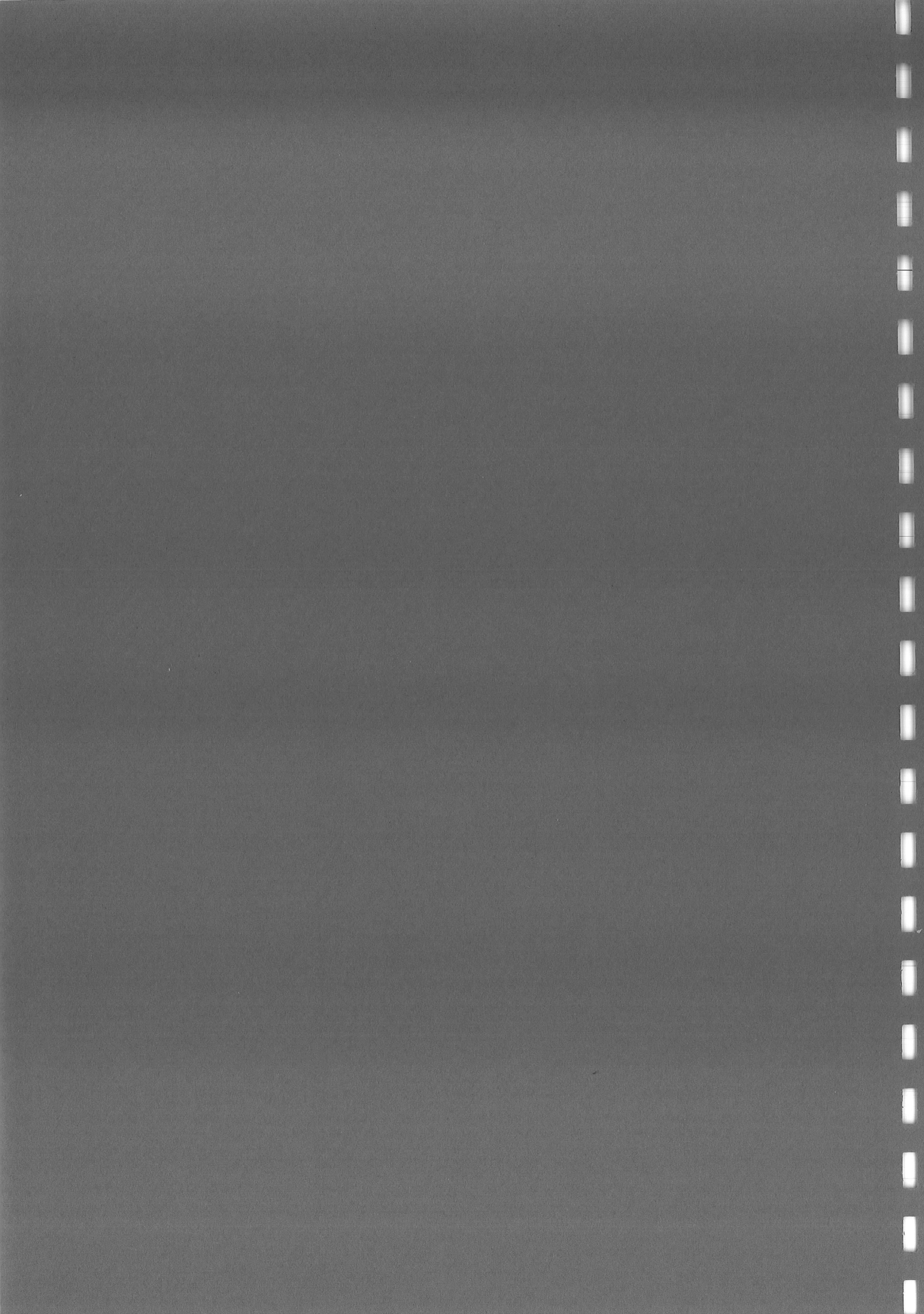


Le comptage de photons
en lumière visible
et infrarouge proche :
applications en astronomie

Philippe FEAUTRIER





Le comptage de photons en lumière visible et infrarouge proche: applications en astronomie

Philippe Feautrier

Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble

Université Joseph Fourier, Domaine Universitaire

414 Rue de la Piscine, BP 53

38 041 Grenoble Cédex 9

E-mail : feautrier@gag.observ-gr.fr

*Détection de Rayonnements
à très basses températures*

Aussois, Novembre 1996

TABLE DES MATIERES

I. INTRODUCTION.....	3
II. ELEMENTS SUR LES STATISTIQUES DE PHOTONS	3
II.1. Hypothèses de départ.....	3
II.2. Statistique de Poisson	4
II.3. Rapport Signal/Bruit.....	4
III. GENERALITES SUR LE COMPTAGE	5
III.1. Rendement quantique, rendement de multiplication.....	5
III.2. Processus d'amplification/discrimination, effet de temps mort	5
III.3. Rapport Signal/Bruit dans le cas du comptage	7
IV. LES DETECTEURS CLASSIQUES A COMPTAGE DE PHOTONS.....	8
IV.1. Détecteurs monopixel.....	8
IV.1.1. Le photomultiplicateur (PM).....	8
IV.1.2. Les photodiodes à avalanche	10
IV.2. Détecteurs multipixels : caméras électroniques et à comptage de photons.....	11
IV.2.1. Principe des caméras à comptage de photons.....	11
IV.2.2. Rapport Signal/ Bruit.....	14
IV.2.3. Quelques exemples concrets d'utilisation en astronomie.....	15
V. LES DETECTEURS SUPRACONDUCTEURS A JONCTION TUNNEL.....	19
V.1. Principe de fonctionnement.....	20
V.1.1. Principe physique : rappel.....	20
V.1.2. Performances théoriques.....	21
V.1.3. Amplification et traitement du signal	22
V.2. Etat de l'art en lumière visible et IR proche	23
V.2.1. Conditions expérimentales	23
V.2.2. Principaux résultats en comptage de photons	23
V.2.3. Exemple de spectroscopie en lumière visible.....	24
V.3. Applications possibles en astronomie	25
V.3.1. Interférométrie visible et IR : suiveur de franges.....	25
V.3.2. Senseur de front d'onde pour l'Optique adaptative.....	26
V.3.3. La spectro-imagerie.....	26
V.3.4. Caméra à comptage de photon 3D pour le télescope spatial.....	26
VI. CONCLUSION	27
VII. ANNEXE 1: STATISTIQUE DE POISSON	28

1950-1951

[The main body of the document contains extremely faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page.]



I. Introduction

Comme leur nom l'indique, les dispositifs à comptage de photons sont destinés à compter les photons un à un. Dans ce cas, la contribution au bruit qui prédomine est celle due à la statistique d'arrivée des photons appelé plus communément "bruit de photons". Les autres contributions dues au détecteur lui-même, à sa mise en oeuvre, et à son environnement deviennent négligeables.

Le détecteur à comptage de photons exploite la nature corpusculaire de la lumière composée de particules dont l'énergie est quantifiée : le photon.

Quand un détecteur fonctionne en comptage de photons, le signal n'est pas stocké pendant un certain temps, à l'inverse d'un dispositif à intégration. Le domaine privilégié de la technique de comptage est celui des très faibles flux de photons, lorsque le rapport signal sur bruit de ce que l'on veut mesurer est très faible.

En astronomie, les conditions d'observations sont telles que l'on se trouve souvent dans ce cas. Cela explique l'effort fait par les astronomes sur les dispositifs à comptage de photons. Cependant, le comptage de photons trouve aussi son intérêt en laboratoire lorsqu'il s'agit de faire de la photométrie à faible flux.

Dans ce cours, nous nous limiterons volontairement au spectre UV, visible et infrarouge proche ($0.1\mu\text{m} < \lambda < \text{quelques } \mu\text{m}$) de la lumière. Il sera illustré d'exemples marquants qui touchent à l'astronomie.

Depuis quatre ans environ, un groupe de l'ESA a déclenché une révolution en avançant qu'il serait possible de faire du comptage de photons avec des jonctions tunnels supraconductrices¹. Mieux encore, ces nouveaux détecteurs ont la possibilité de fournir une information sur la longueur d'onde du photon, ce qui est totalement impossible avec des détecteurs classiques. Les détecteurs à jonctions tunnel pourraient ainsi révolutionner le domaine du comptage de photons en astronomie dont la technologie est, à quelques exceptions près, stationnaire depuis une dizaine d'années.

Concernant les détecteurs classiques à comptage de photons, de très bons articles existent déjà sur le sujet^{2,3}. Pour pouvoir comparer les détecteurs supraconducteurs aux détecteurs classiques, je vais néanmoins en reprendre les points marquants. Nous détaillerons ensuite le fonctionnement des détecteurs supraconducteurs pour voir dans quels domaines de l'astronomie on peut envisager de les utiliser, avant d'essayer de comparer ces deux types de détecteurs.

II. Eléments sur les statistiques de photons

II.1. Hypothèses de départ

On trouvera dans le livre de P.Léna⁴ une discussion plus détaillée sur les différentes fluctuations fondamentales. Je me limiterai dans le cadre de ce cours aux fluctuations dues au bruit de photon, en ne tenant pas compte des fluctuations dues à la température du rayonnement qui n'interviennent pas de l'UV à $2\mu\text{m}$.

On suppose que chaque événement individuel (l'arrivée d'un photon sur le détecteur) a une probabilité identique p de se produire. L'arrivée des photons est considéré comme un processus aléatoire (ou stochastique).

Pendant un temps T grand, le nombre de photons qui arrivent sur le détecteur est constant et vaut N .

La probabilité⁵ $B(n,N,p)$ que n photons arrivent pendant un temps plus court Δt est la probabilité d'avoir n événements de probabilité p parmi N , soit :

$$B(n,N,p) = C_N^n p^n (1-p)^{N-n}$$

C'est la loi binomiale.

$p = \Delta t / T$, car la distribution temporelle des événements est uniforme.

II.2. Statistique de Poisson

Dans le cas de la statistique de Poisson, on fait l'hypothèse que $N \rightarrow \infty$, mais que le produit Np reste constant. Comme, $p = \Delta t / T$, cela revient à dire que le rapport N/T reste constant.

On pose alors : $\lambda = Np = N \Delta t / T$

Dans ce cas, on peut démontrer que la loi binomiale tend vers une nouvelle loi appelée statistique de Poisson telle que (cf Annexe 1) :

$$B(n, N, p) \rightarrow P(n, \lambda) = \frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda} \quad \text{Statistique de Poisson}$$

II.3. Rapport Signal/Bruit

La valeur moyenne de n vaut :

$$\bar{n} = \sum_{n=0}^{\infty} n P(n, \lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n \lambda^n}{n!} e^{-\lambda} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda^n}{(n-1)!} e^{-\lambda} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda^n}{(n-1)!} e^{-\lambda} = \lambda e^{-\lambda} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda^{n-1}}{(n-1)!}$$

$$\text{soit : } \bar{n} = \lambda e^{-\lambda} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n}{n!} = \lambda e^{-\lambda} e^{\lambda} = \lambda, \quad \text{car : } \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n}{n!} = e^{\lambda}$$

La valeur moyenne de n^2 vaut :

$$\overline{n^2} = \sum_{n=0}^{\infty} n^2 P(n, \lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n^2 \lambda^n}{n!} e^{-\lambda} = e^{-\lambda} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n \lambda^n}{(n-1)!} = e^{-\lambda} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+1) \lambda^{n+1}}{n!}$$

$$\text{On pose : } A = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+1) \lambda^{n+1}}{n!}$$

$$\text{Alors : } A = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n \lambda^{n+1}}{n!} + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^{n+1}}{n!} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda^{n+1}}{(n-1)!} + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^{n+1}}{n!} = \lambda^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda^{n-1}}{(n-1)!} + \lambda \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n}{n!}$$

$$\text{Soit : } A = (\lambda^2 + \lambda) e^{\lambda}$$

$$\text{Et on en déduit que : } \overline{n^2} = \lambda^2 + \lambda$$

On en déduit la variance de n :

$$\sigma = \sqrt{\overline{n^2} - \bar{n}^2} = \sqrt{\lambda^2 + \lambda - \lambda^2} = \sqrt{\lambda}$$

Et enfin le rapport signal sur bruit S/B :

$$\frac{S}{B} = \frac{\bar{n}}{\sigma} = \frac{\lambda}{\sqrt{\lambda}} = \sqrt{\lambda} = \sqrt{\bar{n}}$$

Soit n_T le flux moyen de photons pendant le temps de mesure T :

$$n_T = N/T$$

$$\text{Alors : } \lambda = \frac{N}{T} \Delta t = n_T \Delta t = \bar{n}$$

Et avec ces notations :

$$\frac{S}{B} = \sqrt{n_T \Delta t} = \sqrt{\bar{n}}$$

Conclusion :

On retrouve ici la célèbre formule qui dit que le rapport signal sur bruit varie comme la racine carrée du nombre de photons mesurés, ou en racine carré du nombre de charges, car en général, le détecteur convertit les photons en charges (les électrons). On retrouve également que le rapport signal sur bruit varie comme la racine carrée du temps de pose.

III. Généralités sur le comptage

III.1. Rendement quantique, rendement de multiplication

Lorsqu'un photon incident est absorbé, il se convertit en électrons avec un certain rendement, le rendement quantique ou efficacité de comptage (toujours inférieure ou égal à un).

Le rendement quantique, ou efficacité de comptage, vaut :

$$\eta = \frac{\text{nombre de photoélectrons produits pendant un temps } t}{\text{nombre de photons reçus pendant le temps } t}$$

L'électron ainsi créé, appelé dans le jargon des astronomes "photoélectron" est ensuite multiplié par un facteur g tel que :

$$g = \frac{\text{nombre d'électrons collectés en sortie du détecteur pendant un temps } t}{\text{nombre de photoélectrons produits pendant le temps } t}$$

Cette notion de multiplication se retrouve chez tous les détecteurs à comptage de photons. Ainsi, même si le détecteur placé en bout de chaîne est entaché d'un certain bruit, il suffit que le rendement de multiplication permette de produire suffisamment d'électrons pour dépasser le bruit du détecteur (par exemple le bruit de lecture pour un dispositif à transfert de charge comme les CCD).

On voit alors que l'on est capable de compter les électrons, mais avec une certaine efficacité de comptage qui donne la proportion de photons qui seront perdus. Cette propriété, la mesure sans bruit, explique que l'on puisse utiliser des dispositifs à comptage de photons dans le cas de flux très faibles, même si le faible rendement quantique peut faire perdre un certain nombre de photons et donc imposer des temps de comptages plus longs ou des sensibilités moindres.

III.2. Processus d'amplification/discrimination, effet de temps mort

En général, tout dispositif à comptage de photon est basé sur un processus d'amplification et de discrimination analogue à celui de la Figure 1:

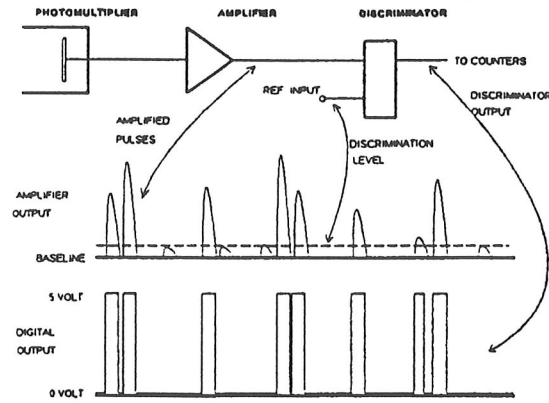


Figure 1: Processus d'amplification/discrimination

Dans tout type de détecteur, le photon est convertit en un certain nombre de charges qui produit en sortie de l'amplificateur un signal formé d'impulsions noyées au milieu d'un bruit. En pratique, le dispositif commence à fonctionner en comptage de photon lorsque l'amplitude des impulsions peut être facilement discriminé par rapport au bruit. Pour cela, on place en sortie de l'amplificateur un discriminateur en amplitude qui compte les impulsions lorsqu'elles dépassent un certain seuil appelé seuil de discrimination. En sortie du discriminateur, on trouve des impulsions calibrées qu'il suffit ensuite de compter. Il faut noter qu'avec ce processus, on a perdu toute notion d'amplitude des impulsions de départ, donc toute notion d'énergie. Le détecteur qui fonctionne ainsi n'a pas de résolution en longueur d'onde.

Supposons à présent que deux photons arrivent "en même temps". Cela veut dire en pratique que la première impulsion correspondant au premier photon n'a pas eu le temps de descendre en dessous du seuil de discrimination avant que l'impulsion suivante correspondant au deuxième photon arrive. Dans ce cas, le système ne compte qu'une seule impulsion au lieu de 2. On définit ainsi pour ce type de détecteur un temps mort⁶ noté DT (Dead Time) qui correspond à la largeur typique de l'impulsion au dessus du seuil de discrimination, comme l'indique la Figure 2.

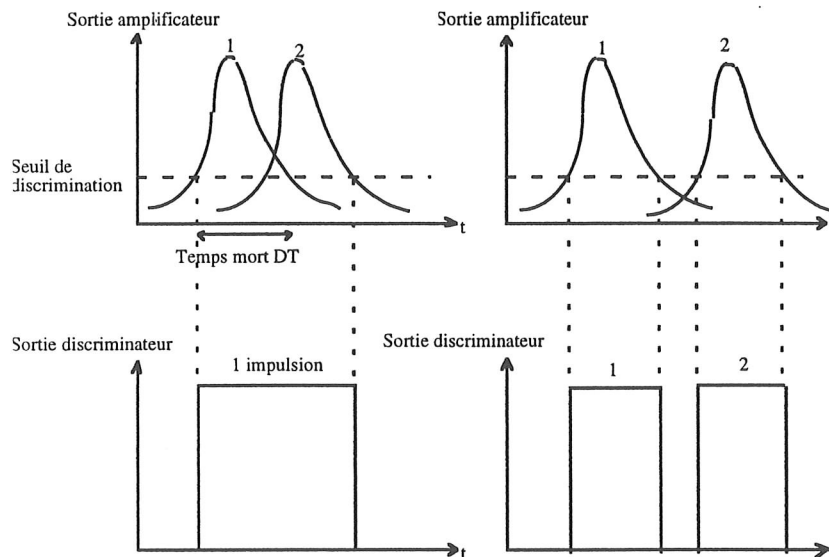


Figure 2 : Temps mort

Supposons alors que l'on mesure un taux de comptage M , c'est à dire un nombre M d'impulsions par seconde. Du fait du temps mort, un certain nombre d'impulsions ne sont pas comptées par le système de détection, et donc le "vrai" taux de comptage N a été multiplié par un facteur $\frac{1}{1 - M \cdot DT}$ (cf. Réf 6), d'où

$$\text{le taux de comptage réel : } N = \frac{M}{1 - M \cdot DT}$$

En pratique, on ne cherche pas à mesurer précisément DT en visualisant l'impulsion à l'oscilloscope. Il est beaucoup plus précis d'envoyer des flux de photons croissants et calibrés, et de tracer la droite taux de comptage = f^n (flux incident). A fort taux de comptage, la réponse n'est plus linéaire, on parle alors d'écart à la linéarité. On mesure cette non linéarité, et on en déduit DT en cherchant la valeur qui permet au modèle de s'ajuster le mieux à la courbe réelle. La précision de cette mesure dépend de la précision sur la calibration de la source lumineuse.

III.3. Rapport Signal/Bruit dans le cas du comptage

• Pour un détecteur idéal en comptage de photons, on a vu que le rapport signal sur bruit pendant un temps Δt est simplement donné par la formule :

$$\frac{S}{B} = \sqrt{\bar{n}} \quad \text{où } \bar{n} \text{ désigne le nombre événements (l'arrivée d'un photon) pendant un temps } \Delta t.$$

Par exemple, supposons que le flux incident de photons soit de 10 000 coups/sec. Supposons également que l'on compte les coups pendant 0.1 sec. Le nombre moyen de photons incidents sera alors de 1000 et le bruit de $\sqrt{1000} = 31.6$.

Si par contre le flux incident est de 100 coups/sec, alors le rapport signal sur bruit en 0.1 sec n'est plus que de $\sqrt{10} = 3.1$, mais il suffit de compter pendant 10 secondes pour se retrouver avec le rapport signal/bruit précédent.

• Supposons maintenant que l'on ait une certaine efficacité de comptage notée η . Dans ce cas, le processus aléatoire n'est plus l'arrivée d'un photon, mais l'arrivée d'un photoélectron. La variable ηn est alors une variable aléatoire poissonnienne. On trouvera donc le même résultat concernant sa variance et le rapport signal sur bruit :

$$\frac{S}{B} = \frac{\eta \bar{n}}{\sqrt{\eta \bar{n}}} = \sqrt{\eta \bar{n}}$$

Reprenons l'exemple précédent avec 10000 coups/sec pendant 0.1 sec.

Supposons que l'on a une photodiode à avalanche au silicium dont l'efficacité de comptage est de 70% dans le visible.

Alors le rapport signal/ bruit vaut : $\sqrt{0.7 \times 10000 \times 0.1} = \sqrt{700} = 26.5$

Par contre, si on prend comme détecteur un tube PM optimisé dans le bleu et que l'on fait fonctionner dans le rouge. Son rendement quantique chute alors vers 0.01%, et alors le rapport signal sur bruit vaut :

$$\sqrt{(0.01/100) \times 10000 \times 0.1} = \sqrt{0.1} = 0.3$$

Ce n'est plus acceptable.

• Supposons maintenant que le détecteur a un certain courant d'obscurité que l'on appelle généralement "dark". Cela se traduit par le fait que même s'il n'y pas de photons incidents sur le détecteur, on compte un certain nombre d'impulsions, mais qui sont dues généralement à des effets thermiques. On trouve ce type de phénomènes dans tous les détecteurs non refroidis à basse température. Dans ce cas, lorsque l'on fait une mesure, on commence tout d'abord à mesurer ce courant d'obscurité que l'on va retrancher du signal mesuré.

Dans ces conditions, le signal vaut :

$$\text{Signal} = (\bar{n} + \text{dark}) - \text{dark} = \bar{n}$$

Par contre, pour le bruit, on a la contribution des deux termes dus au fait que l'on fait la mesure sans signal (on mesure alors le bruit du dark) et avec signal (on mesure alors le bruit du signal+dark). Le dark peut être considéré comme un processus aléatoire au même titre que le nombre de photons qui arrive. On notera de la même manière par \bar{d} le nombre moyen événements aléatoires dus au courant d'obscurité pendant le même temps Δt .

Dans ce cas, pour le calcul de la variance σ , il faut remplacer \bar{n} par :

$$\bar{d} + (\bar{n} + \bar{d}) = \bar{n} + 2\bar{d}$$

$$\text{et donc : } \frac{S}{B} = \frac{\bar{n}}{\sqrt{\bar{n} + 2\bar{d}}} = \sqrt{\frac{\bar{n}^2}{\bar{n} + 2\bar{d}}}$$

Et si on tient compte de l'efficacité quantique, la formule est tout simplement :

$$\frac{S}{B} = \sqrt{\frac{(\eta\bar{n})^2}{\eta\bar{n} + 2\bar{d}}}$$

Par exemple : supposons que l'on ait compté 50 000 photons en une seconde, et que pendant cette même durée, le nombre de coups dus au courant d'obscurité soit de 10 000. Supposons par ailleurs que l'on utilise un tube PM dans le rouge, avec un rendement quantique de 1%. Alors le rapport signal/bruit vaudra:

$$\frac{S}{B} = \sqrt{\frac{(0.01 \times 50000)^2}{(0.01 \times 50000) + (2 \times 10000)}} = \sqrt{12.2} = 3.5$$

Mais si simplement le tube PM est un peu meilleur, par exemple avec une efficacité quantique de 2%, alors le rapport signal/bruit augmente :

$$\frac{S}{B} = \sqrt{47.1} = 6.9$$

On voit donc que l'efficacité quantique ou le courant d'obscurité peuvent beaucoup influencer sur le rapport signal/bruit.

- Enfin on définit généralement le Noise Equivalent Power (noté NEP) comme le signal exprimé en puissance (W) correspondant à rapport signal/bruit égal à 1 :

$$\frac{NEP}{B} = 1$$

Dans notre cas, le NEP est donc la valeur de $\eta\bar{n}$ (soit le nombre moyen de photons multiplié par η) pour laquelle :

$$\frac{(\eta\bar{n})^2}{\eta\bar{n} + 2\bar{d}} = 1$$

$$\text{soit : } \eta\bar{n} = 1/2 + \sqrt{2\bar{d}}$$

Comme le terme 1/2 est négligeable, on peut donc écrire que :

$$\boxed{NEP \approx \sqrt{2\bar{d}}}$$

IV. Les détecteurs classiques à comptage de photons

On considérera comme un détecteur classique tous les détecteurs qui ont précédé la venue des détecteurs supraconducteurs. Ce sont des détecteurs qui fonctionnent en général à chaud, jamais à très basse température, c'est à dire en dessous de la température de l'hélium liquide.

IV.1. Détecteurs monopixel

Ce sont des détecteurs ayant un seul élément photosensible. Ils sont encore utilisés en astronomie pour toutes les applications dans lesquelles on ne fait pas d'imagerie. Dans ce cas, on peut avoir intérêt à utiliser des monodétecteurs pour des questions de rapidité, de signal/bruit, ou tout simplement parce que certains types de détecteurs n'existent pas en version multipixels.

IV.1.1. Le photomultiplicateur (PM)

C'est le détecteur à comptage de photons le plus ancien et le plus connu. Il détecte la lumière incidente par photoémission : les photons sont absorbés par une couche de matériau photoélectrique appelée photocathode. L'absorption d'un photon se traduit par le saut d'un électron par dessus le gap. Les électrons libres arrachés à la photocathode, que nous avons appelé photoélectrons (voir III.1) sont accélérés dans le vide et viennent frapper les dynodes. On a alors un phénomène d'émission secondaire, chaque électron produit 5 à 7 électrons secondaires. On place de 9 à 11 dynodes. Le gain de multiplication est de l'ordre de 1 à 10 millions.

Le rendement quantique des tubes photomultiplicateur (PM) est relativement faible. On trouvera Figure 3 une courbe typique de rendement quantique en fonction de la longueur d'onde.

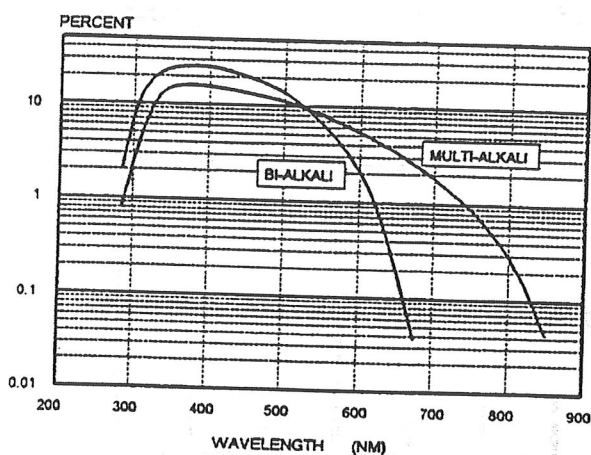


Figure 3 : Efficacité quantique d'un PM (d'après Réf 6)

La Figure 4 représente le schéma de principe d'un tube PM. La tension entre 2 dynodes consécutives est de l'ordre de 100-150 V, ce qui fait que les électrons sont attirés d'une dynode à l'autre jusqu'à parvenir à l'anode sur laquelle on mesure le courant soit en analogique soit en comptant les impulsions. Dans ce cas, le signal est amplifié puis passe à travers un discriminateur, comme beaucoup de dispositifs à comptage. Il existe maintenant des dispositifs intégrés comprenant le PM, l'amplificateur, le discriminateur, le compteur d'impulsion, adressable par liaison parallèle (voir Réf. 6).

Le problème principal des PM, c'est que le gain total varie et est soumis à des fluctuations statistiques d'autant plus grandes que le nombre de dynodes est important. C'est pourquoi on a intérêt (voir Réf. 2) à diminuer le nombre de dynodes et à augmenter la tension entre dynodes. L'autre solution est d'augmenter le gain sur la première dynode. Deux précautions sont à prendre avec les PM :

- ne pas les faire fonctionner à la lumière ambiante sous peine de destruction.
- le fait de les exposer à lumière ambiante même quand ils ne sont pas en marche augmente considérablement le courant d'obscurité pendant plusieurs heures.

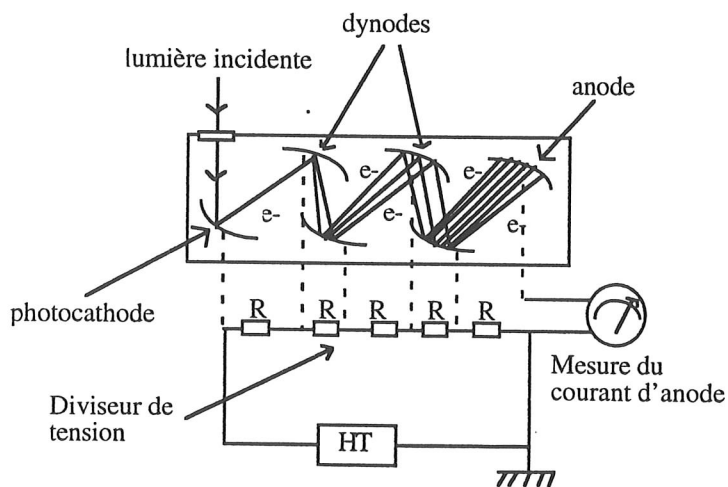


Figure 4 : Schéma de principe d'un PM.

Performances des PM (d'après Réf. 4)

Seuil : un quantum

Format : monopixel

Rendement quantique : 0.1 à 0.4

Réponse spectrale : visible

Géométrie : de l'ordre du cm^2

Bruit : du au courant d'obscurité, quelques 10 coups/sec

IV.1.2. Les photodiodes à avalanche

Depuis la fin des années 80, les photodiodes à avalanche ont commencé à être employées en comptage de photon, tout d'abord dans le visible⁷, puis dans l'IR proche⁸ (1.3 à 1.6 μm). Elles ont été développées par l'industrie des télécommunications optiques. On trouvera dans l'article de P.P. Web⁹ une analyse très détaillée du fonctionnement des photodiodes à avalanches. Elles sont moins bien connues que les PM, mais leurs performances étonnantes en font les détecteurs les plus intéressants de ce type sur le marché disponibles actuellement. Leur mise en oeuvre est extrêmement simple, puisque les fabricants (par exemple EG&G) commercialisent des modules tout intégrés alimentés en 0-5V qui délivrent une impulsion TTL à chaque fois qu'elles détectent un photon. Ensuite, elles fonctionnent comme n'importe quel autre type de détecteur à comptage.

Une photodiode à avalanche fonctionne comme une photodiode normale, sauf qu'elle est fortement polarisée en inverse de manière à créer un champ électrique très important dans la région PN de la photodiode. Ainsi, l'électron qui a sauté le gap après absorption d'un photon dans la région pn est accéléré jusqu'à une énergie telle qu'il est capable d'ioniser par collision un atome du substrat de Silicium non dopé. Il s'ensuit ainsi une avalanche d'électrons, avec un gain de multiplication de l'ordre de 10^6 . On retrouve ainsi les mêmes concepts que pour les autres détecteurs : la notion d'absorption d'un photon, la création d'un électron avec un certain rendement quantique, puis la notion de multiplication. On trouvera Figure 5 un schéma montrant la structure d'une photodiode à avalanche, le profil du champ électrique qui y règne, et la facteur de multiplication.

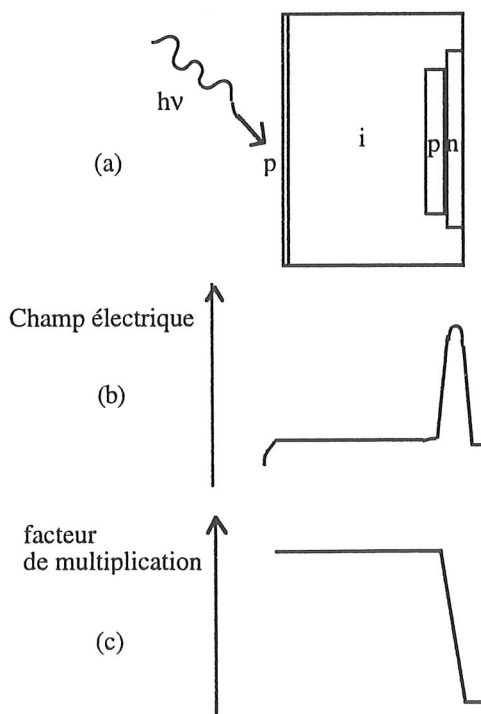


Figure 5: Structure d'une photodiode à avalanche (a) , champs électrique (b) et facteur de multiplication en fonction de la distance

Les photodiodes à avalanche ont un excellent rendement quantique (de l'ordre de 70% dans la visible pour les meilleures), ce qui en fait leur principal intérêt par rapport aux PM. Elles ont des taux de comptage supérieur au MHz, leur sensibilité en comptage de photon va au moins du visible jusqu'à 1.6 μm . Ces performances ne sont atteintes qu'avec des détecteurs de "faible" surface (diamètre 0.2 mm), car sinon leur détectivité se détériore (elle varie comme l'inverse de la surface du détecteur), et elles ne peuvent plus fonctionner en comptage de photons. A l'obscurité, les photodiodes à avalanche ne comptent que quelques coups par seconde. Leur taille (diamètres de 150 à 200 μm) fait qu'elles sont bien adaptées au couplage à une fibre optique, du moins multimode.

En astronomie, on les utilise quand on a besoin d'avoir des monodétecteurs optimisés pour les faibles flux. C'est le cas par exemple pour la mesure de la pente d'un front d'onde (le tilt) en optique adaptative : on utilise alors 4 photodiodes à avalanche disposées en carrés qui couvrent 4 cadrans du plan d'onde à analyser. On les retrouve également dans l'autre type de senseur de front d'onde, les analyseurs de courbure. Ces détecteurs travaillent à la limite quantique, puisqu'ils font du comptage. Développés pour les télécommunications, ils sont de surcroît très rapides, c'est à dire qu'ils répondent avec une constante de temps de l'ordre de la ns. C'est largement suffisant compte tenu de l'ordre de grandeur des fluctuations de la pente du front d'onde (au pire 10 ms).

Performances des Photodiodes à avalanche

Seuil : un quantum

Format : monopixel

Rendement quantique : 0.7

Réponse spectrale : visible jusqu'à 1.6 μm

Géométrie : diamètre 100 à 200 μm

Bruit : du au courant d'obscurité, quelques 10 coups/sec

IV.2. Détecteurs multipixels : caméras électroniques et à comptage de photons

IV.2.1. Principe des caméras à comptage de photons

On trouvera une description plus complète de ces détecteurs dans les références 2 et 3. C'est une classe de détecteurs qui intéresse plus les astronomes. Un détecteur multipixels peut bien évidemment servir à faire de l'imagerie, mais ce n'est pas tout : on peut aussi se servir de ce type de détecteur pour avoir une information spectrale soit d'un objet ponctuel, soit d'une région du ciel. On disperse alors sur une image 2D les spectres de la région qui nous intéresse.

IV.2.1.1. Intensification

Comme l'énergie d'un photon visible, et *à fortiori* IR, est bien inférieure au bruit de lecture d'un CCD, il est impossible de le détecter individuellement, sauf si on multiplie les électrons produits de manière à avoir un signal qui dépasse le bruit du détecteur. Les caméras à comptage de photons utilisent également des photocathodes.

IV.2.1.1.a. Accélération

L'accélération d'un photoélectron est réalisée sous vide soit avec un simple champ électrique, soit avec un champ électrique associé à un champ magnétique qui piègent les électrons autour des lignes de champ : ce sont les tubes de première génération. Ils sont très encombrants à cause des électrodes latérales de focalisation. La haute tension d'accélération est limitée à 20kV pour éviter la formation d'arcs. Les optiques peuvent entraîner une distorsion non négligeable sur l'image.

Dans les tubes de deuxième génération, la focalisation par proximité consiste à placer la cible très près de la photocathode, avec une tension de quelques kV. Il n'y a pas d'électrodes de focalisation, donc le volume des électrodes s'en trouve réduit. La multiplication se fait par galette de microcanaux que j'évoque plus en détail dans le paragraphe suivant (MCP ou Micro Channel Plate en anglais). Le tube de troisième génération utilise une photocathode en AsGa, une galette de microcanaux, et un tube photoluminescent¹⁰.

IV.2.1.1.b. Multiplication

On a déjà vu le principe de multiplication par dynodes des PM. Si on ne veut pas perdre l'information spatiale, il faut procéder autrement. Une possibilité consiste à utiliser des galettes de microcanaux. C'est un ensemble très compact (25 mm de diamètre par exemple) pouvant contenir quelques centaines de milliers de canaux de 10 à 20 μm de diamètre et de quelques mm de long. Un microcanal est revêtu d'un matériau photoémissif. Chaque électron incident qui pénètre dans un microcanal se réfléchit sur les parois et arrache ainsi des électrons secondaires. A la sortie du microcanal, il apparaît une gerbe de 10^3 à 10^4 électrons. On associe généralement deux galettes pour atteindre un facteur de multiplication de 10^8 .

L'emploi des galettes de microcanaux n'est pas sans inconvénients. Tout d'abord, le taux de remplissage des microcanaux est de l'ordre de 70%. Ensuite, ces microcanaux réémettent des électrons vers la photocathode, ce qui a pour effet d'en réduire sensiblement la durée de vie. Pour remédier à cet inconvénient, la plupart des galettes sont recouvertes d'une couche qui réduit cette pollution, mais qui diminue en même temps le rendement quantique à cause d'une transmission qui n'est pas parfaite. Enfin, dans un tel dispositif, la dispersion de gain est très importante, ce qui entraîne un fort bruit d'amplification.

Les dispositifs à comptage de photons diffèrent surtout par la manière d'intensifier le signal, et en pratique par la nature de la cible sur laquelle vient se former l'image. On distingue trois cas.

Premier cas : Multiplication photoélectrons-photons

L'électron accéléré, ou la gerbe d'électrons, vient frapper un écran phosphorescent. Sur cet écran, on trouve des substances chimiques à base de sulfure de cadmium et de zinc, ou de fluorure de magnésium. Ils sont caractérisés par leur couleur d'émission, leur rendement énergétique (de l'ordre de 10%) et leur persistance dans le temps (problèmes de rémanence). Sous l'impact des électrons, les substances chimiques (désignées par le terme de phosphore) émettent une gerbe de photons, qui peuvent être alors détectés individuellement. C'est ici que se produit la multiplication, on a ainsi réalisé un amplificateur de luminance, car sur le phosphore apparaît une image intensifiée de celle formée sur la photocathode. On couple alors cette image soit avec une optique, soit avec un réseau de fibre optiques.

Deuxième cas : multiplication photon-gerbe d'électrons

La gerbe d'électrons émise par la galette de microcanaux est détectée directement par l'anode: c'est le cas des anodes résistives et anodes métalliques.

Troisième cas : le bombardement électronique énergétique

Le photoélectron de 20 keV est directement détecté par l'anode. C'est la caméra électronique ou tube électrographique. Cette caméra a été inventée par A. Lallemand en 1960. Dans ce cas, il utilisait une plaque photographique à la place de la cible électronique. Avec une cible électronique, il est possible d'exploiter le signal en temps réel. Ce type de dispositif a pour nom générique les tubes Digicon.

Les EBCCD font également partie de cette classe (voir paragraphe IV-2-3-2).

IV.2.1.2. Détection

La majorité des détecteurs actuels sont constituées de matériaux semi-conducteurs.

IV.2.1.2.a. Photodétecteurs

Ce sont des détecteurs qui exploitent l'effet photovoltaïque : lorsqu'un photon vient frapper un semi-conducteur, il fait sauter un électron de la bande de valence vers la bande de conduction, et il laisse dans la bande de valence une place libre appelé trou : il y a création d'une paire électron-trou. Ces dispositifs sont souvent des jonctions entre semi-conducteurs, principalement des jonctions de type PN. On polarise correctement ces jonctions pour venir détecter le courant dû à l'absorption des photons.

Le plus courant et le plus utilisé des photodétecteurs est le CCD. Le CCD est constitué d'un réseau à 2 dimensions de photodiodes. Ces dispositifs fonctionnent en deux temps : pendant la phase d'intégration, les électrons générés par les photodiodes sont intégrés dans une capacité : la capacité d'intégration. Puis on vient "lire" le CCD. Dans ce cas, on effectue une série de transferts parallèle/série de manière à multiplexer les charges intégrées pour chaque pixel vers une sortie unique grâce à des horloges de transfert, d'où le nom de dispositif à transfert de charge. Pour gagner en rapidité, surtout pour les grands formats (>1000x1000 pixels), les CCD ont des sorties multiples. La lecture d'un CCD n'est pas exempte de bruit :

c'est le bruit de lecture, venant généralement de l'amplificateur de sortie. Les meilleurs CCD actuels ont un bruit de lecture de 2-3 e- environ, avec un rendement quantique dans le visible de l'ordre de 70%. Ce n'est pas suffisant pour faire du comptage de photons, mais on s'en rapproche. Avec un dispositif intensificateur avant le CCD, on conçoit aisément que l'on puisse faire du comptage de photons.

IV.2.1.2.b. Anodes métalliques

Elles équipent le détecteur MAMA¹¹ (Multi-Anode Microchannel Array) qui est certainement l'un des meilleurs détecteurs actuels de ce type.

Un réseau d'électrodes discrètes, rectilignes, et conductrices, sont reliées chacune à un circuit d'amplification électronique qui détecte les électrons venant d'une galette de microcanaux. Les anodes sont directement collées sur la galette de microcanaux. Les électrodes sont lues en parallèle, chacune des électrode ayant son propre amplificateur.

La limitation du nombre d'électrodes est de quelques centaines. Comme elles sont disposées linéairement, pour avoir une image bidimensionnelle, on place deux réseaux rectilignes à angle droit, l'un au dessus de l'autre. On remonte à la position de l'impact par coïncidence de l'arrivée du signal sur deux électrodes appartenant chacune au deux réseaux croisés. Le problème vient du fait que si on veut lire $n_1 \times n_2$ pixels, il faut avoir $n_1 + n_2$ chaînes électroniques. G. Timothy a perfectionné le système en utilisant un système de codage astucieux. Les électrodes sont reliées à un paquet de détection grossière et à un paquet de détection fine (voir Réf. 2). Dans ce cas, le nombre de chaînes électronique n'est plus que de $4\sqrt{n}$ pour $n \times n$ pixels. Ainsi avec 128 chaînes, on peut lire 1024 x 1024 pixels. L'analyse de la position de l'impact s'appelle l'analyse du centroïde. L'article de la référence 11 traite en détail de l'analyse de la position du centroïde.

La Figure 6(a) donne une vue schématique du détecteur MAMA. Sur la Figure 6(b), on distingue les trous de la galette de microcanaux.

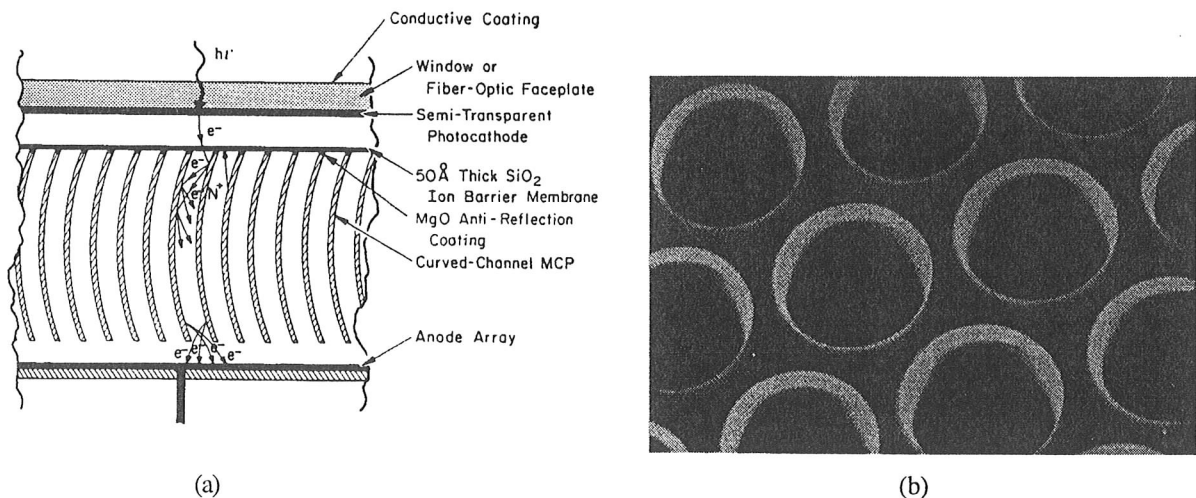


Figure 6 (d'après Réf 11): (a) Schéma du détecteur MAMA, (b) Galette de microcanaux (diamètre 12 μm, espacement 15 μm).

Une différence de potentiel d'environ 500V est utilisée pour l'accélération des électrons. L'énergie des électrons est alors suffisante pour traverser une membrane de SiO₂ puis une couche de MgO anti-réfléctive et entrer dans la galette de microcanaux.

IV.2.1.2.c. Anodes résistives

Pour ces anodes, la détection diffère de la détection en tout ou rien rencontrée précédemment. Il s'agit ici de mesurer des charges électriques, puis de recalculer à partir de ces mesures la position spatiale de l'événement. On a donc des pixels "analogiques". De la précision sur la mesure des courants dépend la précision de la position de l'impact.

Pour comprendre le fonctionnement de ce type de détecteurs, considérons que l'on a deux électrodes (voir Figure 7). La cible est une diode PIN. La cible est polarisée positivement coté n. Le champ électrique

Name	Address
Mr. A. B. C.	123 Main St., New York, N.Y.
Mr. D. E. F.	456 Elm St., Boston, Mass.
Mr. G. H. I.	789 Oak St., Chicago, Ill.
Mr. J. K. L.	101 Pine St., Philadelphia, Pa.
Mr. M. N. O.	202 Cedar St., Washington, D.C.
Mr. P. Q. R.	303 Birch St., San Francisco, Cal.
Mr. S. T. U.	404 Spruce St., Portland, Me.
Mr. V. W. X.	505 Fir St., Seattle, Wash.
Mr. Y. Z. A.	606 Willow St., Denver, Colo.
Mr. B. C. D.	707 Ash St., Minneapolis, Minn.
Mr. E. F. G.	808 Hickory St., St. Louis, Mo.
Mr. H. I. J.	909 Walnut St., Kansas City, Mo.
Mr. K. L. M.	1010 Chestnut St., Cincinnati, Ohio.
Mr. N. O. P.	1111 Sycamore St., Columbus, Ohio.
Mr. Q. R. S.	1212 Magnolia St., Indianapolis, Ind.
Mr. T. U. V.	1313 Dogwood St., Louisville, Ky.
Mr. W. X. Y.	1414 Redwood St., Memphis, Tenn.
Mr. Z. A. B.	1515 Cypress St., Nashville, Tenn.
Mr. C. D. E.	1616 Juniper St., Knoxville, Tenn.
Mr. F. G. H.	1717 Fir St., Chattanooga, Tenn.
Mr. I. J. K.	1818 Spruce St., Birmingham, Ala.
Mr. L. M. N.	1919 Pine St., Montgomery, Ala.
Mr. O. P. Q.	2020 Cedar St., Mobile, Ala.
Mr. R. S. T.	2121 Birch St., Tallahassee, Fla.
Mr. U. V. W.	2222 Oak St., Jacksonville, Fla.
Mr. X. Y. Z.	2323 Palm St., Miami, Fla.
Mr. A. B. C.	2424 Maple St., Orlando, Fla.
Mr. D. E. F.	2525 Elm St., Tampa, Fla.
Mr. G. H. I.	2626 Pine St., St. Petersburg, Fla.
Mr. J. K. L.	2727 Cedar St., Sarasota, Fla.
Mr. M. N. O.	2828 Birch St., Clearwater, Fla.
Mr. P. Q. R.	2929 Spruce St., Dunedin, Fla.
Mr. S. T. U.	3030 Fir St., Palm Bay, Fla.
Mr. V. W. X.	3131 Willow St., Titusville, Fla.
Mr. Y. Z. A.	3232 Ash St., Melbourne, Fla.
Mr. B. C. D.	3333 Hickory St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. E. F. G.	3434 Walnut St., Ft. St. John, Fla.
Mr. H. I. J.	3535 Chestnut St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. K. L. M.	3636 Sycamore St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. N. O. P.	3737 Magnolia St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. Q. R. S.	3838 Dogwood St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. T. U. V.	3939 Redwood St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. W. X. Y.	4040 Cypress St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. Z. A. B.	4141 Juniper St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. C. D. E.	4242 Fir St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. F. G. H.	4343 Spruce St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. I. J. K.	4444 Pine St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. L. M. N.	4545 Cedar St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. O. P. Q.	4646 Birch St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. R. S. T.	4747 Spruce St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. U. V. W.	4848 Fir St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. X. Y. Z.	4949 Willow St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. A. B. C.	5050 Ash St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. D. E. F.	5151 Hickory St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. G. H. I.	5252 Walnut St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. J. K. L.	5353 Chestnut St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. M. N. O.	5454 Sycamore St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. P. Q. R.	5555 Magnolia St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. S. T. U.	5656 Dogwood St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. V. W. X.	5757 Redwood St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. Y. Z. A.	5858 Cypress St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. B. C. D.	5959 Juniper St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. E. F. G.	6060 Fir St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. H. I. J.	6161 Spruce St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. K. L. M.	6262 Pine St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. N. O. P.	6363 Cedar St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. Q. R. S.	6464 Birch St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. T. U. V.	6565 Spruce St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. W. X. Y.	6666 Fir St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. Z. A. B.	6767 Willow St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. C. D. E.	6868 Ash St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. F. G. H.	6969 Hickory St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. I. J. K.	7070 Walnut St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. L. M. N.	7171 Chestnut St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. O. P. Q.	7272 Sycamore St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. R. S. T.	7373 Magnolia St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. U. V. W.	7474 Dogwood St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. X. Y. Z.	7575 Redwood St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. A. B. C.	7676 Cypress St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. D. E. F.	7777 Juniper St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. G. H. I.	7878 Fir St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. J. K. L.	7979 Spruce St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. M. N. O.	8080 Pine St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. P. Q. R.	8181 Cedar St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. S. T. U.	8282 Birch St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. V. W. X.	8383 Spruce St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. Y. Z. A.	8484 Fir St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. B. C. D.	8585 Willow St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. E. F. G.	8686 Ash St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. H. I. J.	8787 Hickory St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. K. L. M.	8888 Walnut St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. N. O. P.	8989 Chestnut St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. Q. R. S.	9090 Sycamore St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. T. U. V.	9191 Magnolia St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. W. X. Y.	9292 Dogwood St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. Z. A. B.	9393 Redwood St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. C. D. E.	9494 Cypress St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. F. G. H.	9595 Juniper St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. I. J. K.	9696 Fir St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. L. M. N.	9797 Spruce St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. O. P. Q.	9898 Pine St., Ft. Pierce, Fla.
Mr. R. S. T.	9999 Cedar St., Ft. Pierce, Fla.

est donc orienté du côté n vers le côté p. Le faisceau d'électrons incidents frappe la cible à une distance x du centre, sur le côté n de la jonction. Des paires électron-trou sont générées et séparées par le champ électrique régnant dans la jonction. Les électrons sont collectés par l'électrode positive du côté n, alors que les trous sont collectés sur l'électrode négative côté p. Tandis que l'électrode côté n est reliée partout au même potentiel, l'électrode p comprend 2 sorties à chaque extrémités du dispositif. Les courants se séparent en un courant I_1 et I_2 (voir Figure 7), et voient chacun une résistance R_1 et R_2 que l'on peut écrire sous la forme :

$$R_1 = \rho(L-x) \text{ et } R_2 = \rho(L+x).$$

Le rapport des courants vaut :

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{L-x}{L+x}$$

Donc de la mesure des courants I_1 et I_2 , on en déduit la position de l'impact: c'est le recentrage de photon. Un certain nombre d'effets indésirables limitent la précision de la mesure, en particulier à cause de l'élargissement du nuage électronique après la galette de microcanaux et entre la galette et l'anode. La précision de positionnement est de l'ordre de $50 \mu\text{m}$, et elle peut être moyennée en sommant un grand nombre d'événements. Malgré ces inconvénients, ce type de détecteur demeure intéressant, car il nécessite un nombre de sorties réduit, par opposition aux anodes métalliques.

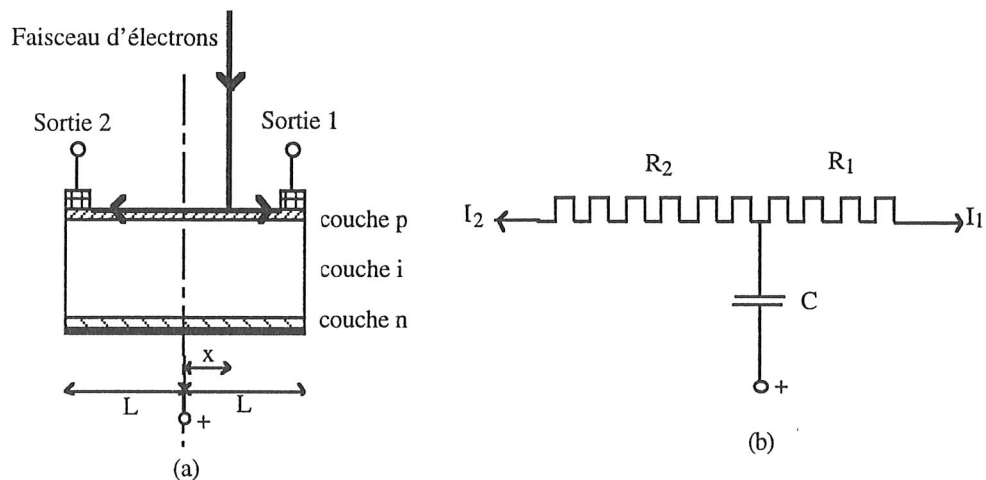


Figure 7: (a) Schéma de principe d'une anode résistive, (b) Circuit électrique équivalent

IV.2.2. Rapport Signal/ Bruit

- Si le détecteur est parfait, on retrouve pour chaque pixel un rapport S/B en \sqrt{n} ou $\sqrt{\eta n}$ avec un rendement quantique η .

- Supposons maintenant que le gain de multiplication g ne soit pas stable dans le temps. C'est le cas en pratique pour tous les détecteurs de deuxième génération. On considère alors que le gain g est une variable aléatoire dont on connaît la valeur moyenne \bar{g} et la variance σ_g . Alors on peut montrer que le rapport signal/bruit vaut :

$$\frac{S}{B} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_g}{\bar{g}}\right)^2}} \sqrt{\eta \bar{n}}$$

- Supposons de plus que le détecteur qui suit le dispositif de multiplication (la galette de microcanaux) soit un CCD de bruit de lecture σ_L (en électrons). La lecture du CCD se fait avec un certain temps d'intégration T_{int} , et le flux moyen de photons reçus par un pixel vaut $\frac{d\bar{n}}{dt}$ (en photons/sec).



Alors le rapport signal/bruit devient (cf Réf 4):

$$\frac{S}{B} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma_g}{g}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_L}{g\eta\sqrt{\frac{d\bar{n}}{dt}} T_{\text{int}}}\right)^2}} \sqrt{\eta\bar{n}}$$

Pour obtenir cette formule, on fait l'hypothèse que les fluctuations des différentes variables aléatoires ne sont pas corrélées, et donc que les différents bruits se somment de manière quadratique.

IV.2.3. Quelques exemples concrets d'utilisation en astronomie

IV.2.3.1. La caméra FOC du télescope spatial HST

Le télescope spatial Hubble (Hubble Space Telescope, ou HST) comprend une caméra à objets faibles appelée FOC (Faint Object Camera). C'est une caméra à comptage de photons (voir Réf. 4), schématisée sur la Figure 8, dont la configuration associe plusieurs étages d'amplification successifs, comme c'est le cas pour tous les détecteurs à comptage de photons modernes.

En entrée de l'instrument, on trouve tout d'abord trois étages successifs de photocathodes. Après chaque photocathode, les électrons sont accélérés et focalisés magnétiquement. Le gain final de cette opération est de 1.3×10^5 . En sortie de l'intensificateur, le faisceau d'électrons frappe le phosphore de sortie, et forme sur celui-ci une image intensifiée du plan focal. Cette image est ensuite reformée sur un tube télévision à travers une optique relai. Ce tube amplifie également le signal par le processus de multiplication que nous avons appelé "bombardement électronique énergétique". En sortie de ce dernier étage d'amplification, l'image est acheminée sur un tube télévision (qui porte le nom d' EBS, pour Electron Bombarded Silicon) par un faisceau de fibres optiques qui définissent précisément les 512x512 pixels. Le signal vidéo du tube est digitalisé sur 16 bits. La caméra est en fait composée de 2 caméras placées sur deux foyers différents dont les champs sont de 14x14 et 28x28 arcsec. Le nombre de coups à l'obscurité est extrêmement faible : inférieur ou égal à 10^{-2} coup.sec⁻¹.pixel⁻¹. La sensibilité spectrale va de 1150 Å à 6500 Å, la limite basse venant du matériau de la fenêtre d'entrée (MgF₂) et la limite haute du matériau de la photocathode.

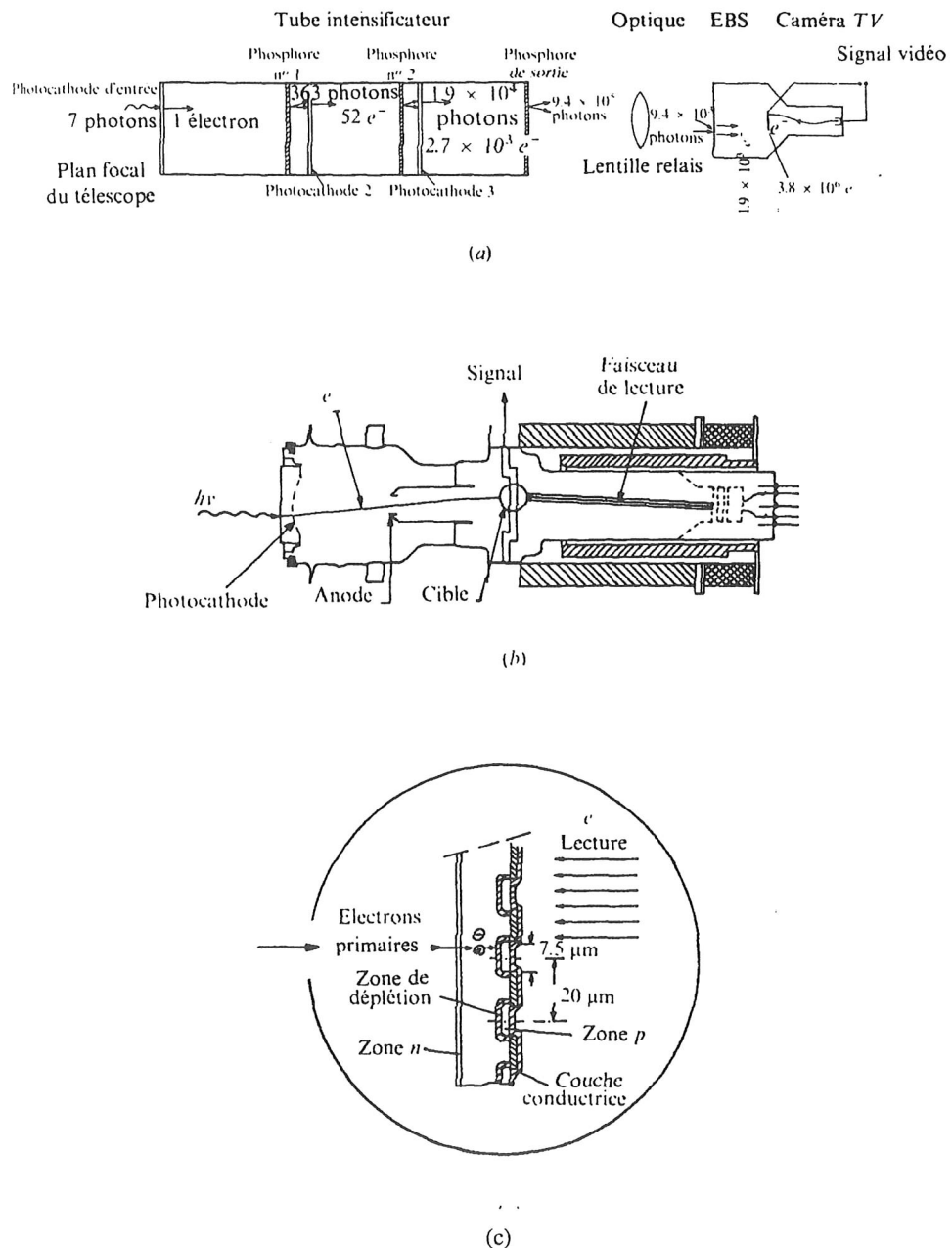


Figure 8 (d'après Réf. 4): La caméra FOC à comptage de photons du télescope spatial Hubble. (a) Tube intensificateur. L'entrée de la caméra se trouve au plan focal du télescope où se forme une image de l'objet (b) Tube télévision type EBS (c) Couche d'amplification du tube

Le principal inconvénient de ce type de caméra est qu'il se sature très vite avec les sources brillantes. Leur utilisation est donc limitée aux sources faibles. De plus, leur mise en oeuvre est complexe. En France, A. Blazit a construit une caméra à comptage utilisée par la communauté astronomique Française^{12,13}. La configuration est ici légèrement différente : on trouve tout d'abord un tube intensifié de première génération suivi par une galette de microcanaux couplée à un réseau de fibres optiques séparé en 4 faisceaux qui arrivent sur 4 CCD de 288x384 pixels. Les données qui sortent des CCD sont acheminées sur un processeur format bus VME qui recalcule les points d'impact et stocke les images.

On trouvera en Figure 9 une vue du télescope spatial HST ainsi qu'une image de la surface de Pluton, la planète la plus éloignée de notre système solaire, obtenue avec la caméra à comptage FOC¹⁴.

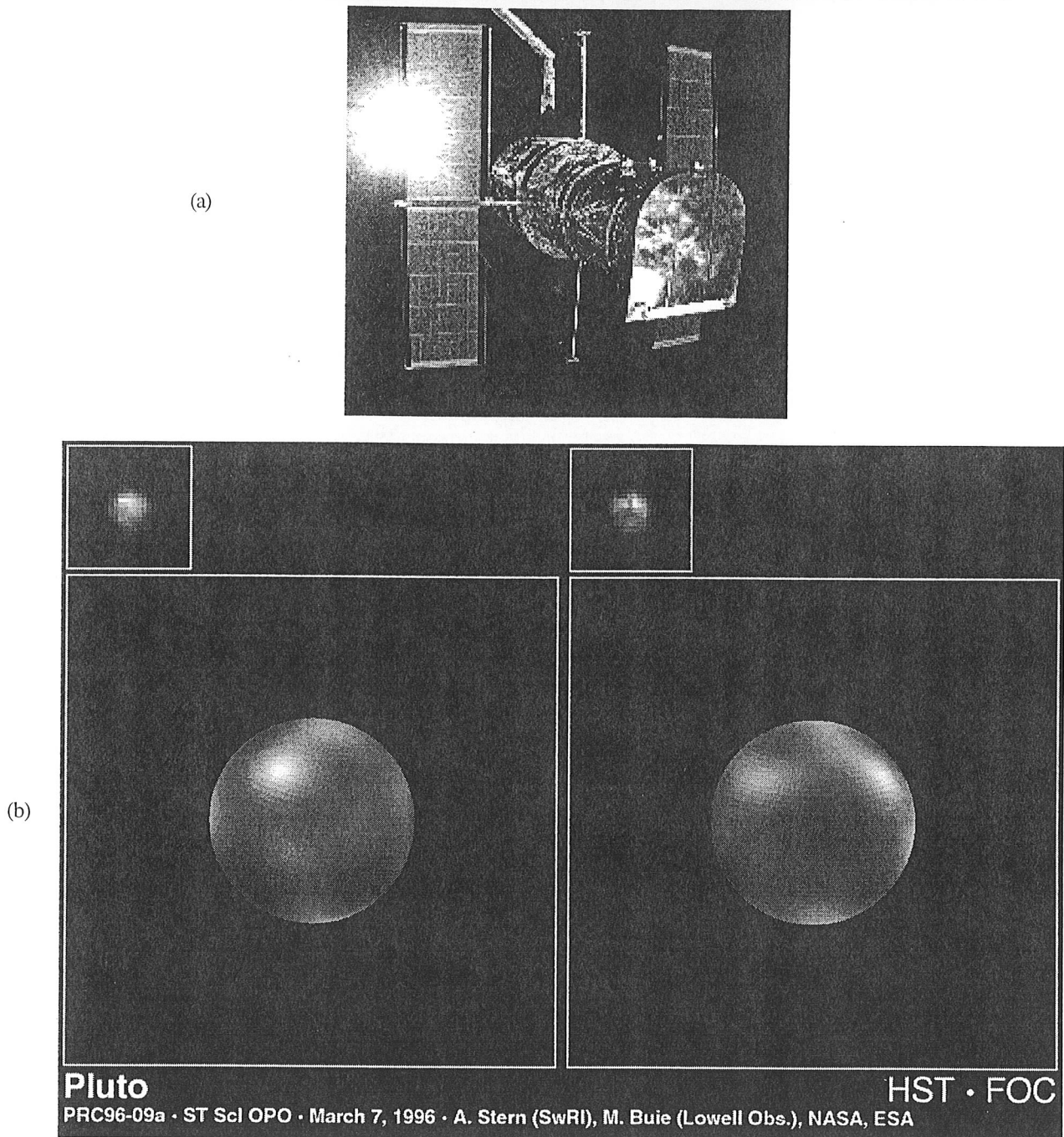


Figure 9 (d'après Réf. 14): (a) Le télescope spatial HST, (b) Image de la surface de pluton obtenue avec la caméra à comptage de photons FOC, prise dans le bleu à 4.8 billions de kms de la terre !

IV.2.3.2. Utilisation d'un EBCCD pour l'analyse de surface d'onde en optique adaptative.

En optique adaptative, on cherche à corriger en temps réel le front d'onde perturbé par les fluctuations d'indice de l'air dues à la turbulence atmosphérique. Pour cela, il faut tout d'abord analyser la surface d'onde qui parvient à l'observateur, pour ensuite envoyer par une boucle d'asservissement une correction sur un miroir déformable inséré dans le train optique entre le télescope et la caméra. Pour analyser la surface d'onde, on peut segmenter le plan d'onde par une matrice de microlentilles qui refocalise l'image de la source en autant de points qu'il y a de microlentilles (Analyseur de type Shack-Hartmann). On a une idée de la forme du plan d'onde en regardant le déplacement du barycentre de chacun de ces points ¹⁵.

Pour l'analyse de surface d'onde, les exigences requises sont les suivantes : lecture rapide (1 ms) pour ne pas limiter la bande passante de l'asservissement, comptage de photons pour asservir sur des objets de magnitude faible afin d'augmenter la couverture de ciel.

Un tube de type Electron Bombarded CCD¹⁶ a été développé par le LEP (Laboratoire d'Electronique Philips) au début des années 1990. Il a été utilisé de manière routinière par les astronomes sur l'optique adaptative au télescope de 3.6 m de l'ESO au Chili, tout d'abord sur le prototype Come-on puis sur l'instrument utilisateur Adonis.

Dans ce tube, on utilise la technique du bombardement par électron, mais au lieu de venir frapper une couche phosphorescente, un détecteur CCD est directement incorporé dans le tube, comme le montre la Figure 10. Ainsi, les photoélectrons émis par la photocathode et accélérés par une optique électrostatique viennent directement bombarder la matrice CCD. On évite ainsi l'utilisation d'une galette de microcanaux (dont le gain de multiplication est très bruité) et le collage de la galette soit sur un réseau de fibres optiques soit sur une matrice intensifiée.

Avec ce dispositif, il n'y a plus de dispersion de gain, ni de problème lié au taux de remplissage des galettes en cascade.

Pour le nouveau projet d'optique adaptative du VLT de l'ESO (Nasmith Adaptive Optics System), des études théoriques ont montré que des CCD à 128x128 étaient préférables aux EBCCD en analyse de surface d'onde, à condition que le bruit de lecture soit de l'ordre de 2 électrons. L'ESO est en train de développer une caméra CCD ayant un tel bruit de lecture en utilisant une matrice CCD fabriquée par EEV en Angleterre. Il apparaît par ailleurs que, la diminution du bruit de lecture aidant, les CCD rognent de plus en plus le domaine d'utilisation des dispositifs à comptage de photons.

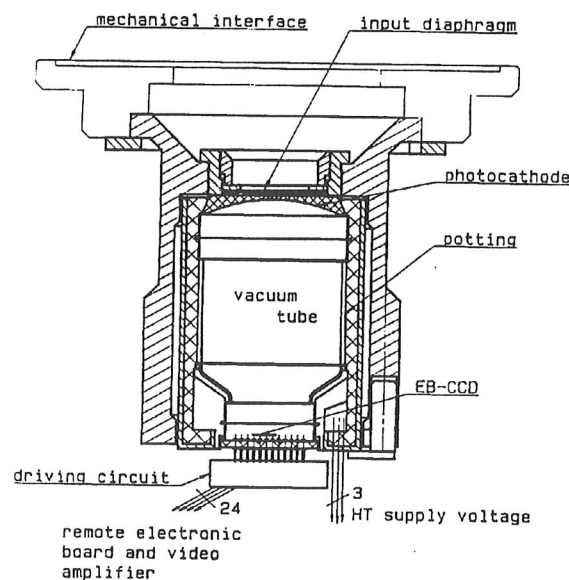


Figure 10: Schéma de principe de l'EBCCD (d'après Réf. 16)

IV.2.3.3. Survey $H\alpha$ du petit nuage de Magellan avec Fabry-Pérot

L'exemple qui suit est un petit projet réalisé avec relativement peu de moyens par une équipe de l'Observatoire de Marseille. Il utilise un petit télescope de 36 cm équipé d'un récepteur Thomson 256x256 pixels à comptage de photons. Entre le télescope et la caméra, on dispose un interféromètre de Fabry-Pérot (FP) dont la transmission en longueur d'onde dépend de l'épaisseur qui sépare les deux lames à face parallèles du FP. En faisant varier cette épaisseur de manière très précise, on peut faire ainsi une analyse spectrale de l'image pour chacun des pixels.

L'utilisation d'une caméra à comptage de photons se justifie pleinement dans ce cas, car avec un FP, la résolution spectrale $R = \lambda/\delta\lambda$ est très grande, de l'ordre de 10000. Ainsi, on peut faire une analyse spectrale très fine, avec une résolution en longueur d'onde $\delta\lambda = 0.25 \text{ \AA}$. Dans ce cas, le problème vient du

fait qu'on dispose d'extrêmement peu de photons en sortie du FP. Et on ne peut pas augmenter le temps de pose, car le balayage en longueur d'onde doit se faire dans un temps raisonnablement court pour minimiser les différences de transmission atmosphériques.

L'intérêt d'une analyse spectrale très fine, c'est qu'on peut mesurer la vitesse d'éloignement (ou de rapprochement) de l'objet observé en regardant le décalage de raies connues par effet Doppler. On en déduit donc la cinématique des régions observées : un décalage vers le rouge traduit un éloignement, et vers le bleu le contraire. Les astronomes marseillais ont observé à l'observatoire de la Silla au Chili la raie de l'hydrogène $H\alpha$ dans le petit nuage de Magellan, observable uniquement dans l'hémisphère Sud. Etienne Le Coarer a ainsi réalisé pour la première fois en 1993 une cartographie de la cinématique de ce gaz ionisé interstellaire¹⁷, comme on peut le voir sur la Figure 11. Un catalogue complet des vitesses radiales de cette région a été dressé. Les observations ont été réalisées de la manière suivante : l'étendue spectrale du FP a été scannée en 6 min, et cette opération a été répétée 24 fois pour chacune des régions observées.

On se trouve dans un cas où le comptage de photons est le plus intéressant : le très faible rendement quantique importe peu, puisqu'on prend le temps de répéter les observations plusieurs fois. Par contre, comme on dispose de très peu de photons en sortie, il ne faut pas que la mesure soit bruitée. Un CCD ayant un très bon bruit de lecture ($2e^-$) et un bon rendement quantique (70%) aurait été un bon concurrent de la caméra à comptage, car ce que l'on perd en ne comptant pas les photons, on le gagne avec un meilleur rendement quantique et en posant plus longtemps. Par contre, lorsque l'on ne peut pas poser longtemps, alors le comptage de photons est la seule solution.

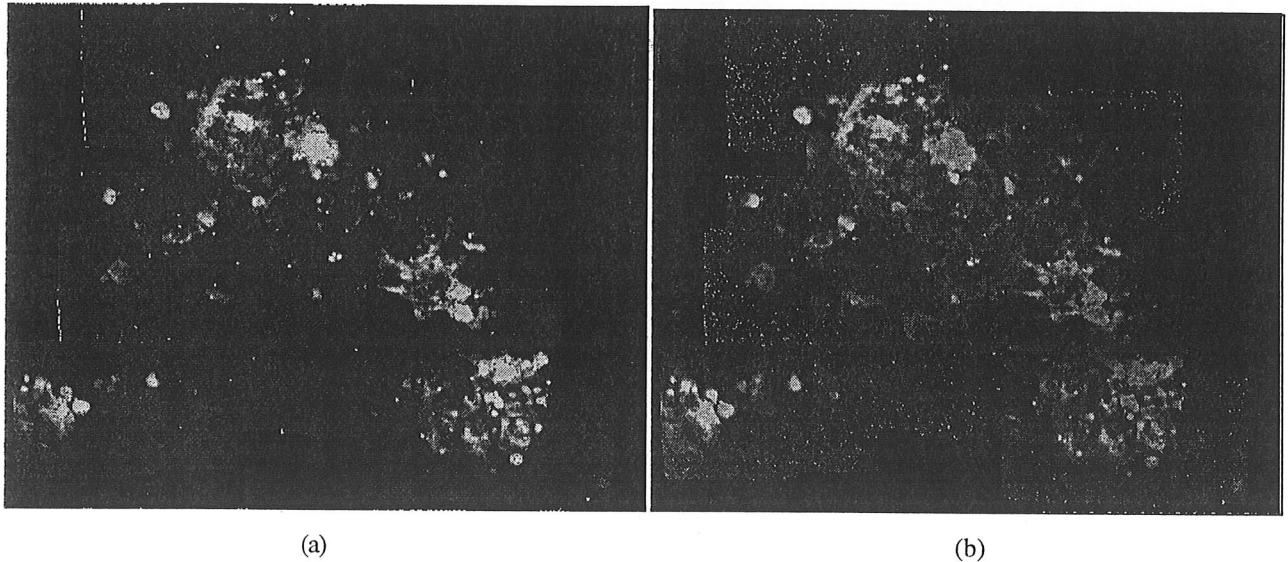


Figure 11 (d'après Réf 17): (a) Carte d'intensité du petit nuage de Magellan (b) distribution des vitesses de ce même nuage.

V. Les détecteurs supraconducteurs à jonction tunnel

Les détecteurs à base de jonctions tunnels n'ont pas encore été utilisés en astronomie. Mais un groupe de l'ESTEC (branche scientifique et technique de l'ESA) s'intéresse depuis quelques années à ce type de détecteurs et leurs applications en astronomie¹⁸. Ils se sont intéressés plus particulièrement à l'utilisation de ces dispositifs à la fois pour les rayons X, et pour le comptage de photons dans le visible et l'IR proche.

Je ne vais pas m'étendre sur les principes de fonctionnement des jonctions supraconductrices en tant que détecteurs, car ces aspects sont déjà traités par le cours de J-P. Maneval dans cette même école. Je vais me borner à quelques brefs rappels, pour ensuite insister plus longuement sur leurs possibles applications en astronomie.

Dans la littérature, ce type de détecteur est connu sous le nom de STJ (Superconducting Tunnel Junctions).

V.1. Principe de fonctionnement

V.1.1. Principe physique : rappel

Dans tous ces types de détecteurs, on retrouve le schéma suivant¹⁹ (cf. Figure 12) :

- un absorbeur, constitué d'un matériau supraconducteur comme le Niobium. Il convertit les photons en quasiparticules.
- une jonction, généralement de type SIS, en Al/AlOx/Al sur la figure, collecte les quasiparticules créées par l'arrivée du photon.

Toute la difficulté réside dans le fait que le nombre de quasiparticules collectées par la jonction quand un photon arrive doit être supérieur au bruit total du détecteur. Les photons peuvent arriver soit en face avant, soit en face arrière à travers un substrat transparent, comme indiqué sur la Figure 12.

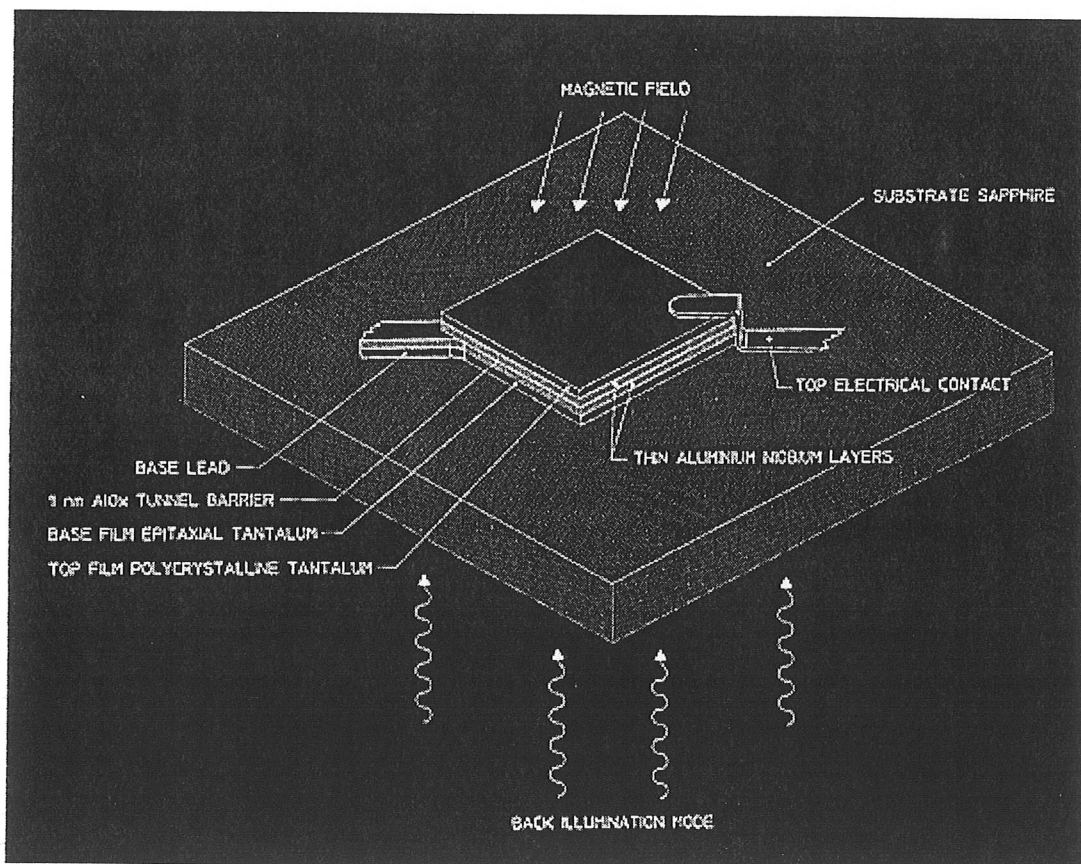


Figure 12 (d'après Réf. 19): Schéma de base d'un détecteur de photons à jonction SIS

La Figure 13 explique comment ce détecteur fonctionne : un photon incident d'énergie $h\nu$ vient briser une paire de Cooper (située au niveau de Fermi) de l'absorbant en Niobium (Nb). Comme le photon a une énergie bien supérieure à l'énergie du gap du Nb, les quasiparticules créées sautent bien au dessus du gap et se relaxent en générant des phonons dans le supraconducteur. Ces phonons à leur tour sont à même de briser une autre paire et de générer des porteurs appelés quasiparticules (QP) au dessus du gap. Il s'en suit un phénomène de génération en cascade de QP dans le Nb. Les QP sont ensuite attirées par l'électrode d'Aluminium en contact avec le Niobium, car l'Al a un gap plus faible que celui du Nb : c'est ce que l'on appelle l'effet du piégeage des quasiparticules. On espère ainsi éviter de perdre des QP qui pourraient interagir avec les phonons du substrat. Enfin, la jonction supraconductrice étant polarisée, ces dernières vont traverser la barrière isolante par effet tunnel et générer un courant. Si le dispositif est uniformément éclairé, il résulte de ce processus un accroissement du courant de fuite. La détection de cette variation de courant permet de remonter au nombre de photons qui ont atteint le détecteur. Plus l'énergie du photon est

grande (c'est à dire plus la longueur d'onde est courte), plus le nombre de QP créés et donc détectées est grand : à l'arrivée d'un photon, le niveau du signal détecté permet de remonter à son énergie.

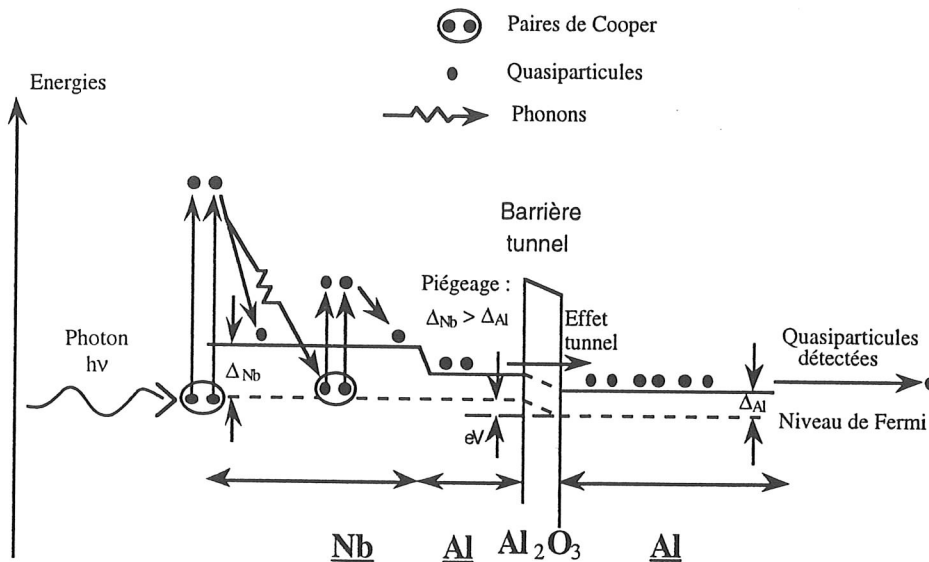


Figure 13 : Transfert de quasiparticules par effet tunnel avec absorption d'un photon

V.1.2. Performances théoriques

L'absorption d'un photon de longueur d'onde est suivie par une série de processus rapides dans lesquels l'énergie du photon est convertie en phonons et quasiparticules. Ce processus de conversion prend de l'ordre de 2 ns dans le niobium. A température suffisamment basse, le nombre N_0 de quasiparticules créés par l'absorption d'un photon domine largement la population de quasiparticules excités par la température.

On trouvera dans le dernier article de Tone Peacock²⁰ une expression théorique et approchée de N_0 :

$$N_0(\lambda) \sim 7 \times 10^5 / \lambda(\text{nm}) \Delta(T)$$

où $\Delta(T)$ désigne le gap du supraconducteur, sachant que dans l'approximation BCS, le gap se relie à la température critique T_c du supraconducteur par :

$$\Delta(T) = 1.75 kT_c \quad \text{où } k = \text{constante de Boltzmann} = k = 6.62 \times 10^{-34}$$

Pour le niobium qui est un supraconducteur à couplage fort, son comportement s'écarte légèrement de la théorie BCS, et le facteur 1.75 devient 1.93 .

Exemples : Pour du niobium ou de l'aluminium (températures critiques T_c respectives de 9.2 et 1.14 K), si l'on opère à $T=0.1 T_c$, alors N_0 est de l'ordre de 10^3 et 10^4 respectivement à $\lambda=500\text{nm}$.

On en conclut que :

- plus la longueur d'onde augmente, c'est à dire plus on va vers l'infrarouge, moins on crée de quasiparticules.
- on a intérêt à choisir un matériau de gap le plus faible possible.

- La résolution en longueur d'onde $\partial\lambda$ est liée à la variance ∂N_0 sur N_0 .

La résolution limite théorique, que l'on appelle résolution de Fano, est donnée par la formule (d'après Réf. 20) :

$$\partial\lambda_F(\text{nm}) \sim 2.8 \times 10^{-3} \lambda(\text{nm})^{3/2} [F\Delta(T)]^{1/2}$$

F est le facteur de Fano²¹. Il est bien connu de ceux qui travaillent sur le comptage de photons. Il est tel que : $\partial N_0 = F N_0$. F varie avec le matériau, il vaut environ 0.22 pour le niobium, et 0.19 pour l'étain.

En remplaçant F et $\Delta(T)$ par leur valeur, on trouve pour le Niobium :

$$\partial \lambda_F (nm) \sim 5 \times 10^{-4} \lambda (nm)^{3/2} T_c^{1/2}$$

En pratique, on pourra utiliser cette formule approchée du Niobium pour n'importe quel autre matériau, car le facteur de Fano ne varie pas beaucoup en fonction du matériau.

Le Tableau 1 donne le nombre de quasiparticules créées pour un photon de longueur d'onde λ , les résolutions en longueur d'onde et spectrales théoriques correspondantes pour différents matériaux absorbants. On en déduit que :

- il devient très difficile de faire du comptage de photon à 2 μm avec du niobium, sachant que le bruit de l'électronique sera de l'ordre de la centaine d'électrons (30 e- à l'ESTEC). Ceci explique le passage de l'ESTEC au Tantale.

- la résolution spectrale diminue avec la longueur d'onde, mais pourrait théoriquement atteindre 120 à 2 μm , à condition d'utiliser du Hafnium. Ceci ne prend pas en compte les problèmes de courants de fuite dans la jonction, de piégeage de quasiparticules, ou d'épitaxie du matériau. Ce qui est sûr, c'est que l'on peut utiliser des jonctions en aluminium avec un absorbant en Tantale : le courant de fuite est faible (car on sait faire des jonctions en Al de très bonne qualité), il y a phénomène de piégeage, car le Tantale a un gap plus important que l'aluminium, et on sait déposer des couches de Tantale de bonne qualité. Dans ces conditions, les valeurs obtenues avec le Tantale comme absorbant sont bien représentatives de l'état de l'art aujourd'hui et de ce qu'il est raisonnable d'attendre des instruments qui seront réalisés dans un futur proche.

Matériau	T_c (K)	nombre de QP N_0		résolution $\partial \lambda_F$		Rés spectrale $R_F = \lambda / \partial \lambda_F$	
		$\lambda = 121 \text{ nm}$	$\lambda = 2 \mu\text{m}$	$\lambda = 121 \text{ nm}$	$\lambda = 2 \mu\text{m}$	$\lambda = 121 \text{ nm}$	$\lambda = 2 \mu\text{m}$
Hafnium	0.13	3×10^5	1.8×10^4	0.24 nm	16 nm	500	120
Al	1.14	3×10^4	2×10^3	0.7 nm	48 nm	170	41
Tantale	4.48	8×10^3	5×10^2	1.4 nm	94 nm	85	21
Niobium	9.2	4×10^3	2.5×10^2	2 nm	135 nm	59	14

Tableau 1: Nombre de quasiparticules N_0 et résolution spectrale théorique R_F pour un photon de longueur d'onde λ .

V. 1. 3. Amplification et traitement du signal

Un des gros problèmes de ce type de détecteur est d'amplifier le signal faible (quelques centaines ou milliers d'électrons) qui vient de la jonction. La principale contrainte est liée au fait que la jonction se trouve à très basse température (0.3K ou moins) où un amplificateur classique à semi-conducteur ne fonctionne pas. On trouvera sur la Figure 14 un schéma possible d'amplification.

La première idée consiste à se dire qu'il vaut mieux utiliser un amplificateur de charge (ampli intégrateur) comme amplificateur à température ambiante. En effet, cet amplificateur est nécessairement situé loin de la jonction qui est à très basse température. Il existe des amplificateurs de charge qui fonctionnent à 20K développés dans le domaine de la détection nucléaire de particules à haute énergie, mais leur emploi n'est pas courant, tout au moins dans notre domaine. On préfère un amplificateur de charge, car son impédance d'entrée en alternatif est R_2 (si on néglige la capacité de liaison C_L). En pratique, R_2 est la résistance du câble de liaison entre l'amplificateur et la jonction, donc c'est une impédance faible, de quelques Ohms. Une plus faible impédance donne une meilleure immunité aux bruits parasites amenés par les câbles.

Sur ce schéma, la résistance de contre-réaction R_f vaut typiquement $1 \text{ M}\Omega$. La capacité de contre-réaction C_f est de l'ordre de 1 pF , les capacités de liaison sont de l'ordre de $0.01 \text{ }\mu\text{F}$.

En négligeant le rôle de R_f par rapport à l'impédance de C_f en alternatif, la réponse alternative de l'amplificateur intégrateur est donnée par :

$$V_{out} = -\frac{1}{R_2 C_f} \int V_1 dt$$

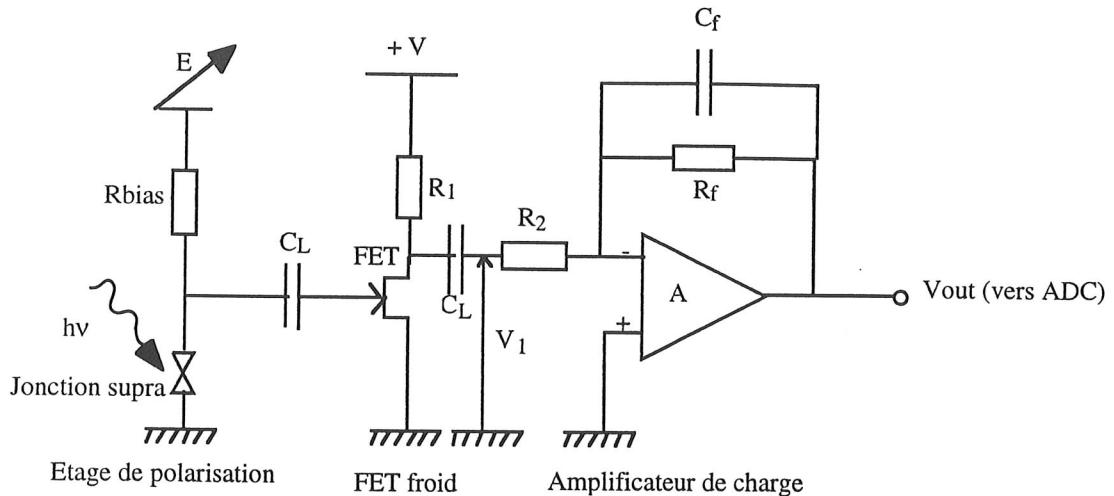


Figure 14 : amplification du signal avec des STJ's

On a donc un détecteur qui intègre les charges tant que le signal varie, donc sa sortie est directement proportionnelle à l'énergie du photon. Quand il n'y a plus de photon, l'amplificateur se décharge avec une constante de temps $R_f C_f$ qui est de l'ordre de la microseconde.

Pour améliorer les choses, on peut envisager de mettre un préamplificateur froid situé le plus près possible de la jonction. Si c'est un amplificateur à FET comme sur la Figure 14, on peut fonctionner à 4K , mais pas à 0.3K . Si on veut absolument se rapprocher le plus près possible de la jonction, il faut utiliser un amplificateur à SQUID. Il semble de plus que ces amplificateurs soient bien adaptés aux impédances présentées par la jonction.

V.2. Etat de l'art en lumière visible et IR proche

V.2.1. Conditions expérimentales

Nous avons vu que le groupe le plus avancé en la matière se trouvait à l'ESTEC. Leurs principaux résultats sont disponibles sur le Web (voir Réf. 19). Ils ont été obtenus à la température de 0.3K , ce qui nécessite un réfrigérateur à He^3 , mais pas une dilution He^3/He^4 . Ils ont utilisé une jonction en aluminium, avec comme absorbeur du Tantale. Un champ magnétique de 500 Gauss parallèle à la jonction est appliqué pour supprimer l'effet Josephson. La jonction est polarisée à tension relativement faible (0.12 mV), en dessous de la tension de gap de la jonction.

V.2.2. Principaux résultats en comptage de photons

On trouvera sur la Figure 15 les histogrammes de réponse d'une jonction à un photon de longueur d'onde donnée. On envoie des séries de 1 photon de longueur d'onde λ , on mesure la hauteur de l'impulsion qui sort de l'amplificateur de charge, et on place les données enregistrées sous forme d'histogramme en fonction de l'amplitude (ou charge) mesurée.

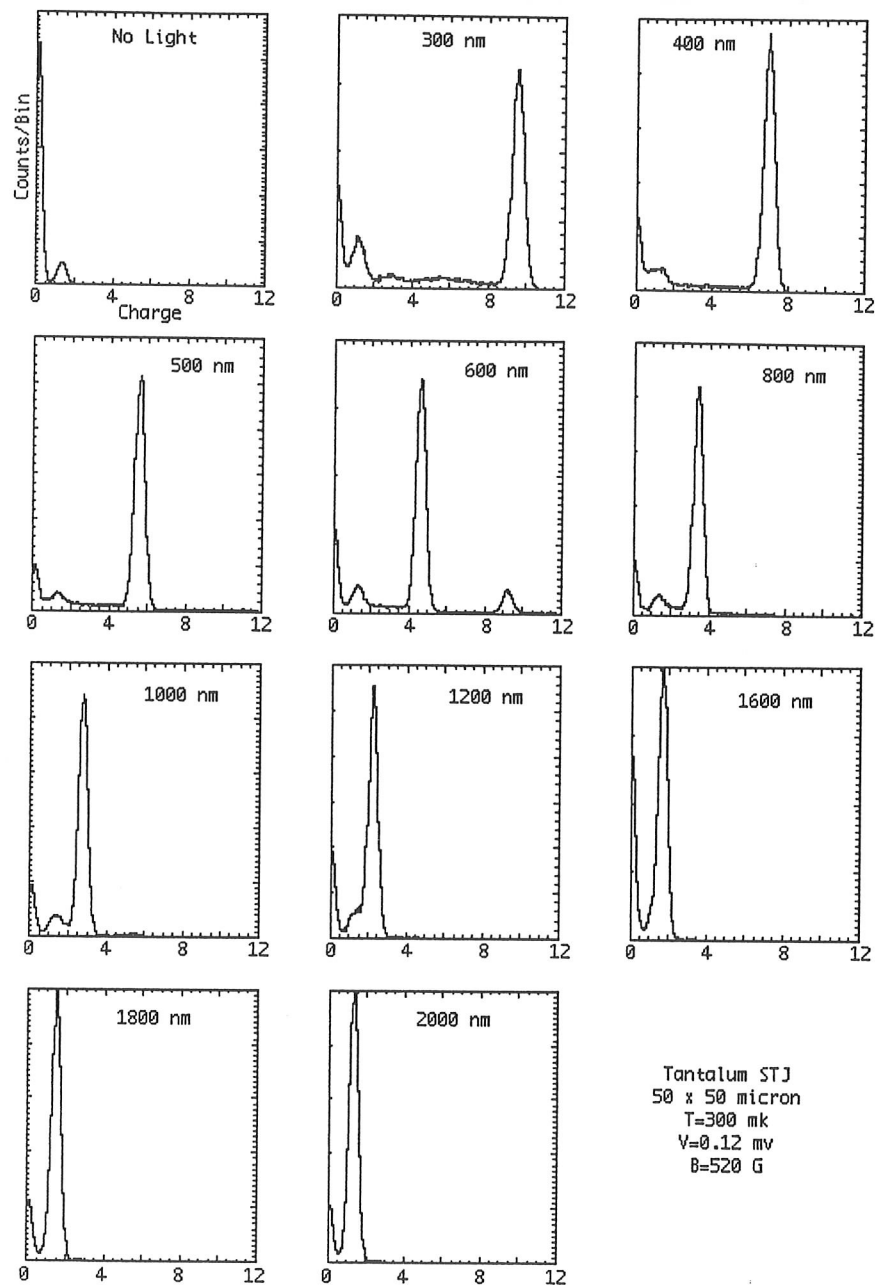


Figure 15 : Histogrammes de réponse d'une jonction au Tantale en fonction de la longueur d'onde (d'après Réf. 19).

Sur cette figure, on peut noter que :

- la position du pic se déplace bien avec la longueur d'onde, ce qui prouve que le détecteur est bien sensible à l'énergie (ou la longueur d'onde). En mesurant la largeur de ce pic, on peut en déduire la résolution spectrale. On s'aperçoit qu'elle est à peu près conforme à la limite théorique (voir Réf.20).

- le nombre de coups en conditions d'obscurité semble faible. Il est du principalement à du bruit microphonique.

- il est possible de faire du comptage de photons jusqu'à 2 microns au moins.

V.2.3. Exemple de spectroscopie en lumière visible

Comme démonstration des capacités spectroscopique basse résolution des STJ's, l'ESTEC a placé une jonction à la sortie d'un monochromateur réglé à 2 μm dont on a enlevé les filtres séparateur d'ordre. Comme tout monochromateur, on peut voir les différents ordres du réseau, jusqu'au neuvième dans ce cas (voir Figure 16). Ainsi, il est prouvé que l'on peut se passer de ces filtres séparateur d'orde avec les

STJ's, car on a une information sur la longueur d'onde et donc on n'est pas obligé de filtrer les ordres supérieurs. Cette figure prouve également qu'un seul et même détecteur est capable de couvrir toute une décade de 0.2 à 2 μm en comptage de photons, ce que aucun autre détecteur n'est capable de faire sur le marché.

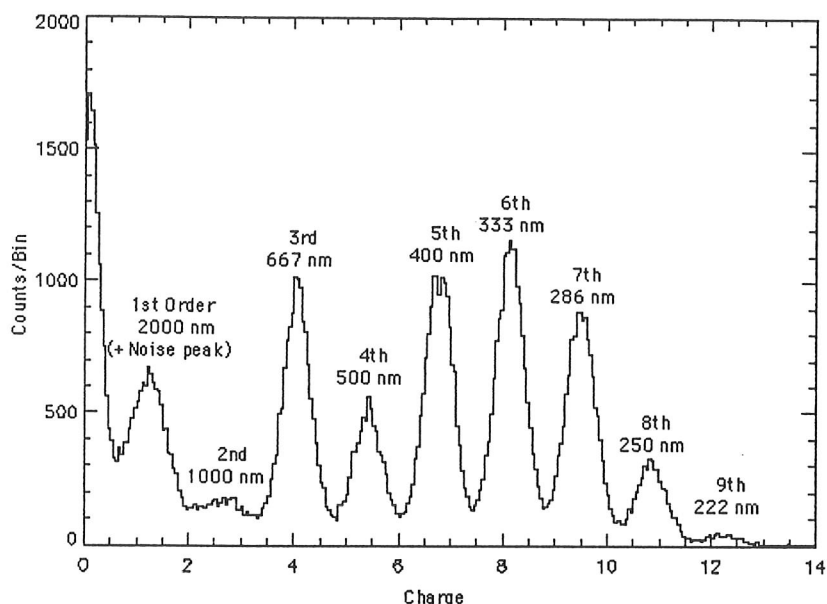


Figure 16 : Spectroscopie avec des STJ's, jonction mise à la sortie d'un monochromateur (d'après Réf.19)

V.3. Applications possibles en astronomie

Les qualités des détecteurs STJ en feraient des capteurs prometteurs pour toutes les applications à faible flux. Je présente ici quelques exemples d'instrumentation qui seraient fondamentalement transformées par ces nouveaux capteurs. Ces applications, prises dans le domaine de l'astronomie, ne sont qu'une illustration des possibilités offertes par une telle technologie.

V.3.1. Interférométrie visible et IR : suiveur de franges

L'interférométrie spatiale optique, mono-télescope comme multi-télescopes, repose sur la détection de systèmes d'interférence (tavelures, franges, interférogrammes) dont la durée de vie est généralement fixée par le temps de cohérence atmosphérique, de l'ordre de quelques millisecondes en visible à quelques dixièmes de seconde à 5 microns. Seule la détection mono-mode (i.e. d'une cellule de cohérence) s'accommode d'un codage temporel de l'information (multiplexage chromatique), autorisant la mesure par mono-détecteurs. Ce mode en principe est limité à l'infrarouge proche, sauf à diminuer fortement le rendement et restreint très sensiblement le champ observable.

Les autres modes de recombinaison de faisceaux requièrent tous des détecteurs de grande taille afin d'échantillonner correctement les franges ou tavelures sur un champ de l'ordre de grandeur de la tache d'Airy du ou des télescopes. Dans le cas d'une dispersion spectrale simultanée, des détecteurs de grande taille sont également nécessaires afin de fournir un intervalle spectral raisonnable.

La mesure dans un temps de cohérence atmosphérique d'un flux limité à une bande étroite et à la surface de cohérence atmosphérique porte donc sur des signaux de faible niveau. Généralement, à l'inverse des modes d'observation à large bande ou long temps de pose, il est impératif de disposer de systèmes à comptage ayant un rendement quantique maximal.

Ainsi, il apparaît que la détection interférométrique requiert des capteurs aux qualités antagonistes et seule la filière STJ semble pouvoir répondre simultanément à ces besoins:

- par des mono-détecteurs à comptage en infrarouge proche pour utilisation mono-modale, où les systèmes actuels, fondées sur des photodiodes InSb sont limités par leur bruit intrinsèque,
- dans les autres cas, par des détecteurs mosaïques offrant les caractéristiques de rendement quantique, réponse temporelle, linéarité géométrique et nombre de pixels que les technologies actuelles ne sont pas capables d'approcher.

V.3.2. Senseur de front d'onde pour l'Optique adaptative

On a vu que dans les systèmes d'optique adaptative actuels, des dispositifs à transfert de charges intensifiés sont utilisés pour s'approcher des conditions de comptage de photons dans le domaine visible. Les DTC à lecture rapide actuels conservent un bruit de lecture qui ne permet pas de les utiliser sans étage d'amplification et de bénéficier de ce fait d'un rendement quantique supérieur à 20%.

Supposons que l'on soit capable de mettre 4 jonctions aux 4 coins d'un carré, comme pour une anode résistive. On peut penser qu'en analysant simultanément les 4 sorties, on pourrait éventuellement remonter au point d'impact. Mais on peut aussi se dire que ces 4 signaux constituent une information analogique de la position du centre de gravité de l'impact. Il n'est donc peut-être pas utile de calculer cette position car cela prend du temps. Un dispositif à base de jonctions tunnel permettrait dans le cas d'un analyseur de Shack Hartman, d'obtenir directement une mesure du centre de gravité du signal à l'intérieur de chaque sous-pupille. Cette mesure directe permettrait de s'affranchir du calculateur de surface d'onde. L'électronique de lecture du détecteur fournirait directement un vecteur de mesure exploitable par le calculateur de commande.

Enfin, un tel détecteur permettrait une analyse de surface d'onde sur une très large bande spectrale et augmenterait d'autant la sensibilité du dispositif ou permettrait de choisir le domaine spectral en fonction des applications.

V.3.3. La spectro-imagerie

La spectro-imagerie à faible flux est sévèrement limitée par la monochromaticité des récepteurs. En effet, l'instrument optique devant assurer seul la complète séparation des couleurs, il est très difficile d'obtenir simultanément l'information spectrale pour l'ensemble des points d'une image. La basse résolution spectrale conférée par un détecteur STJ aux hautes longueurs d'onde correspond déjà au minimum requis par certains spectro-imageurs. Les observations spectroscopiques sont aussi très limitées par le faible niveau du signal dispersé, ce qui rend nécessaire l'emploi de détecteurs à comptage de photons. Enfin, certains instruments font appel à des techniques de balayage temporel pour figer la transparence atmosphérique qui implique l'usage de détecteurs rapides.

Par ailleurs, compte tenu de sa dimension spectrale intrinsèque, ce détecteur mis sous forme de mosaïque permettrait d'atteindre en un temps donné un volume d'information supérieur à tout ce qui existe actuellement. Par ce biais, il répondra à de nombreux besoins de la spectroscopie .

- Spectroscopie par transformée de Fourier: la résolution spectrale permettrait d'augmenter la détectivité de l'interféromètre Michelson, la résolution temporelle en assurant la stabilité photométrique.
- Spectroscopie à réseau échelle: la résolution spectrale permettrait de séparer les ordres du réseau simplifiant substantiellement la conception des instruments. Grâce au grand nombre de pixels, on pourrait enfin envisager la spectroscopie intégrale de champ à haute résolution spectrale et simultanément dans un grand domaine spectral.
- Spectroscopie de Fabry-Perot: la résolution spectrale permettant d'isoler les ordres d'interférences de l'interféromètre dans tout le domaine spectral, ceci autoriserait l'introduction d'un Fabry-Perot dans tout imageur pour lui donner simplement accès à une résolution spectrale supérieure.
- Spectrophotométrie à large bande: l'emploi de filtres ou dichroïques, nécessaires actuellement pour mesurer dans différentes bandes simultanément, deviendrait inutile du fait de la résolution spectrale. Cette simultanéité serait garante d'une précision accrue.

V.3.4. Caméra à comptage de photon 3D pour le télescope spatial

L'ESTEC a proposé pour la future instrumentation du HST une caméra 100x100 pixels a base de STJ's²². Si cette proposition n'a semble-t-il pas été retenu pour la génération qui vient, il ne paraît tout de même pas utopiste de penser qu'elle le soit pour la génération d'après. Les premiers essais de dispositifs multipixels ont déjà démarré, et l'ESTEC prévoit de tester un prototype de caméra vers l'été 1997. La Figure 17 montre qu'un réseau de 3x3 pixels a déjà été réalisé. Il est sans doute en cours de test actuellement.

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]

[Illegible text]



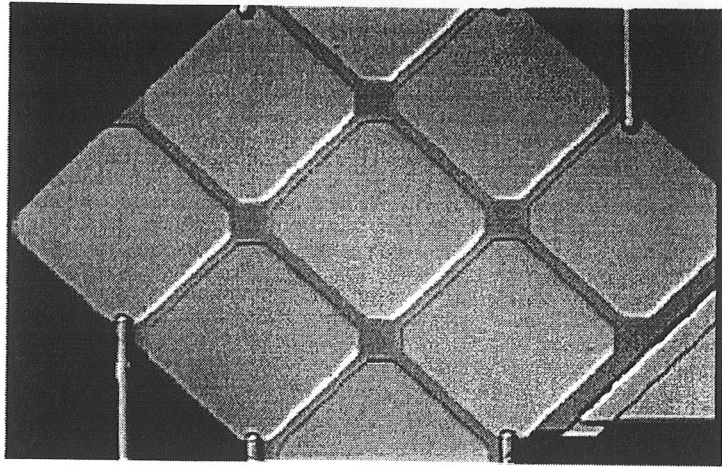


Figure 17 : dispositif 3x3 pixels à base de STJ's (d'après Réf.19).

Les auteurs mettent en avant l'aspect 3D de cette caméra. C'est sans doute là le plus gros atout de ce type de détecteur, qui n'existe nulle part ailleurs : la possibilité d'allier comptage de photons et résolution en énergie.

Les performances prévisibles d'une telle caméra seraient :

Couverture spectrale en comptage: 0.1-2 μm

Nombre de pixels : 100x100

Efficacité quantique : environ 90%

Résolution spectrale : $50 (\lambda/2000\text{\AA})^{-2/3}$

Taux de comptage maximum : ~ 10 kHz

VI. Conclusion

On a vu que les jonctions supraconductrices représentent une voie d'avenir pour l'astronomie, dans beaucoup de domaines où le comptage de photon était déjà présent. Aux dispositifs actuels, les STJ's apportent les éléments suivants :

- un comptage de photon sur un domaine spectral inégalé (de l'UV à 2 μm) malgré un taux de comptage relativement faible par rapport à des photodiodes à avalanche par exemple.

- une résolution spectrale faible, mais qui permet de simplifier certains instruments utilisés en spectroscopie. Cet aspect est totalement original et n'a pas d'équivalent chez les détecteurs classiques.

Le prix à payer pour utiliser ce type de détecteurs est une relative lourdeur liée surtout à la cryogénie à très basse température (0.3 K ou moins), ce qui fait qu'ils sont sans doute mieux adaptés pour les applications sol, bien qu'un projet ESA comme COBRAS/SAMBA utilisera des bolomètres à 0.1K dans l'espace dans quelques années.

Remerciements

Je tiens à remercier tout particulièrement Alain Blazit, Jean-Gabriel Cuby, Pierre Kern, Etienne Le Coarer, Pierre-Yves Longaretti, Pascal Puget, et Michel Talon pour m'avoir aidé à rédiger ce cours.

VII. Annexe 1: Statistique de Poisson

On se place dans le cas où la probabilité d'avoir n événements parmi N événements possibles soit la loi binomiale (cf paragraphe II-1). La loi binomiale s'écrit :

$$B(n, N, p) = C_N^n p^n (1-p)^{N-n}$$

On fait l'hypothèse que : $N \rightarrow \infty$ et $\lambda = Np$ reste constant. Dans ce cas, on va démontrer que la probabilité est de type Poissonienne.

On peut écrire :

$$B(n, N, p) = \frac{\lambda^n}{n!} \left(1 - \frac{\lambda}{N}\right)^N \frac{N!}{(N-n)! N^n} \left(1 - \frac{\lambda}{N}\right)^{-n}$$

$$\text{or : } \lim_{x \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{\lambda}{x}\right)^x = e^\lambda, \text{ donc si } N \rightarrow \infty, \left(1 - \frac{\lambda}{N}\right)^N \rightarrow e^{-\lambda}$$

$$\text{Par ailleurs, si } N \rightarrow \infty, \left(1 - \frac{\lambda}{N}\right)^{-n} \rightarrow 1$$

$$\text{Donc on peut écrire que si } N \rightarrow \infty, B(n, N, p) \rightarrow \frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda} \frac{N!}{(N-n)! N^n} = \frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda} F(n, N)$$

$$\text{à condition de poser : } F(n, N) = \frac{N!}{(N-n)! N^n}$$

Il ne reste plus qu'à évaluer la limite de $F(n, N)$ lorsque $N \rightarrow \infty$.

Pour cela, on part des premiers termes de la Formule de Stirling :

$$n! \approx \sqrt{2\pi n} e^{-n} (n+1)^{n+1/2} \left[1 + \frac{1}{12(n+1)} + \dots\right]$$

Donc on peut écrire $F(n, N)$ sous la forme :

$$F(n, N) = \frac{1}{N^n} \frac{e^{-N-1} (N+1)^{N+1/2}}{e^{-(N-n)-1} (N-n+1)^{N-n+1/2}}$$

$$\text{or : } (N-n+1)^{N-n+1/2} = e^{(N-n+1/2)\text{Log}(N-n+1)} = e^{(N-n+1/2)\text{Log}N(1+\frac{1-n}{N})} = e^{(N-n+1/2)(\text{Log}N + \text{Log}(1+\frac{1-n}{N}))}$$

Sachant que si N grand, alors :

$$\text{Log}\left(1 + \frac{1-n}{N}\right) \approx \frac{1-n}{N}, \text{ donc :}$$

$$(N-n+1)^{N-n+1/2} \approx e^{(N-n+1/2)(\text{Log}N + \frac{1-n}{N})} \approx e^{(N\text{Log}N - (n-1/2)\text{Log}N + 1-n)} \approx N^N N^{-n+1/2} e^{1-n}$$

$$\text{Et de même : } (N+1)^{N+1/2} \approx N^N N^{1/2} e$$

$$\text{donc si } N \text{ est grand: } F(n, N) \approx \frac{1}{N^n} \frac{e^{-N-1} N^N N^{1/2} e}{e^{-(N-n)-1} N^N N^{-n+1/2} e^{1-n}} = 1$$

$$\text{ce qui s'écrit : } \lim_{N \rightarrow \infty} F(n, N) = 1$$

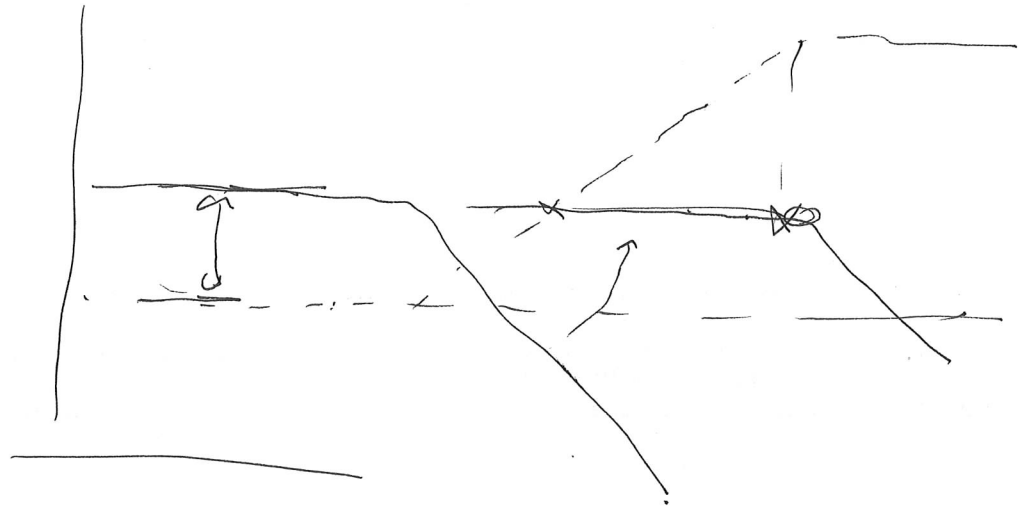
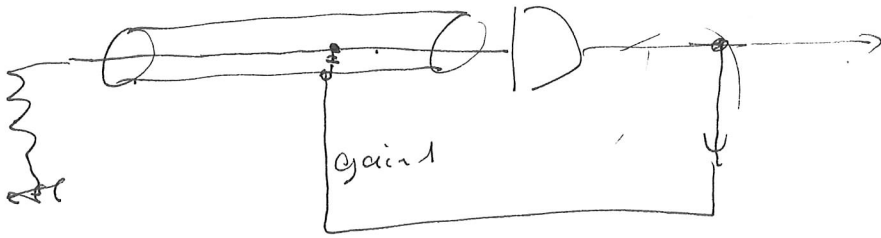
$$\text{et enfin si } N \rightarrow \infty, B(n, N, p) \rightarrow P(n, \lambda) = \frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda}, \text{ avec } \lambda = Np$$

Conclusion :

Dans cette hypothèse, la loi binomiale tend vers une statistique de Poisson donnée par :

$$P(n, \lambda) = \frac{\lambda^n}{n!} e^{-\lambda}$$

- ¹ M.A.C Perryman *et al.*, "Optical photon counting using superconducting tunnel junctions", 1993, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A325, 319.
- ² J.G. Cuby, "Les dispositifs à comptage de photons", Ann. Phys. Fr. **13** (1988), 1-35.
- ³ F. Gex, "Applications à l'astronomie de l'intensification d'image", Acta Electronica, **27**, 3-4, 1987, 247-257.
- ⁴ P. Léna, "Astrophysique, Méthodes physiques de l'observation", Savoir Actuel, InterEditions/Editions du CNRS, 1986.
- ⁵ D. Taupin, "Probabilities, data reduction, and error analysis in the physical sciences", monographies de physique, les éditions de la physique, 1988.
- ⁶ Documentation Hamamastu, Users manual for HC135-01 bi-alkali and HC135-02 multi-alkali detectors, Edition 1, July 1995.
- ⁷ A. MacGregor, "Silicon avalanche photodiodes for low-light, high speed systems", Photonics Spectra, p 139-146, February 1991.
- ⁸ B.F. Levine, *et al.*, "Single photon detection at 1.3 μm using gated avalanche photodiodes", Appl. Phys. Lett. **44** (5), 1 March 1984, p 553-555.
- ⁹ P.P. Web, *et al.*, "Properties of Avalanches Photodiodes", RCA Review, Vol. 35, p 235-278, June 1974.
- ¹⁰ M. Fouassier, *et al.*, "Tubes intensificateurs d'image de 3e génération", Acta Electronica, **27**, 3-4, 1987, 159-163.
- ¹¹ J.S. Morgan, *et al.*, "Centroid position measurements and subpixel sensitivity variation with the MAMA detector", Applied Optics, Vo. 28, No. 6, 15 march 1989, p 1178-1192.
- ¹² A. Blazit, "A 40 mm photon counting camera", Proc "Image detection and quality", SFO Ed., SPIE 702, 259, 1986.
- ¹³ R. Foy, "The Photon Counting Camera CP40", Instrumentation for Ground-Based Optical Astronomy Present and Future, 9th Santa Cruz Summer Workshop in Astronomy and Astrophysics, July 13-24, 1987, L.B. Robinson Editor, Springer-Verlag.
- ¹⁴ Internet par ftp anonymous, adresse ftp.stsci.edu, directory/pubinfo.
- ¹⁵ P. Kern, "Optique adaptative et grand télescopes", Thèse de doctorat de l'Université Paris VII, Juin 1990.
- ¹⁶ J.G. Cuby, *et al.*, "Electron Bombarded CCD: First results with a prototype tube", SPIE's proceedings on Astronomical Telescopes and Instrumentation for the 21st Century, Instrumentation in Astronomy VII, Tucson, 13-17 February 1990.
- ¹⁷ E. le Coarer, *et al.*, "H α survey of the Small Magellanic Cloud", Astron. Astrophys. **280**, 365-372 (1993).
- ¹⁸ M.A.C Perryman, "Optical photon detection using superconducting tunnel junctions", 1993, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A325, 319.
- ¹⁹ Adresse Web ESTEC/STJ Detectors :
http://astro.estec.esa.nl/SA-general/Research/Stj/STJ_main.html
- ²⁰ T. Peacock, *et al.*, "Superconducting Tunnel Junctions as Detectors for Ultraviolet, Optical, and Near Infrared Astronomy", soumis (et accepté) à Astronom. Astrophys., 1996.
- ²¹ U. Fano, Phys. Rev. **72** (1947) 26.
- ²² The STJ camera-simultaneous imaging and spectrophotometry at UV, optical and near infrared wavelengths, ST-ECF Newsletter, No. 23, September 1995.



$$\begin{aligned}
 \gamma T^{\beta} &= \underbrace{\gamma T_0^{\beta}}_{P y} + P + \underbrace{R I^2}_{P x} \\
 &= P(1 + x + y)
 \end{aligned}$$