entrant 1.2dB en-dessous du bruit de photon, le faisceau sortant est encore 0.25dB au-dessous du bruit de photon. La variance conditionnelle mesurée n'est que de 0.79 ± 0.02 , ce qui est attribué à un ajustement imparfait des phases relatives, puisqu'elle devrait être de 0.76 ± 0.02 comme précédemment. Par ailleurs, comme

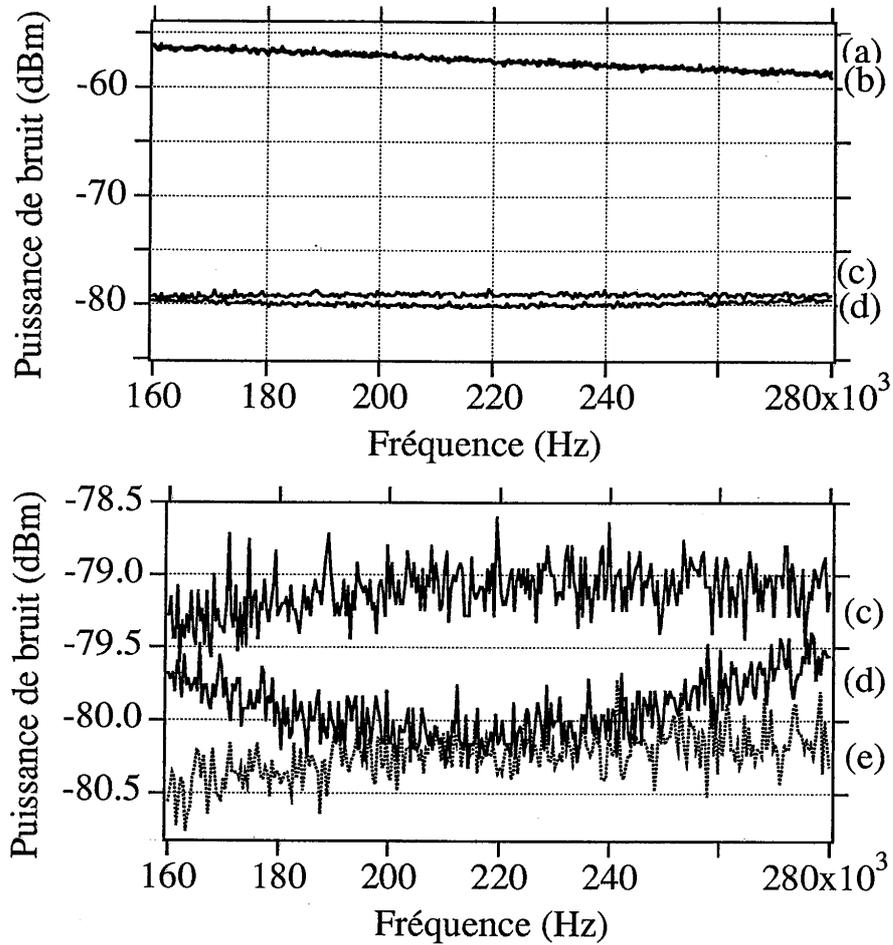


Figure 5.8: Détermination de la variance conditionnelle. Sur le diagramme du haut, on a représenté le niveau des deux bruits que l'on soustrait, à savoir la sortie du signal (courbe (a)), et le courant de mesure (b) après ajustement de son niveau, qui sont 20dB au-dessus du niveau du bruit de photon de la sortie du signal. Celui-ci est représenté par la courbe (c), avec la réduction de 1.2dB (courbe (d)) obtenue après soustraction de (a) et (b). Le diagramme du bas est un grossissement autour du niveau du bruit de photon. La courbe (e) est le spectre de squeezing obtenu en pilotant la LED₂ avec un courant constant.

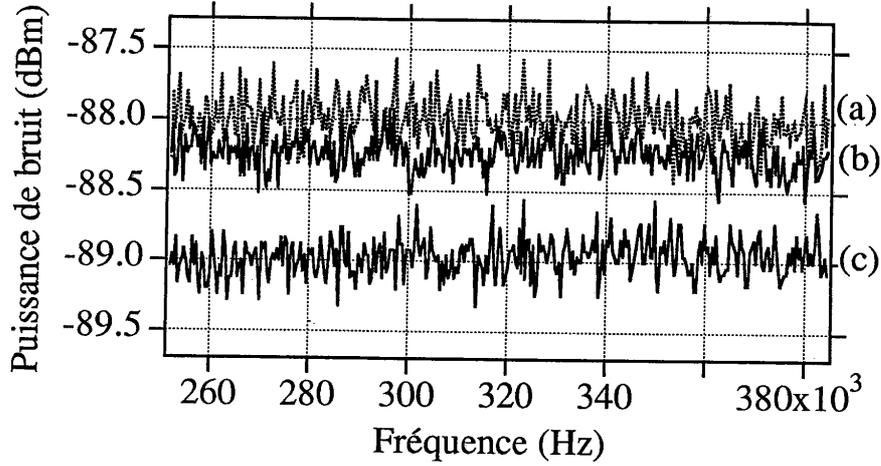


Figure 5.9: Mesure QND d'un état sub-Poissonien. La courbe (a) est le bruit de photon du signal sortant. (b) est le spectre de bruit du faisceau signal sortant, qui est 0.25dB en-dessous de (a) ($V_s^{out} = 0.94$), pour une réduction de bruit sur la voie de mesure de 1.2dB par rapport au bruit de photon, conduisant à un squeezing entrant de $V_s^{in} = 0.73$. La courbe (c) est la variance conditionnelle qui est 1dB en-dessous du bruit de photon.

on peut le voir sur la figure 5.10, le coefficient de transfert pour le signal mesuré par la méthode habituelle est $T_s = 0.23 \pm 0.01$ pour un faisceau incident au bruit de photon, ce qui conduit à un bruit équivalent ramené à l'entrée pour la voie signal de $N_s^{eq} = 3.4$. Ces valeurs sont cohérentes avec les autres résultats expérimentaux faisant intervenir les corrélations quantiques entre le courant pilotant la LED₂ et celui débité par la photodiode PhD₂, c'est-à-dire le squeezing et la variance conditionnelle (la valeur mesurée de 0.76 ± 0.02). Enfin, on obtient à partir des valeurs expérimentales de V_s^{in} et V_s^{out} , en utilisant la formule (5.16) avec $g_s^2 = \eta\epsilon = 0.23$, la valeur du bruit équivalent sur la voie signal $N_s^{eq} = V_s^{out}/g_s^2 - V_s^{in} = 3.4$, qui redonne la valeur trouvée par mesure du coefficient de transfert.

5.4 Conclusion

Nous avons démontré, dans cette expérience, la possibilité de réaliser des systèmes de mesure optique satisfaisant aux critères QND, à l'aide de photodétecteurs et de photoémetteurs à semiconducteur. On transforme, par l'intermédiaire d'une photodiode, la lumière en un courant électrique, qu'on mesure, qu'on amplifie éventuellement avant de le reconvertir en lumière, en utilisant une diode électroluminescente. L'amplification électronique intermédiaire rend le système relativement insensible à l'imperfection de la LED réémittrice, ainsi qu'aux pertes en aval, en ce qui concerne la fidélité de la transmission du signal. Mais le rendement de conversion non-idéal du photo-réémetteur reste une limitation incontournable pour

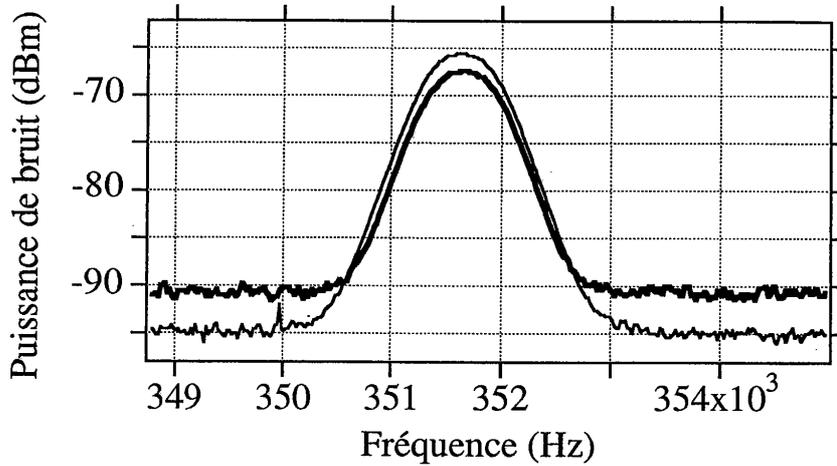


Figure 5.10: Mesure du coefficient de transfert, pour des conditions analogues à celles de la figure 5.9, c'est-à-dire avec $g_{\text{eff}} = 1$, effectué avec un bruit du signal entrant Poissonnien. La courbe en trait fin est le rapport signal sur bruit vue sur la voie de mesure, et la courbe en trait épais est ce même rapport vu sur la sortie du signal (photodiode PhD_2). On trouve $T_s/\eta = 0.25$, d'où $T_s = 0.23 \pm 0.01$.

l'efficacité du dispositif de mesure en tant que préparateur d'état quantique.

Nous avons également eu la possibilité d'envoyer de la lumière sub-Poissonnienne dans notre dispositif de mesure. Le gain sur la voie signal joue alors un rôle essentiel pour la conservation du squeezing entrant sur le faisceau signal sortant, et apparaît ainsi comme une caractérisation supplémentaire des performances d'un système de mesure, non pris en compte par les trois critères habituels du chapitre 2.

Mais la limitation principale de l'efficacité de ce type de système de mesure reste le faible rendement de conversion ϵ du composant réémetteur. Ce rendement fixe de façon directe la variance conditionnelle ($V_{s|m} = 1 - \epsilon$), et impose l'utilisation d'un gain intermédiaire pour relativiser l'importance du bruit du vide, et obtenir ainsi une bonne transmission sur la voie signal. Mais il est clair que si on veut à la fois un gain unité sur la voie signal, et une transmission parfaite (à l'efficacité quantique η de la photodiode près), il faut $\epsilon = 1$, et c'est aussi la condition pour avoir une variance conditionnelle nulle. Une autre limitation pour l'application pratique de tels dispositifs est le caractère multimode, à la fois spatial et temporel, de la lumière émise par les LED. En effet, le transport de la lumière sur des longues distances, qui se fait principalement par fibre optique, nécessite une bonne définition des modes spatiaux, ceci afin d'éliminer les pertes sur les coupleurs aux extrémités de la fibre. La multiplicité des modes temporels peut poser des problèmes dans les fibres à cause des phénomènes de dispersion. Une deuxième limitation pratique, spécifique aux LED, est leur bande passante limitée (< 1 MHz).

Le problème de l'amélioration du rendement quantique des composants à semi-conducteur émetteurs de lumière fait actuellement l'objet d'importants efforts de recherche. Le groupe de Y. Yamamoto au NTT a réalisé des diodes lasers à très faible seuil, pour lesquelles le facteur d'émission spontanée⁶ β vaut 0.01 [Matinaga 93]. On peut également mentionner les 8.3 dB de squeezing obtenus par Richardson *et al* au NTT [Richardson 91] en utilisant une diode laser de courant de seuil 0.45 mA. Le groupe de E. Yablonovitch vient de réaliser des LED, pour l'instant pompées optiquement, avec des rendements de conversion supérieurs à 95% [Schnitzer 93]. On peut également évoquer la recherche de matériaux ayant une structure géométrique telle que certains modes de propagation de la lumière sont interdits ("photonic band gap") [Yablonovitch 87][Yablonovitch 91a] [Yablonovitch 91b], comme le sont certains modes de propagation des électrons dans les cristaux semi-conducteurs (bandes de conduction). L'émission spontanée dans ces modes est alors rigoureusement interdite, et la lumière émise peut être ainsi concentrée dans un seul mode satisfaisant aux conditions de propagation. En fait, tous ces objectifs se rejoignent, puisque une diode laser sans seuil ne paraît pas être fondamentalement différente d'une LED monomode, et la perspective de l'utilisation effective de tels systèmes dans des réseaux de télécommunication à très bas niveau de bruit ne semble pas hors de portée de la technologie des prochaines années.

⁶ β est le rapport entre le taux d'émission spontanée dans le mode laser par le taux d'émission spontanée totale. Pour un laser conventionnel on a $\beta = 10^{-5}$.