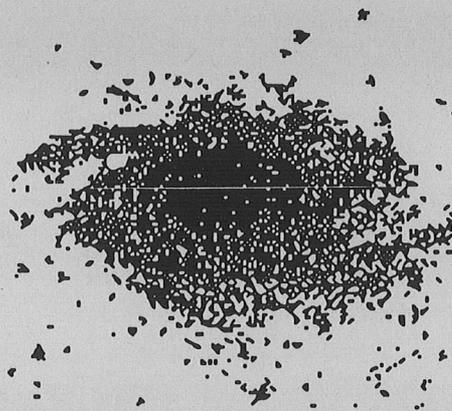


**Bruits extérieurs de mesure
en photométrie**

J.M. Lamarre



La Londe les Maures 1992

DRTBT 1992 - 13

Sources de bruit "extérieures"

J.M. Lamarre
IAS, bat. 121
Université Paris XI
91405 Orsay cedex

Ce cours est consacré aux sources de bruit dont l'origine ne se trouve pas dans le détecteur même. Par bruit, on entend un signal constaté dans le système de mesure qui ne correspond pas à ce que l'on veut mesurer.

Il est orienté en fonction de l'expérience de l'auteur, c'est à dire de l'utilisation des bolomètres pour la détection du rayonnement infrarouge.

De façon générale, tout ce qui apporte de l'énergie au niveau du bolomètre est susceptible de produire du bruit. Cette énergie peut être soit dissipée dans le bolomètre lui-même, soit dans son environnement ou son circuit électrique. Elle peut être d'origine mécanique, thermique, électrique, radiative,...

Nous nous attacherons à faire un rapide inventaire des sources de bruit (tout en étant sûr d'en oublier au passage). Nous approfondirons ensuite l'étude des bruits d'origine radiative et en particulier du bruit de photons. Enfin, nous parlerons de quelques outils d'analyse et de diagnostic.

Interférences électromagnétiques

Nous sommes dans une ambiance extrêmement bruitée du point de vue électromagnétique : multiplication des stations de radio, des téléphones "cellulaires", des signaux de toutes sortes. Ces rayonnements induisent des tensions sur les fils qui rentrent dans le cryostat ou rentrent directement par la fenêtre optique.

Ces rayonnements peuvent chauffer les bolomètres à un point tel que leurs caractéristiques en soient dégradées. C'est un problème que l'on connaît aussi en thermométrie des TBT.

Ils peuvent aussi être simplement détectés par l'élément non-linéaire que constitue presque toujours un bolomètre. Exemples :

France culture
Signaux militaires (*courbe*)
Radars amateurs

...

La multiplication des blindages et des filtres devient un impératif dès qu'un système est destiné à travailler dans un environnement bruité. Il faut appliquer la méthodologie développée d'abord pour le spatial pour diagnostiquer et réduire les interférences et les courants induits (EMI-EMC).

Il s'agit d'un problème instrumental majeur dans les expériences spatiales où l'on ne peut pas démultiplier les alimentations ni éloigner ou découpler les différents sous-systèmes.

Microphonies

◇ Origine des vibrations :

Tout mécanisme, par exemple un modulateur de faisceau
 Ebullition dans la garde d'azote
 Mouvements d'un télescope
 Bruits acoustiques transmis
 ...

◇ Effet des vibrations :

Chauffage du bolomètre

Effet piézo-électrique dans le cristal du bolomètre
 Remède : augmenter la fréquence propre mécanique de la suspension au-delà de la fréquence de coupure du bolomètre.

Mouvement des conducteurs "bas-niveau" dans les lignes de champ magnétiques
 Changement de la capacité parasite dans le circuit bas-niveau avec le mouvement relatif des conducteurs.
 Remède : utiliser des préamplificateurs refroidis placés à courte distance des détecteurs et diminuant l'impédance des circuits.

Mouvement des parties optiques. Des mouvements de quelques microns suffisent à moduler le flux optique et à produire un signal important. Il s'agit là d'un point influant sur la conception mécanique globale du système cryogénique.

Fluctuations thermiques

Des fluctuations de la température du bolomètre peuvent être produites par des causes autres que celles analysées jusqu'ici. Changements dans le système cryogénique, fluctuations dans la qualité du vide, absorption de particules, rayonnement parasite

Les fluctuations thermiques peuvent se produire dans le domaine de fréquence où se trouve le signal significatif. La situation est très différente suivant le type de mesure effectuée. Les mesures infrarouge utilisent généralement un système de modulation de faisceau associé à une détection synchrone. La mesure est ainsi réduite à l'utilisation d'une bande très étroite autour de la fréquence de modulation. Le problème est alors de bien choisir cette fréquence de modulation (*courbe*)

En revanche, les mesures de particules utilisent une bande très large et l'obtention d'un spectre de bruit dépourvu de bandes parasites est une obligation absolue.

Les fluctuations thermiques peuvent aussi induire un changement de réponse du détecteur ayant des conséquences sur la mesure. C'est le cas pour la mesure de l'énergie déposée par des particules, où des fluctuations de réponse peuvent être confondues avec un élargissement des spectres d'énergie. Cela peut aussi être le cas quand on mesure un flux infrarouge important $W_{opt}(t)$

$$S(t) = G(t) \times W_{opt}$$

Où $S(t)$ est le signal électrique produit par le bolomètre, $G(t)$ la réponse de la chaîne de mesure affectée par les fluctuations thermiques.

$$\forall (dS; dt) = \forall (dG; dt) W_{opt} + G \forall (dW_{opt}; dt)$$

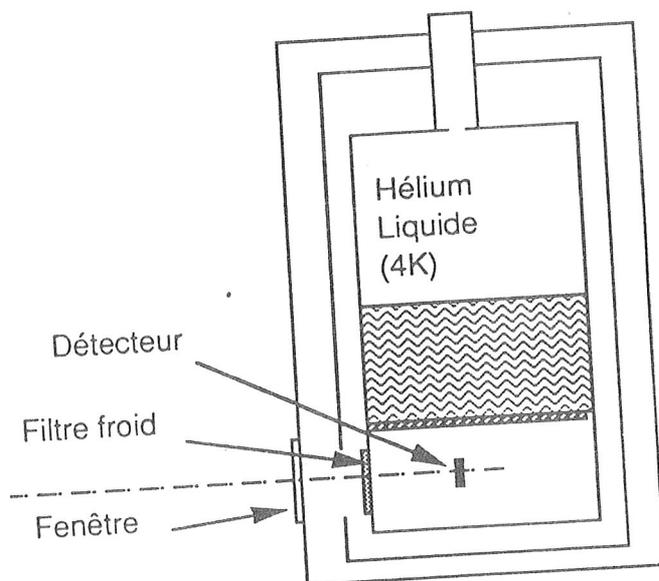
Le problème central de l'instrumentation IR :
Se débarrasser de l'émission propre de l'instrument et de
l'environnement immédiat. Ce rayonnement parasite a
pour effets :

♦ de se mélanger au rayonnement venant de la source

On utilise des méthodes de mesure par différence
(modulation de faisceau, dépointages,...)

♦ de créer du bruit de photons dû à la statistique de
détection de ces photons indésirables et de diminuer ainsi
la sensibilité de l'instrument.

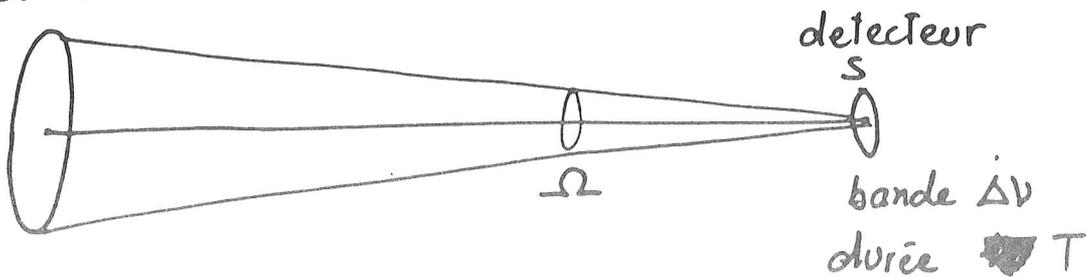
On réduit la bande utile par des filtres refroidis
cryogéniquement. Parfois, on refroidit tout le
téléscope.



BRUIT de PHOTONS

(6)

Source



N = resultat du comptage

\bar{N} = valeur moyenne de N

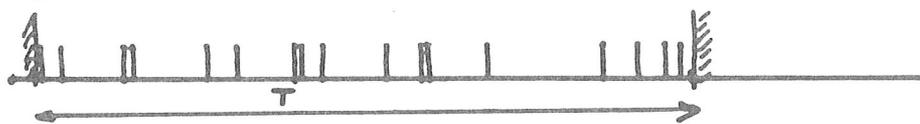
$SN = N - \bar{N}$ pour chaque comptage.

Si les photons sont des événements indépendants
: processus de poisson $\bar{N} = \lambda T$

Variance = $\overline{SN^2} = \bar{N}$

$\sigma_N = \sqrt{\bar{N}}$

$\frac{S}{B} = \frac{\lambda T}{\sqrt{\lambda T}} = \sqrt{\lambda T}$ bien prop. à $\sqrt{\lambda}$.



Pour que les photons soient indépendants, il faut q

- Leur production soit indépendante

ex: Emission thermique. Contre-exemple: Laser.

- Ils n'interferent pas entre eux.

\Leftrightarrow Ils n'appartiennent pas au même ~~volume spatial~~
~~et/ou~~ volume de cohérence

\Leftrightarrow Ils n'appartiennent pas à la même cellule
de l'espace des phases.

Dans le cas du corps noir

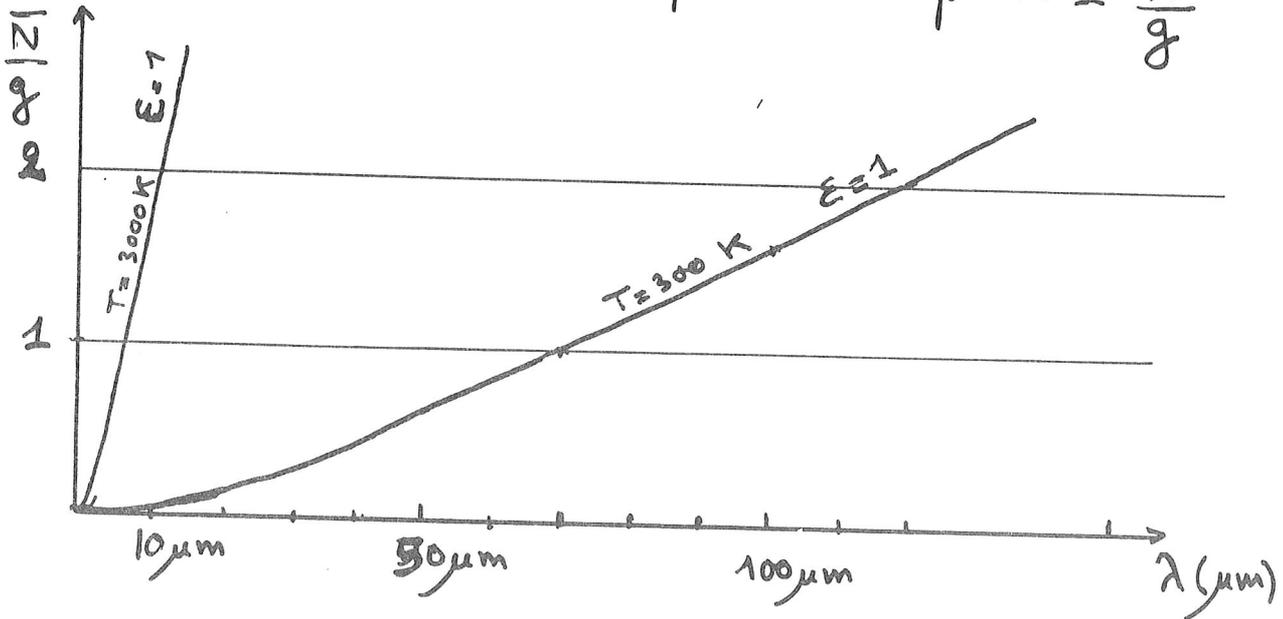
nb de polarisations energie du photon

$$B_\nu = 2 \cdot \left(\frac{h\nu}{c^2} \right) \cdot \left(\exp \frac{h\nu}{kT} - 1 \right)^{-1}$$

g = nombre de modes intervenant par unite de $S\Omega$

$$\left(\frac{1}{\lambda^2} \right)$$

nombre moyen de photons par cellule de l'espace des phase = $\frac{\bar{N}}{g}$



1) pour $\lambda < 1\mu\text{m}$ et $T < 5000\text{K}$ $\frac{N}{g} \ll 1$
 $\Rightarrow \overline{\delta N^2} = \bar{N}$

2) pour $\lambda > 100\mu\text{m}$ et $T > 150\text{K}$ $\frac{N}{g} \gg 1$
 \Rightarrow Il faut tenir compte des interferences entre photons.

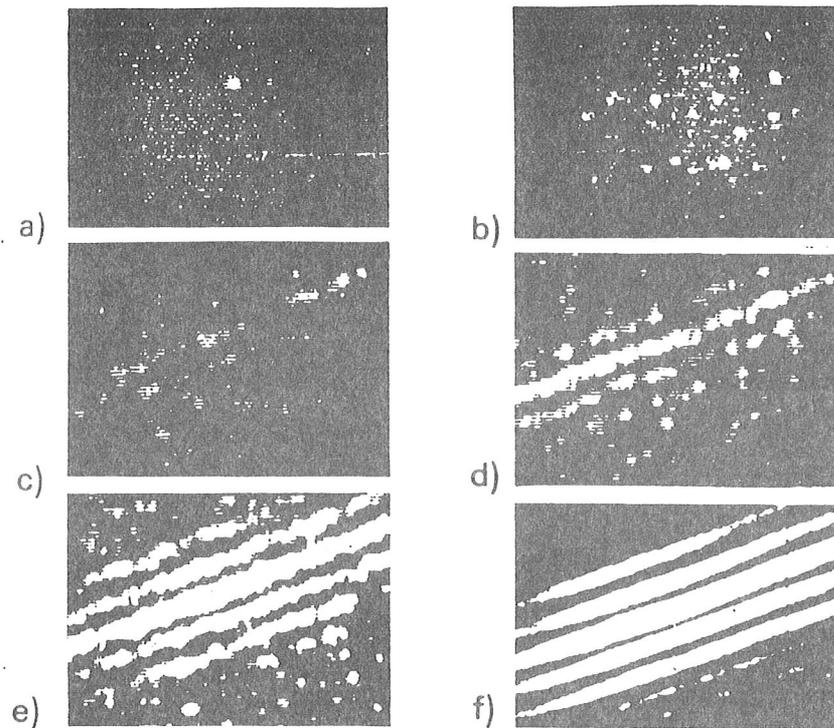


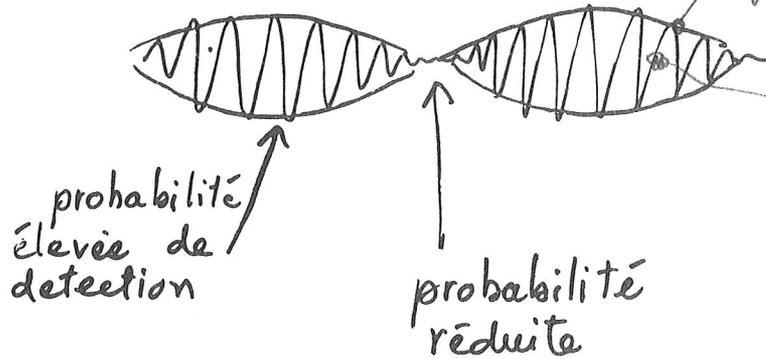
Figure 2.8 Interférences et impacts discrets

La constitution progressive de franges d'interférences d'apparence continue à partir d'impacts discrets.

[P.G. Merli, G.F. Missiroli et G. Pozzi, *Am. J. Phys.*, 44, 306 (1976); reproduit avec l'aimable autorisation des auteurs. Un film (vidéo ou 16 mm) illustrant cette expérience et ses résultats est disponible au Reparto di Cinematografia Scientifica Istituto Lamel, Via dell' Inferno, 40126 - Bologne].

Interference entre photons

7 bis



groupage des photons (photon bunching)

⇒ bruit supplémentaire qui va être prop. à la taille des paquets, donc à $\frac{\bar{N}}{g}$

$$\overline{\delta N^2} = \bar{N} + \frac{(\bar{N})^2}{g} \quad (1)$$

Résultat classique pour des Bosons.

Kastler (1964) (1) n'est valable que si $g \gg 1$

Comment évaluer g ?

$$g = \underbrace{U \frac{\nu^2}{c^2}}_{\text{inverse de la cohérence spatiale}} \cdot \underbrace{\Delta \nu T}_{\text{inverse de la cohérence temporelle}} \cdot \underbrace{(\text{nb de polarisations } n=\{1,2\})}_{(2)}$$

inverse de la cohérence spatiale

inverse de la cohérence temporelle.

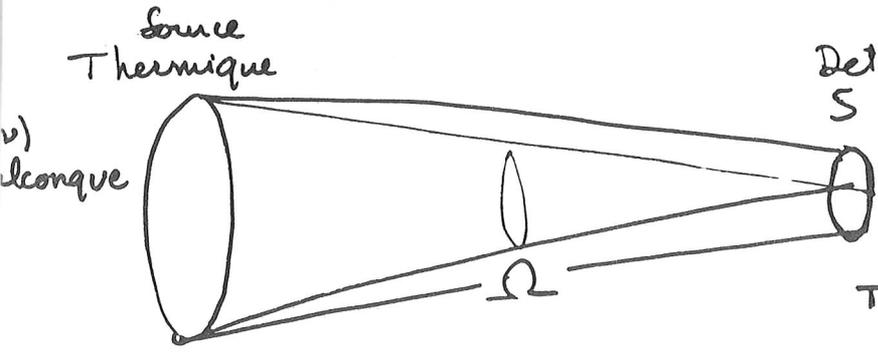
$$U = S \Omega$$

$$\frac{1}{\nu^2/c^2} = \lambda^2 = \text{étendue de cohérence}$$

$\Delta \nu =$ bande spectrale

$T =$ temps de mesure

pour que (1) soit valable, il faut que chacune des 2 termes $\gg 1$ [Kastler (1964)], ce qui exclut la plupart des instruments utilisés en astronomie où $U \nu^2/c^2 \approx 1$



$\eta(\nu)$ = efficacité quantique
 equivalente = proportion
 de P_v transformée en
 signal électrique

T = durée d'intégration
 du signal.

P_v = Puissance incidente par H_ν de bande Spectrale Opt.

$Q_v = \eta(\nu) \cdot P_v$ = Puissance détectée effectivement. / H_ν .

$$\bar{N} = \frac{Q_v}{h\nu} \Delta\nu T = \frac{W}{h\nu} \quad (4)$$

où W = énergie détectée

$$\overline{\delta W^2} = (h\nu)^2 \overline{\delta N^2} \quad (5)$$

$$= (h\nu)^2 \cdot \left(\bar{N} + \frac{\bar{N}^2}{g} \right) \quad (6)$$

$$\overline{\delta W^2} = \left(Q_v h\nu + Q_v^2 \frac{c^2}{m U \nu^2} \right) T \Delta\nu \quad (7)$$

Pour exprimer $\overline{\delta W^2}$ en puissance equival. de Bruit (NEP) il faut tenir compte de la largeur de bande B à laquelle correspond l'intégrateur T .

$$NEP_{ph}^2 \cdot B = \frac{\overline{\delta W^2}}{T^2} \quad \text{avec} \quad B = \frac{1}{2T}$$

$$NEP_{ph}^2 = 2 \int h\nu Q_v d\nu + \frac{2}{m} \int \frac{c^2 Q_v^2}{U \nu^2} d\nu \quad (8)$$

NEP électrique
 $= \eta \cdot NEP_{opt}$

Shot noise
 Bruit quantique.

Puissance détectée
 $= \eta P_v$

nb de polar.
 $m = 1$ ou 2

bruit d'interférence
 Etendue de
 Faisceau

Valable pour un éclaircissement uniforme d'un détecteur par une source(s) uniformes étendues occupant toute l'étendue de faisceau $U \gg \lambda^2$

Cas d'un corps $\epsilon < 1$ à TK , vu par un détecteur d'efficacité $\eta(\nu)$ à travers un filtre froid $\tau(\nu)$.

$$(9) \quad \eta_{\text{moyen}}^2 \cdot NEP_{\text{ph.opt}}^2 = 2 \int \frac{2h^2\nu^4}{c^2} \frac{\tau \eta \epsilon U}{(\exp\{h\nu/kT\} - 1)} d\nu + \int \frac{c^2}{U\nu^2} \left[\frac{2h\nu^3 \tau \eta \epsilon U}{c^2 (\exp\{h\nu/kT\} - 1)} \right]^2 d\nu$$

1- Le bruit quantique domine quand $\frac{h\nu}{kT} \gg \eta \tau \epsilon$
 Le bruit d'interférence domine quand $\frac{h\nu}{kT} \ll \eta \tau \epsilon$

2- Dans ce dernier cas ($\frac{h\nu}{kT} \ll \eta \tau \epsilon$), les deux membres de l'équation sont proportionnels à η^2
 $\Rightarrow NEP_{\text{ph.opt}}$ est indépendant de η ! (cf. Boyd)

3- Le second membre n'est pas une fonction linéaire de ϵ
 \Rightarrow On n'a pas le droit de parler d'émissivité moyenne pour calculer le bruit de photons pour 1 source NON-UNIFORME.

4- Quand plusieurs sources uniformes participent au Flux
 Leurs bruits ne sont pas indépendants statistiquement.

~~$$NEP_{\text{tot}}^2 \Rightarrow NEP_1^2 + NEP_2^2 + \dots \quad \text{NON !}$$~~

Si $\frac{h\nu}{kT} \ll \eta$ $NEP_{\text{TOT}} = NEP_1 + NEP_2 + \dots$
 ex: Ciel + Télescope hors axe + filtres chauds.

5- Cette formule n'est pas applicable quand la résolution du détecteur est proche de la tache de diffraction c'est à dire presque toujours en astronomie.

Elle n'est pas applicable non-plus à des sources ou détecteurs non-uniformes.

Photon
Noise
for non-uniform
source and
detector.

39 11
26

$$NEP_{ph}^2 = 2 \int h\nu Q_\nu d\nu + (1+P^2) \int \Delta(\nu) Q_\nu^2 d\nu \quad (21)$$

with

$$\Delta(\nu) = \frac{1}{Q_\nu^2 S_d S_s} \iint_{S_d} \iint_{S_s} \frac{k(x,y) k(x',y')}{R^4} \left| L\left[\frac{(x-x')\nu}{cR}, \frac{(y-y')\nu}{cR}\right] \right|^2 dx dy dx' dy' \quad (22)$$

and

$$Q_\nu = \iint_{S_d} \iint_{S_s} \frac{k(x,y) l(\xi,\eta)}{R^2} dx dy d\xi d\eta \quad (23)$$

- NEP_{ph} = Electrical NEP = Optical NEP x quantum efficiency
- Q_ν = Effectively detected power by unit of optical frequency = incident power x quantum efficiency
- ν = Optical frequency
- P = Degree of polarization (see special conditions in section 3.3)
- x, y = Coordinates of a point on the detector
- ξ, η = Coordinates of a point of the source
- $k(x, y)$ = Local efficiency of the detector (at frequency ν)
- $l(\xi, \eta)$ = Brightness of the source (at frequency ν)
- $L(u, \nu)$ = Bidimensional Fourier Transform of $l(\xi, \eta)$ (at frequency ν)
- R = Distance between the source and the detector
- h = Planck constant
- c = Celerity of light
- S_d = Surface of the detector assumed to be perpendicular to the direction of the source
- S_s = Surface of the source assumed to be perpendicular to the direction of the detector

In some cases, when the source and the detector are uniform, when their shape is roughly circular, and when they define a throughput U such that $\frac{U = \nu^2/c^2 \gg 1}{\nu^2/c^2} \gg 1$ one can use the formula :

$$NEP_{ph}^2 = 2 \int h\nu Q_\nu d\nu + (1+P^2) \int \frac{c^2}{U\nu^2} Q_\nu^2 d\nu \quad (24)$$

$$U = A\Omega$$

c) Cas de la détection cohérente en régime de Rayleigh-Jeans. (cas radio)

(18 pts)

Détection cohérente \Rightarrow Polarisation $P=1$
 \Rightarrow étendue $U = \lambda^2 =$ étendue de cohérence.

Régime R-J. $\Rightarrow \frac{h\nu}{kT} \ll 1$

$B_\nu = \frac{kT}{\lambda^2}$ pour un rayonnement polarisé.

$$P_\nu = UB_\nu = kT$$

si bande $\delta\nu \Rightarrow$

$$P_{\text{détecté}} = \eta kT \delta\nu$$

Rayonnement cohérent $\Rightarrow \Delta(\nu) = 1$

$$\Rightarrow NEP_{\text{ph.él.}}^2 = 2 (\eta kT)^2 \delta\nu$$

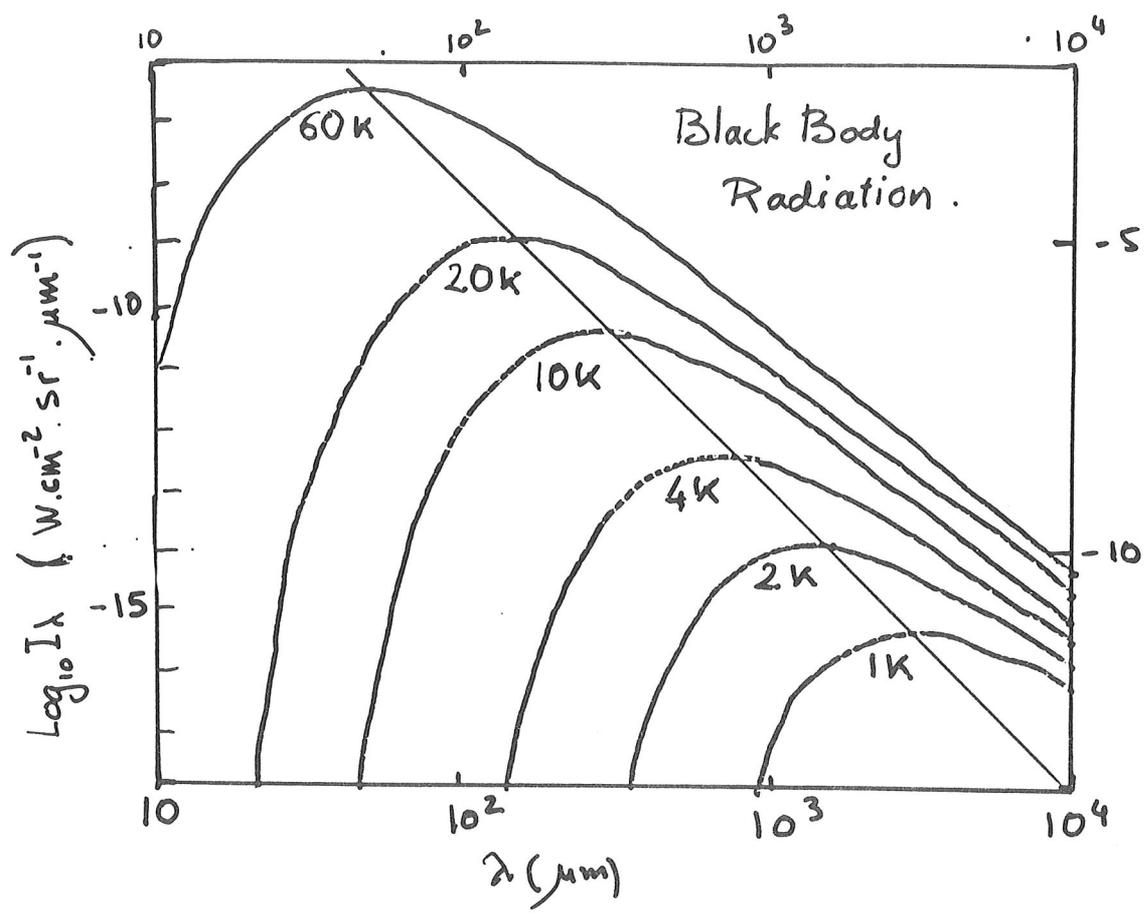
$$\text{soit } \eta^2 NEP_{\text{ph. Opt}}^2 = 2 \eta^2 (kT)^2 \delta\nu$$

$$\frac{\text{Signal}}{\text{Bruit}} = \frac{\eta kT_{\text{source}} \delta\nu}{\eta kT_{\text{systeme}} \sqrt{2B_0 \delta\nu}} = \frac{T_{\text{source}}}{T_{\text{synt}}} \sqrt{\frac{\delta\nu}{2B_0}}$$

où $B_0 =$ bande passante électrique des détecteurs quadratiques



$$\Rightarrow \Delta T_{\text{source}} = T_{\text{synt.}} \left(\frac{2B_0}{\delta\nu} \right)^{1/2}$$



- Univers froid -
- Sources très décalées vers le rouge par effet Doppler: Univers lointain.

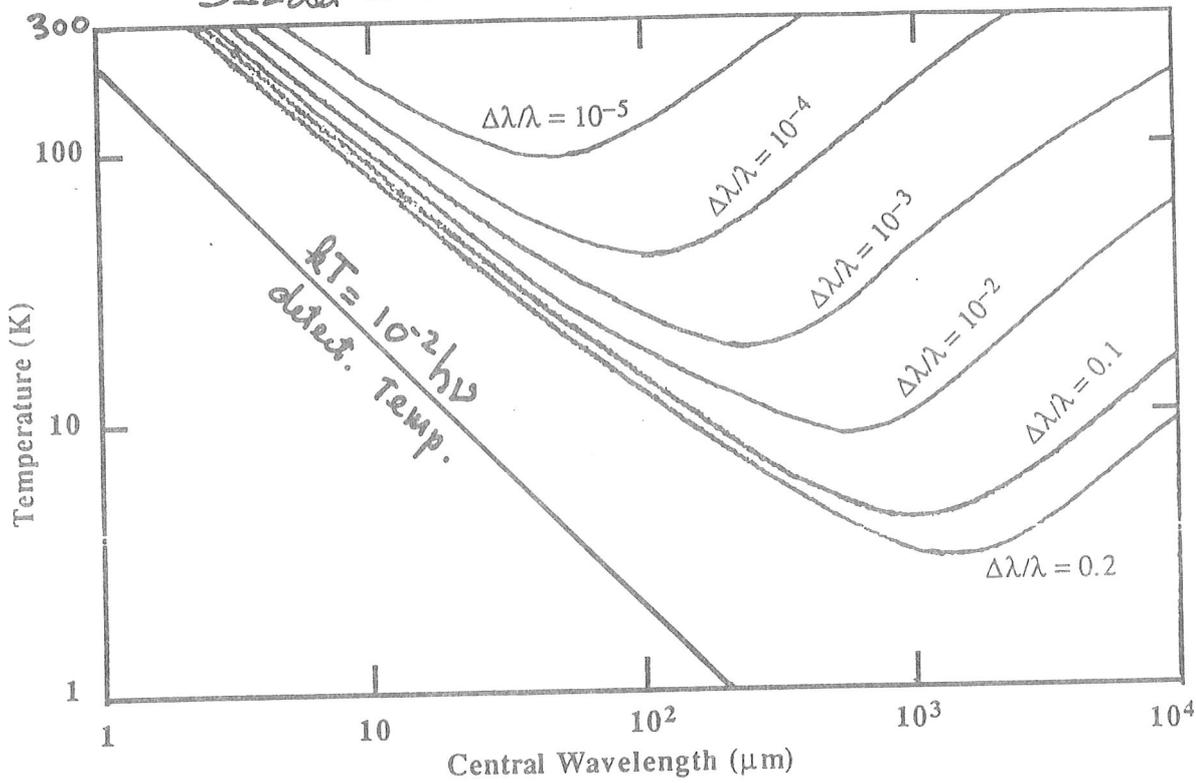
PHOTON NOISE

Temperature of a telescope giving

$$NEP_{\text{photon Noise}} = 10^{-17} \text{ W. Hz}^{-1/2}$$

$$E_{\text{Tel}} = 0.2$$

$$S_{\Omega \text{ det}} = 3\lambda^2$$

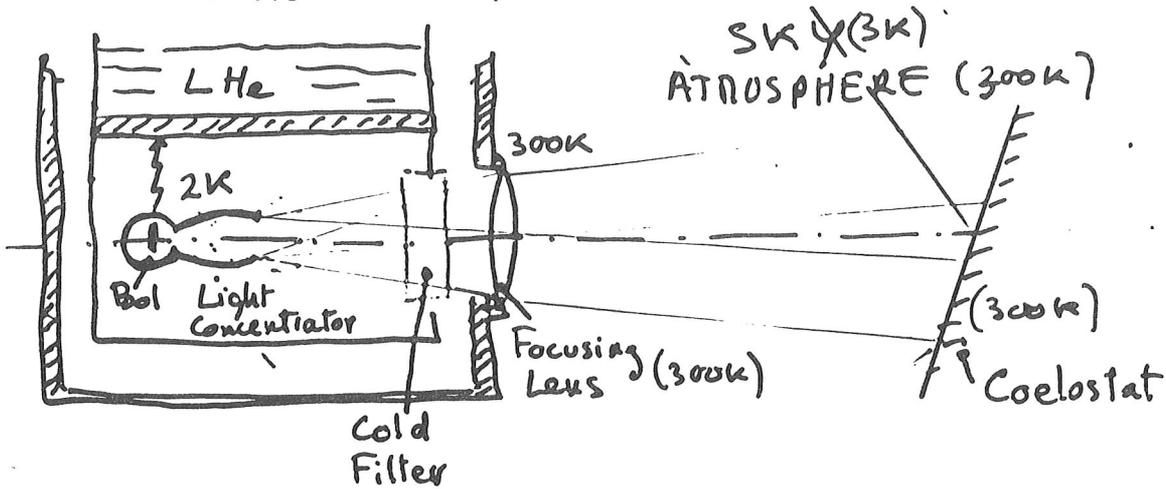


(HOW UNWANTED RADIATION IS PRODUCED - 2)

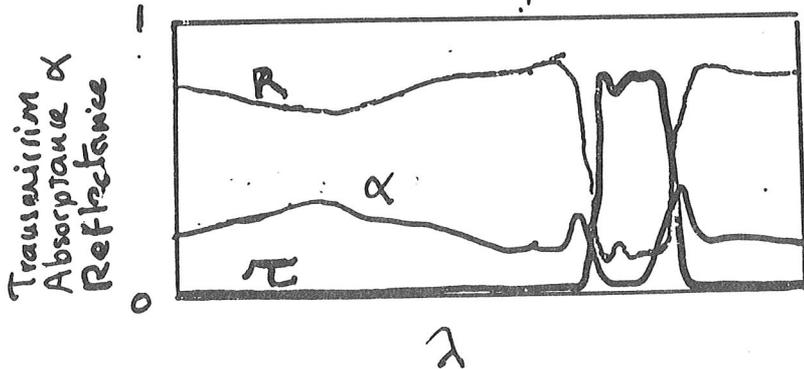
23

15

(nearly)
Consider a real Astronomical instrument.



Filter: necessary to select λ band



Conservation of energy:

$$T(\lambda) + \alpha(\lambda) + R(\lambda) = 1$$

Since $\alpha(\lambda) = \epsilon(\lambda)$ $T(\lambda) + R(\lambda) + \epsilon(\lambda) = 1$ (2nd 100% principle)

- The filter is a source of Unwanted Radiation:

$$I_{\nu} = E_{\nu} \cdot B_{\nu}(\nu, T_F) \Rightarrow \text{cold Filters.}$$

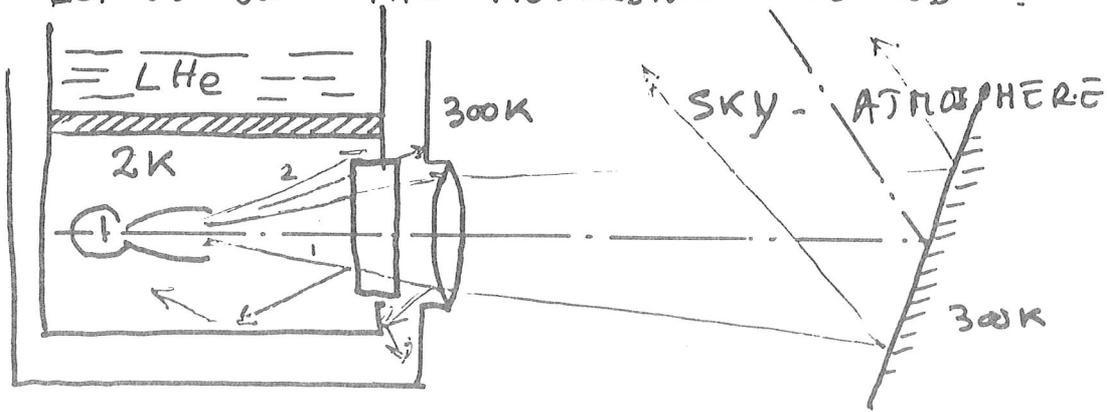
- The scene reflected on the filter (either specular or scattered light) is a source of U.R. \Rightarrow cold radiation shields.

(HOW UNWANTED RADIATION IS PRODUCED - 3)

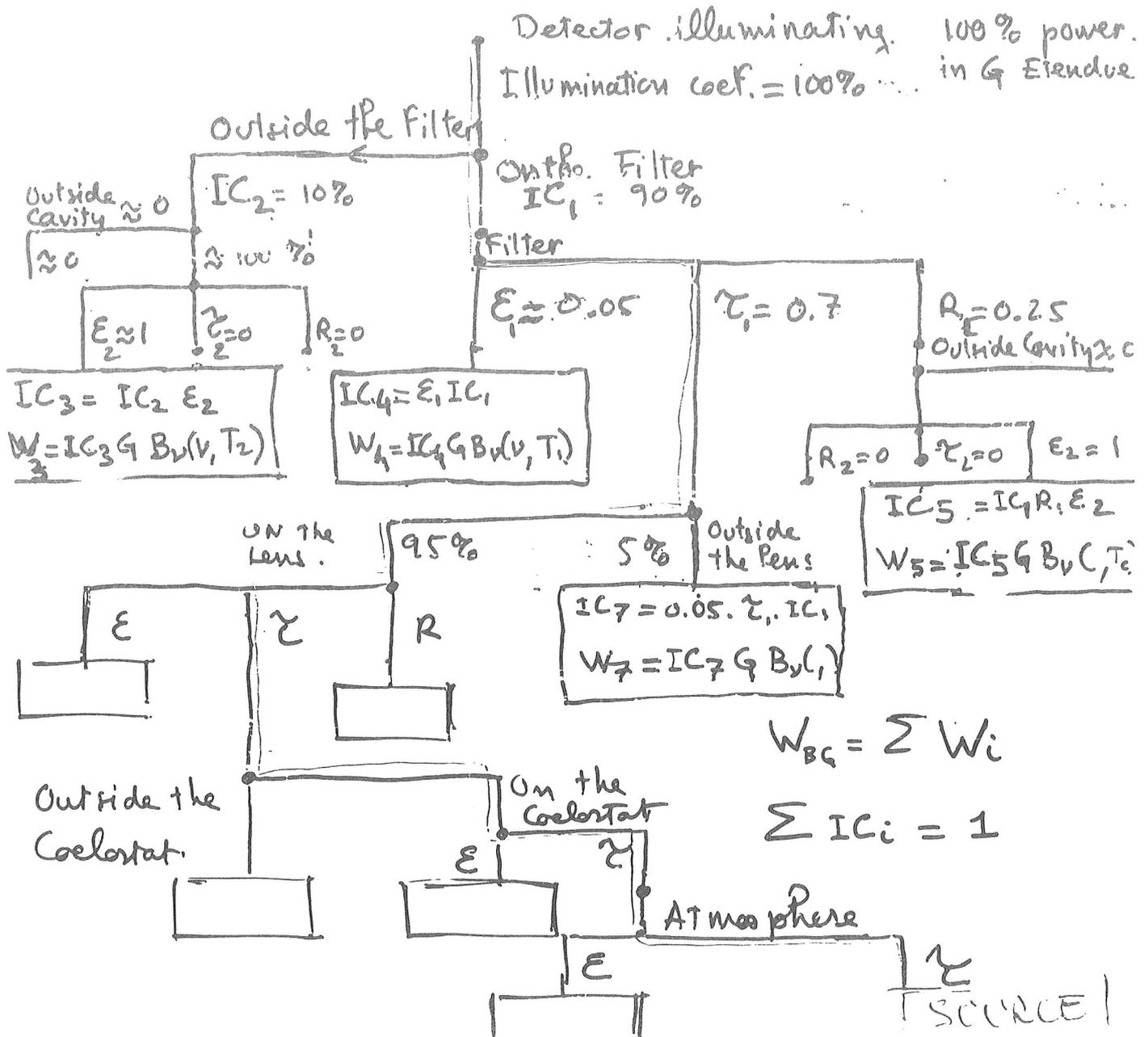
24

15

Let us use the REVERSION METHOD



We build the tree of contributors -



Méthodes et outils pour SPM

PRONAOS - SPM

- 12 -

PHASE C

Rédaction :

3. SPECIFICATIONS INSTRUMENTALES

Equipe SPM

ϵ_i T_i IC_i

$\Sigma \epsilon_i T_i IC_i$

	ϵ_i ↓ EPSe	T_i ↓ TEMPe	IC_i ↓ FVdiff	VOIE 1 EPSdiff	TEMPdiff	TRANS	TRcumul	↓ TEMPapp
Efficacité détecteur	0	0	0	0	0	1	1	0
Collecteur	0,05	0	0	0	0	0,95	0,95	0
Entrée collecteur	0	0	0,083	0	0	0,917	0,87115	0
Filtres froids	0,626	0	0	0	0	0,374	0,32581	0
PHI1	0,037	0	0	0	0	0,963	0,313755	0
Fenêtre	0,03	300	0,083	0,64	77	0,88949	0,279082	4,10713
M6	0,01	300	0,016	1	300	0,97416	0,271871	2,17684
M5	0,01	300	0	1	300	0,99	0,269152	0,815612
M4	0,01	300	0,021	1	300	0,96921	0,260865	2,503112
M3	0,01	300	0,007	1	300	0,98307	0,256448	1,33041
Trou M1 aller	0	300	0	1	300	1	0,256448	0
M2	0,02	300	0,02	0,01	300	0,9604	0,246293	1,554076
M1	0,02	300	0	0	300	0,98	0,241367	1,477757
Anneau M1	0	300	0,01	0,05	300	1	0,241367	0,036205
Baffle M1	0	300	0,07	0,1	300	1	0,241367	0,506871
Trou M1 vu de M2	0	300	0,0016	1	300	0,968	0,233643	0,115856
Araignée	0	300	0,04	0,1	300	0,96	0,224298	0,280372
Ciel	0,003	300	0	0	300	0,997	0,223625	0,201868
TEMPapp TOTALE								15,106
EPSequ TOTAL	0,0504							
EPSdiff TOTAL								
TRANS optique chaude						0,712736		
TRANS optique froide						0,313755		
TRANS TOTALE							0,2236	

