

CONTRIBUTION A LA RÉDUCTION DU BRUIT DE PHOTONS POUR LES DETECTEURS QUANTIQUES

Reçu le 13/04/2006 – Accepté le 21/09/2007

Résumé

L'objet de cet article est de présenter des expériences permettant d'étudier et de mesurer les sources de bruit présentes dans tout système de détection quantique : bruit d'amplificateur, bruit thermique d'une résistance (bruit Johnson), bruit de photons (bruit de Schottky ou "shot noise").

Le bruit de photons a été longtemps considéré comme une limite fondamentale liée à la nature quantique de la lumière. Il est parfois attribué à tort au détecteur lui-même. En effet, le bruit de photons dépend de la source lumineuse utilisée et dans certaines conditions très particulières, il est possible de descendre en dessous de cette limite.

Ceci est l'objet de la dernière partie de notre contribution dont le but essentiel est de réaliser une expérience pratique afin de réduire d'une façon sensible le bruit de photons.

Mots clés: détection quantique, bruit de photon, réduction de bruit, photodiode.

Abstract

The aim of this paper is to present experiences allowing to study and measure noise sources present in all quantum detection system : amplifier noise, resistance thermal noise (Johnson noise), photon noise (Schottky noise or "shot noise").

The photons noise had for a long time been considered as a fundamental limit tied to the quantum nature of the light. It is sometimes wrongly attributed to the detector itself. In effect, the photon noise depends on the used light source and in certain particular conditions; it is possible to get down under this limit.

This is the object of the last part of our contribution which essential purpose is to realise a practical experience in order to sensibly reduce the photon noise.

Keywords: quantum detection, photon noise, noise reduction, photodiode.

A.R. MESSAI

A. BENNIA

Laboratoire Traitement du
Signal - Faculté des Sciences
de l'Ingénieur - Université
Mentouri Constantine -
Algérie

Tout commence dans les années 70-80 dernière brique de l'optoélectronique: le *puits quantique*. Ce dernier peut être considéré comme le fruit du progrès technologique [1].

La cryptographie quantique forme, avec la téléportation, le domaine en pleine expansion des communications quantiques. La sécurisation des systèmes communications passe par des techniques de cryptographie à clef secrète ou à clef publique. Les communications, sur un canal non protégé, imposent l'échange préalable d'une clef entre Alice et Bob qui sont, avec Eve, tentant d'obtenir cette clé à leur insu, les acteurs incontournables de tout scénario cryptographique. La sécurité quantique résulte de l'impossibilité pour Eve de dupliquer les signaux reçus ou d'en distraire une partie significative sans signer son intervention par une modification importante du taux d'erreur des signaux reçus par Bob. Les erreurs résultent d'observations incompatibles d'un même objet quantique, comme la mesure de la polarisation ou la phase d'un photon unique sur deux bases différentes, ou comme la mesure simultanée des deux quadratures d'un même état cohérent [2].

Un faible taux d'erreur garanti, de manière rétrospective, la confidentialité de la liaison. L'un de protocoles de chiffrement quantique le plus utilisé est le protocole de Bennett et Brassard (BB84) employant des impulsions optiques faibles pour les Q-bits, où Alice représente ses choix de bases et symboles par une modulation de phase à 4 états (QPSK) [3]. Pour l'observation de l'état quantique, Bob module à son tour la phase du photon reçu avec son propre choix de base et mesure, avec un système de détection interférométrie de type homodyne équilibré et des compteurs de photon, le signal BPSK ainsi obtenu.

ملخص

إن أهمية هذا البحث تكمن في تقديم تجربة يمكن من خلالها قياس و دراسة مصادر الاضطرابات الناتجة في مجال الكشف الكوانتكي : الاضطرابات الترموديناميكي للمقاومة اضطراب جونسون، اضطرابات الفوتونات اضطراب وتكي.

لقد كان العلماء يصنفون الاضطرابات الفوتونية كنهاية لا تتجزأ بمبدأ الضوء و الانتقال الكوانتكي للفوتونات ولكن بمعرفة مصدر هذه الفوتونات الضوئية يمكن في بعض الحالات إزالة هذه النهايات و هو الشيء نفسه في هذا البحث العلمي حيث قدمنا نموذج أساسي في مصادر الاضطرابات الكوانتكية و العمل على تخفيضها في تجربة عملية تمكننا من حساب هذه الاضطرابات.

الكلمات المفتاحية: الكشف الكوانتكي، الاضطرابات الفوتونية، تخفيض الاضطرابات، فوتوديود.

Une alternative est la réalisation d'une réception super homodyne (avec référence de phase forte) dans une configuration différentielle, permettant de relaxer les conditions de stabilité absolue sur la phase et polarisation de la source et du canal, et ne nécessitant que la seule stabilisation des systèmes interférométries aux extrémités. Ce schéma fournit par ailleurs, un gain de mélange autorisant l'emploi de photo détecteur PIN plus performants en termes d'efficacité et de rapidité [4, 5].

1. DETECTION QUANTIQUE

Le principe de la photo-détection quantique (utilisé dans tous les appareils photo numérique) est extrêmement simple: il s'agit, à l'aide d'un photon, de faire transiter l'électron entre un niveau de base, où il ne conduit pas l'électricité, et un niveau excité où il va la conduire. Le semi-conducteur pur peut par exemple faire office de photo-détecteur quantique (figure 1): à l'état de base, il ne conduit pas le courant, mais un photon peut créer, par effet photoélectrique, une paire électron-trou et placer un électron dans la bande de conduction, permettant le transport du courant [6].

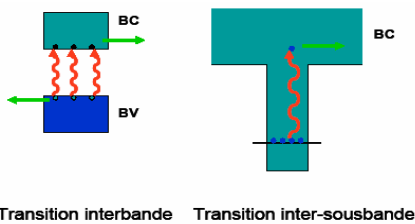


Figure 1 : Deux mécanismes de détection quantique. A gauche, on utilise la structure de bande d'un semi-conducteur. A droite, un puits quantique.

Un puits quantique peut également réaliser cette fonction (figure 1): les électrons se trouvent piégés dans le puits quantiques, car la barrière d'AlGaAs les empêche de sortir, mais par absorption d'un photon, les électrons vont avoir l'énergie leur permettant de sortir du piège et donc de conduire le courant.

2. BRUIT D'AMPLIFICATION

Ce premier montage permet de mettre en évidence le bruit d'un amplificateur, le bruit thermique d'une résistance, de vérifier sa dépendance en température et d'évaluer la constante de Boltzmann [7].

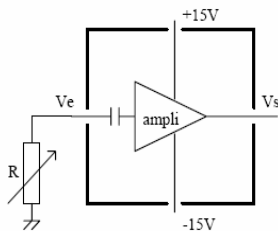


Figure 2 : Amplificateur : Bruit thermique.

On utilise l'amplificateur "bruit thermique" dont le schéma est donné en annexe. On connecte l'entrée directement à un boîtier de résistances allant de 0 à 1 MΩ.

Il s'agit d'un amplificateur très bas bruit à 2 étages : le premier étage est réalisé avec un amplificateur intégré (AH0013) dont le bruit en tension est particulièrement faible (2 nV/√Hz). La contribution du bruit en courant (10 fA/√Hz) est toujours négligeable dans les conditions d'utilisation. Son gain est environ 250, sur une bande passante à -3dB de 50 kHz - 1.6 MHz.

Remarque 1

Tous les circuits réalisés doivent être placés dans des boîtes métalliques et connectés par des câbles et des prises BNC pour éviter que tout rayonnement électromagnétique ne vienne perturber les mesures. On pourra aussi s'affranchir des bruits des alimentations en utilisant des batteries rechargeables pour alimenter les amplificateurs et polariser les photodiodes.

Il est possible de mesurer la tension efficace de bruit de l'amplificateur, ramenée à l'entrée, VnE, et vérifier la valeur constructrice (2 nV/√Hz)). A cet effet, l'entrée de l'amplificateur est ramenée à la masse.

- Les mesures de bruit peuvent être effectuées, soit avec un oscilloscope analogique ou numérique (ex: HP 57604B):
- un oscilloscope permettra d'appréhender l'aspect temporel du bruit : bruit généralement Gaussien.
 - un analyseur de spectre permettra de visualiser l'aspect fréquentiel du bruit. L'utilisation simultanée d'un oscilloscope et d'un analyseur de spectre pour la mesure des tensions efficaces de bruit est très pédagogique.

On visualise le bruit à la sortie de l'amplificateur sur le plus petit calibre d'un oscilloscope analogique: ce bruit présente un aspect temporel Gaussien.

La tension efficace de ce bruit est approximativement la tension crête à crête divisée par 6 (hypothèse de bruit Gaussien).

Remarque 2

Les oscilloscopes numériques effectuent la mesure de VRMS et de V crête à crête. On peut ainsi vérifier que :

$$V \text{ crête à crête} \approx 6 \text{ VRMSout.}$$

La tension efficace de bruit, ramené à l'entrée de l'amplificateur, VnE en V/√HZ est :

$$V_{nE} = V_{\text{RMSout}} / \text{Gain} \sqrt{\frac{f - 3db}{2}} \tag{1}$$

Où f dB -3 est la fréquence de coupure haute de l'amplificateur.

On tracera le diagramme de Bode pour déterminer précisément le gain et la fréquence de coupure haute de l'amplificateur (utiliser un GBF délivrant une très faible tension (<2 mV efficace).

3. BRUIT THERMIQUE D'UNE RESISTANCE

Le bruit thermique d'une résistance, R, est représenté par une source de tension fluctuante dont la valeur efficace est donnée par la formule de Johnson-Nyquist [8]:

$$V_R = \sqrt{4KTR} \text{ en } V/\sqrt{HZ} \tag{2}$$

Où k est la constante de Boltzmann : k = - 1 38 1. 10 J.K - 23.

L'amplificateur, étudié dans la partie précédente, permet d'étudier le bruit thermique d'une résistance placée à l'entrée.

Il suffit de mesurer, avec l'analyseur de spectre, la densité spectrale de bruit à la sortie de l'amplificateur pour les différentes résistances placées à l'entrée.

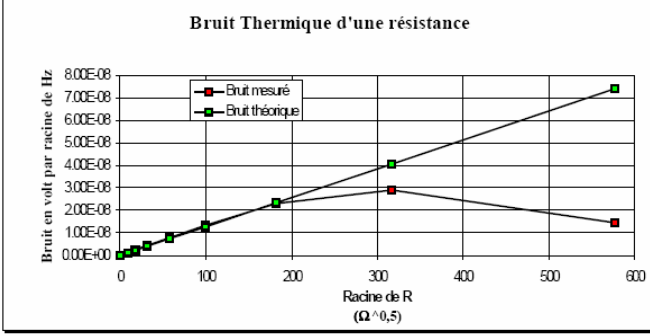


Figure 3 : Tension de bruit thermique en fonction de la racine carrée de la résistance.

3.1. Influence de la température sur le bruit thermique d'une résistance

La mesure du bruit thermique d'une résistance permet d'accéder à la température thermodynamique (en Kelvin). On peut ainsi vérifier la formule de Nyquist en faisant varier la température d'une résistance. On place, par exemple, une résistance de 1 kΩ dans un boîtier métallique que l'on plonge dans de l'azote liquide. La tension efficace de bruit dans l'azote liquide est divisée par 1,96 par rapport à la tension efficace de bruit à température ambiante [8, 9].

4. BRUIT DE PHOTONS

Rappels théoriques

Le bruit de photons limite tout système de détection de flux lumineux. Il est lié directement à la nature corpusculaire de la lumière.

Les photons reçus par un détecteur suivent une statistique de Poisson : en terme plus imagé, les photons arrivent sur le détecteur de façon totalement désordonnée. Ce désordre est lié simplement à la source lumineuse (émission aléatoire des atomes excités).

Si la surface du détecteur reçoit en moyenne N photons pendant un temps d'intégration τ , l'écart type sur le nombre de photons reçus est égal à racine carrée de N [10].

Le bruit de photons se traduit au niveau des détecteurs quantiques par le bruit de Schottky ("shot noise"). Pour une photodiode, chaque photon reçu a une probabilité, η , de créer une paire électron-trou. Les électrons qui traversent la barrière de potentiel, à l'image des photons qui les ont créés, suivent eux aussi une statistique de Poisson : le nombre moyen d'électrons traversant la photodiode pendant un temps d'intégration τ et son écart type sont [8, 9]:

$$N_{e, \text{moy}} = n_e \tau \quad \sigma_{n e} = \sqrt{n_e \tau} \quad (3)$$

Où n_e est le nombre moyen d'électrons traversant la photodiode par seconde.

Cette opération d'intégration pendant un temps, τ , correspond à un filtrage dans l'espace de fréquence dont la bande passante équivalente est :

$$\Delta f = 1/2\tau \quad (4)$$

Le courant moyen dans la photodiode est : $I_{ph} = n_e e$.

Le bruit sur courant est :

$$\sigma_{I_{ph}} = \sqrt{2eI_{ph}\Delta f} \quad \text{Formule de Schottky} \quad (5)$$

Ce deuxième montage (figure 4) permet de mettre en évidence le bruit de photons, et vérifier sa dépendance en fonction du courant photonique moyen et éventuellement, à partir de la formule de Schottky, de déduire une estimation de la charge de l'électron [11].

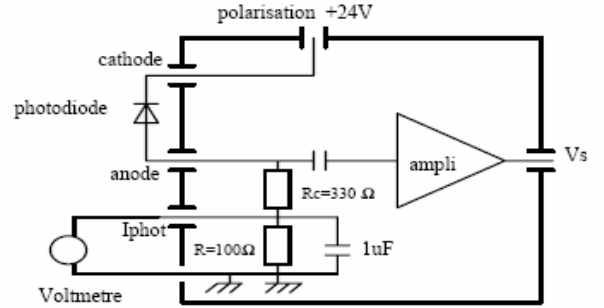


Figure 4 : Amplificateur bruit de photons.

On utilise le même montage amplificateur de tension très bas bruit (schéma en annexe). La photodiode (E.G.G. C30809 de rendement quantique 0.83 à 900 nm), polarisée en inverse, est placée dans un petit boîtier métallique.

Le bruit de photons apparaît comme une tension de bruit aux bornes de la résistance de charge, R_c , de 330 Ω :

$$V_{b, \text{phot}} = R_c \sqrt{2eI_{ph}\Delta f} \quad (6)$$

La résistance de 100 Ω , en série avec R_c , permet de mesurer le courant moyen (ou courant photonique) dans la photodiode (le modèle "petit signaux" montre que cette résistance est court-circuitée par la capacité de 1 μF pour les fréquences correspondant à la bande passante de l'amplificateur).

Mesures :

Comme précédemment, on mesure la tension efficace de bruit à la sortie de l'amplificateur avec l'analyseur de spectre, pour une fréquence de 40 kHz, lorsque l'on fait varier le courant photonique de 0 à 12 mA. On éclaire la photodiode avec une lampe blanche quelconque (par exemple : une simple lampe de poche).

Le bruit mesuré est dû au bruit de photons, au bruit d'amplification et au bruit Johnson de la résistance de charge, R_c . Les tensions efficaces de bruits correspondantes s'ajoutent de manière quadratique. On en déduit donc le bruit de photons :

$$V_{b, \text{phot}}(I_{ph}) = \frac{1}{\text{Gain}} \sqrt{V_{\text{rms.out}}(I_{ph})^2 - V_{\text{rms.out}}(0)^2} \quad (7)$$

Où $V_{\text{RMS out}}(0)$ est le bruit mesuré lorsque la photodiode n'est pas éclairée. Il correspond aux contributions du bruit thermique de la résistance, R_c , et du bruit d'amplification.

On peut tracer : $V_{b. phot} (I_{ph}) = f(\sqrt{I_{ph}})$; (figure 5, bruit mesuré à $f = 40$ kHz) et déduire la charge de l'électron à partir de la pente de la droite obtenue.

On peut aussi montrer, en éclairant la photodiode avec d'autres sources (lampe de bureau, laser), que le bruit est toujours égal, et parfois supérieur, au bruit de photons.

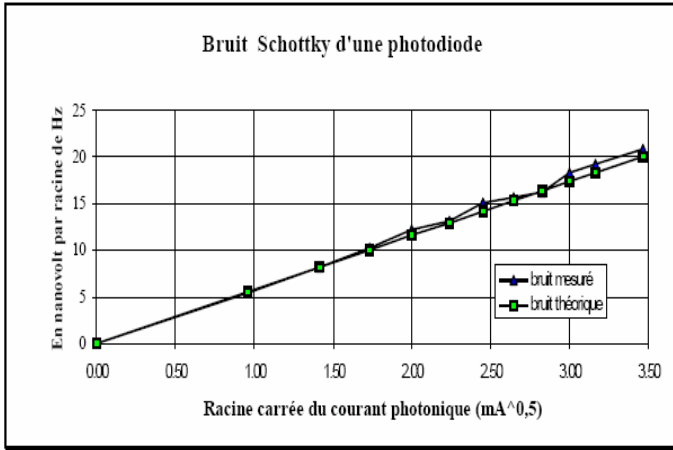


Figure 5 : Variation de la tension efficace de bruit de photons en fonction de la racine carrée du courant moyen photonique aux bornes de la résistance de charge Rc.

5. RÉDUCTION DU BRUIT DE PHOTONS

Le bruit de photons (dont la traduction électrique est le bruit Schottky) est souvent considéré comme une limitation fondamentale des systèmes de détection optique.

L'objet de cette dernière partie est de montrer qu'il est possible de descendre en dessous du "bruit de photons".

Pour éclairer la photodiode l'idée principale consiste à utiliser une diode électroluminescente de rendement quantique élevé (environ 17 %, à température ambiante). La statistique des photons émis va alors suivre la statistique des électrons passant dans la diode électroluminescente.

Si le courant dans celle-ci présente un bruit faible (courant "Sub-Poissonien"), le bruit de détection sera alors inférieur au bruit de photons. On montre ainsi que le bruit de photons est lié à la source lumineuse et non au détecteur.

La diode électroluminescente et la photodiode sont placées face à face, dans un petit boîtier métallique, très proche l'une de l'autre, afin que la photodiode récupère la totalité du flux émis par la diode. La photodiode est reliée au même amplificateur que dans la partie précédente. Un deuxième amplificateur (celui utilisé dans la partie bruit thermique d'une résistance) permet de mesurer le bruit sur le courant circulant dans la diode électroluminescente.

Un boîtier de commutation (figure 6) permet d'alimenter la diode électroluminescente (Hamamtsu L2656 à 890 nm), soit par une alimentation stabilisée (type alimentation Fontaine), soit par un courant généré par trois photodiodes en parallèle éclairées par une lampe blanche. Dans les deux cas, on utilisera le même courant moyen dans la diode électroluminescente.

Mais, dans le premier cas, les fluctuations sur le courant suivent une statistique de Poisson (bruit de photons vu au paragraphe précédent), alors que dans le second cas, le bruit sur le courant est très faible (au moins 20 dB en dessous du courant Poissonien).

6. DISCUSSION

Le bruit de photons physiques est fondamentalement asymétrique: dans la plupart des systèmes, les erreurs de phase sont beaucoup plus probables que les bits égarés.

Nous proposons un **code correcteur d'erreurs quantiques** qui prend en considération l'asymétrie et montre de bonne performance à un coût relativement bas en redondance, nécessitant deux fois moins de nombres de Qubits physiques pour les corrections d'erreurs.

Malgré les progrès considérables réalisés dans le domaine de la cryptographie quantique beaucoup de questions demeurent posées et plusieurs problèmes ne peuvent pas être résolus par les techniques actuelles (bruit du à l'incertitude quantique).

Pour que la détection quantique devienne une application efficace à large échelle, nous devons introduire des techniques pour de réelles applications au codage et décodage.

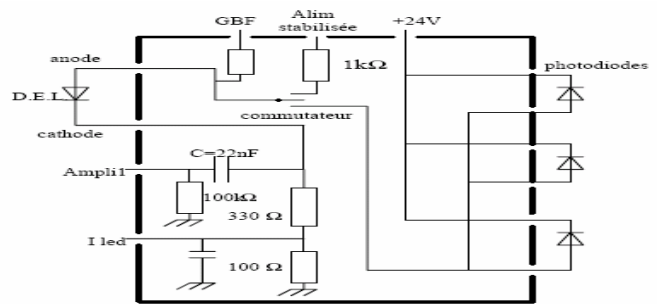


Figure 6 : Boîtier de commutation 1kΩ

Ce point précis est le but de notre travail, nous essayerons d'établir une nouvelle correction d'erreur de codes par une méthode la couplant avec des techniques empruntées du traitement de signal et de théories quantiques pures afin de préserver l'information et de s'assurer que la communication entre Alice et Bob soit maintenue.

7. LA METHODE DE CORRECTION D'ERREUR DANS LA DETECTION QUANTIQUE

Partie Codage : (I)

Pour avoir une émission avec sécurité totale dans cette partie de codage, on fait appelle à des changements sur la clé avant l'apparition des choix de bases par Alice donc avant l'émission des photons par le canal quantique.

La clé d'émission par Alice est :

$$\underbrace{1101001110010111\dots\dots\dots}_{2n}$$

Exemple :

$2n = 32$ $n = 5$.

Partie I-1 :

11/01/00/11/10/01/01/11/..... On découpe la clé par des paires de bits, on trouve 16 paires.

Partie I-2 :

On fait la somme XOR pour les bits existents dans les paires de la clé pour trouver un Bit d'origine : (0), (1), (0),

Partie I-3:

On fait appel à un **bit de parité** :

- Si le nombre est pair **0**.
- Si le nombre est impair **1**.

Une nouvelle clé qui est une série de 00 ou 11 avec une technique de masquage et codage en même temps, alors on risque la moindre détection d'erreurs à la réception de Bob. (00), (11), (00),

Partie I-4 :

Il y a un problème qui intervient dans cette partie : comment s'avoir si le XOR = 1, si les bits (01) ou (10), et la même chose pour XOR = 0 les bits (00) ou (11) ? Alors pour cela il faut des bits supplémentaires, ce sont les **Bits de XOR** :

Pour XOR = 0 :

Si la pair 00 (0 pour le bit 0, 0 pour le XOR). 00

Si la pair 11 (1 pour le bit 1, 0 pour le XOR). 10

Pour XOR = 1 :

Si la pair 01 (0 pour la pair 01, 1 pour le XOR). 01

Si la pair 10 (1 pour la pair 10, 1 pour le XOR). 11

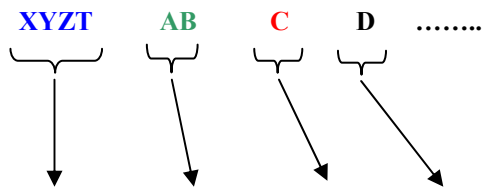
Alors :

La clé : 1000/ 0111/ 0000

Partie I-5 :

Les **numéros des paires** le nombre des bits ($2n = 32$) alors les numéros des paires sont codés par $n/2$ bits = dans notre exemple 4, par exemple la première paire 0001(1000) ainsi de suites 0010(0111), 0011(0000),.....

La partie émission :



Les numéros des paires Bits de XOR Bit de Parité Bit d'origine

Les Bits d'origine et les Bits de parité et les bits de XOR

Lorsque on fait appel à toutes les combinaisons qui peuvent apparaître en appliquant cette méthode :

00	→	1000
11	→	0000
01	→	0111
10	→	1111

Les trois premiers bits ont toujours la même forme ce qui donne une rapidité pour la détection d'erreurs.

La nouvelle clé avant les choix des bases par Alice est donc : 00011000 00100111 00110000.....

Partie Réception et Correction : (II)

Le résultat est alors envoyé par le canal quantique, ce message envoyé ne possède aucune information sauf pour Bob car personne d'autre que lui n'est au courant de la méthode.

8. COMPARAISON, AVANTAGES ET INCONVENIENTS

La méthode BB84

L'un des protocoles de chiffrement quantique le plus utilisé est le protocole de Bennett et Brassard (BB84) employant des impulsions optiques faibles pour les Q-bits, où Alice représente ses choix de bases et symboles par une modulation de phase à 4 états (QPSK). Pour l'observation de l'état quantique, Bob module à son tour la phase du photon reçu avec son propre choix de base et mesure, avec un système de détection interférométrie de type équilibré et des compteurs de photon, le signal BPSK ainsi obtenu. Une alternative est la réalisation d'une bonne réception (avec une forte référence de phase) dans une configuration différentielle, permettant de relaxer les conditions de stabilité absolue sur la phase et polarisation de la source et du canal, et ne nécessitant que la seule stabilisation des systèmes interférométries aux extrémités.

Ce schéma fournit par ailleurs un gain de mélange autorisant l'emploi de photo détecteur PIN plus performants en termes d'efficacité et de rapidité.

Lors de la création d'un système quantique BB84 [12], Certaines considérations d'ordre pratique compliquent le déroulement du protocole :

- Les impulsions lumineuses contenant exactement un photon sont techniquement difficiles à produire.
- Les photos détecteurs ne sont pas efficaces à 100% et peuvent être perturbés par le bruit.
- lors de la réception il faut considérer le problème qui engendre des incohérences entre Alice et Bob : les choix des bases (H/V) qui repose sur le principe d'incertitude d'Heisenberg.
- L'espionnage : le protocole exige à Alice et Bob d'éliminer leurs données dès qu'ils identifient une erreur (remise au début du protocole BB 84).

Le BB84 exige d'éliminer les données dès qu'ils identifient une erreur (remise au début du protocole BB84), donc ils ne réussiront jamais à échanger une clé secrète en suivant ce protocole. Pour cela Alice et Bob utilisent le protocole avec cette méthode pour la correction d'erreur avec les mêmes conditions.

Les avantages et les inconvénients de la méthode :

• **Les avantages**

- Une clé de grande sécurité : par création des étapes de masquage et codage au début d'émission entre Alice et Bob.
- Avec cette méthode au lieu d'envoyer la clé directement, Alice envoie le masquage et le codage de la clé pour ne pas être détectée par Eve.
- Supposons qu'Eve a découvert la clé secrète qu'Alice et Bob vont essayer de s'échanger, avec cette méthode il n'arrivera jamais à la déchiffrer.

- Supposons qu'Eve cherche à découvrir la clé, Bob la détecte facilement et il peut même informer Alice lors de la correction qu'il y a eu espionnage pendant la transmission de la clé secrète.

- **Les inconvénients**

- La clé est de $2n$ bits, mais avec l'application de cette méthode on arrive jusque au $2p$ bits à la réception :

$$2p \text{ bits} \gg 2n \text{ bits}$$

La clé aura beaucoup de chance d'avoir des pertes dans les nombres des bites en traversant le canal quantique, même avec la détection et la correction d'erreur il y a une grande perte de temps pour arriver à la clé propre.

CONCLUSION

La détection quantique exige d'Alice et Bob d'éliminer leurs données dès qu'ils identifient une erreur, donc ils ne réussiront jamais à échanger une clé secrète en suivant ce protocole.

Pour cela Alice et Bob utilisent le protocole avec cette méthode pour la correction d'erreur avec les mêmes conditions.

Une protection à large échelle dans l'information quantique est l'objet de nos travaux de recherches au sein de notre laboratoire. Nous essayerons alors de coupler cette méthode avec des théories purement quantiques pour élaborer un système quantique.

En bref, c'est un sujet d'actualité qui recouvre un très large éventail de compétences, allant de la physique fondamentale jusqu'aux applications industrielles.

Le résultat de ces recherches devrait aboutir à augmenter la sécurité de nos transmissions confidentielles, toujours plus nombreuses pour ce qui concerne le commerce en ligne et les transactions financières.

REFERENCES

- [1]- A. J. Menezes, P. C. Van Oorschot, S. A. Vanstone, Handbook of Applied Cryptography, CRC Press (1996).
- [2]- R. D. Levine, Quantum Mechanics of Molecular Rate Processes, Oxford at the Clarendon Press, 1969.
- [3]- S. Lomonaco, A quick glance at quantum cryptography, november 1998.
- [4]- C. Kurtsiefer, and all, Quantum Cryptography: a step towards key distribution, Nature 419 (2003) 450.
- [5]- G. Ribordy, J.D. Gautier and all, "Automated plug and play quantum key distribution, Electronics letters 34 (22) (1998), pp 2116-2117.
- [6]- E. Merzbacher, Quantum mechanics, Wiley, New York, 1970.
- [7]- J.-F. Roch, J.-Ph. Poizat and P. Grangier, Sub-Shot-Noise Manipulation of Light Using Semiconductor Emitters and Receivers Physical Review Letters Vol 71, Number 13 (1993).
- [8]- H. A. Bachor, P. Rottengatter, and C.M. Savage, Correlation Effects in Light Sources with High Quantum Efficiency Appl. Phys. B 55, 258 (1992).
- [9]- J. Ryan and M. Fox, Semiconductor put the squeeze on light, Physics World Mars 1996 page 40.
- [10]- Y. Yamamoto, W.H. Richardson, S. Machida, Photon Number Squeezed States in Semiconductor Lasers, Science Vol. 255 p 1219.
- [11]- W.H. Richardson, S. Machida and Y. Yamamoto, Réduction du bruit de photons utilisant des diodes lasers, Physical Review Letters Vol 66, 2867 (1991).
- [12]- F. Bonavita : Les lois nouvelles de l'information quantique. Pour la Science, 1998, n°250, pp. 66- 72.