

# Détection de Rayonnement à Très Basse Température

## 6<sup>ième</sup> école thématique

### Perspectives des détecteurs cryogéniques

# Détecteurs thermiques

Christian HOFFMANN

Institut Néel

Détecteurs cryogéniques pour particules / rayonnement EM

Quelques canaux de détection possibles:

- création de charges (détecteurs à ionisation)
- création de quasi-particules de type électronique (STJ, MKIDs)
- aimantation d'un système paramagnétique (Calorimètre mag.)
- création de phonons

*Ce cours:* détecteurs thermiques

plus particulièrement Phonons + thermomètres résistifs

- **D. McCammon** 2005

« Thermal Equilibrium Calorimeters – An Introduction »  
*in Cryogenic Particle Detection, ed. Ch. Enss, Springer 2005*

- **J.C. Mather**

« Bolometer noise : nonequilibrium theory »

*Appl. Opt. 21, 1125 (1982)*

« Bolometers : ultimate sensitivity, optimization and amplifier coupling »

*Appl. Opt. 23, 584 (1984)*

- **d'autres références à la fin**

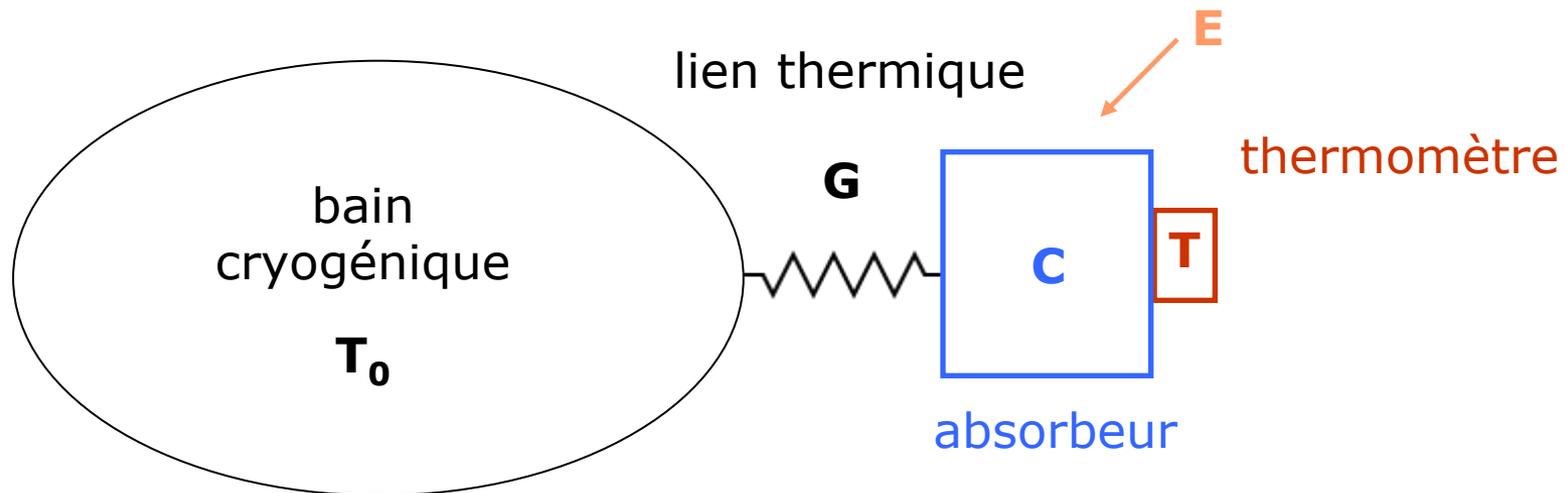
## Introduction

- 1.) Détecteur thermique (idéal)
- 2.) Bruits
- 3.) Optimisation

## Conclusion

# Détecteur thermique idéal

**Principe:** Conversion de l'énergie déposée en agitation thermique dans l'absorbeur. Détection du changement de température par un thermomètre.



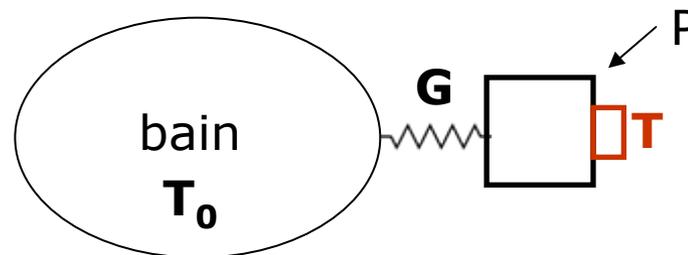
- température du bain  $T_0$  constant
- néglige les détails de la réalisation du lien thermique
- **couplage parfait** entre thermomètre et absorbeur
- pas d'effets non-ohmiques dans le thermomètre, ...

# Bolomètre vs. Calorimètre

**Bolomètre:** détecteur de puissance

- une puissance stationnaire est mesurée
- variation du signal :  $\tau_{\text{signal}} \gg \tau$
- optimisation du bruit en puissance
- p.ex. [détecteur rayonnement 3K](#)

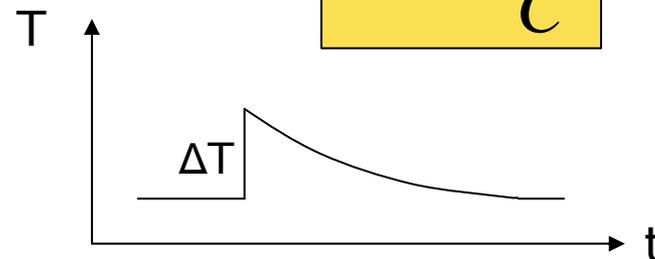
$$T - T_0 = \frac{P}{G}$$



**Calorimètre:** détecteur d'énergie

- dépôt instantané d'énergie  $E_0$
- retour avec une constante de temps  $\tau$
- optimisation de la résolution en énergie
- p.ex. [détecteur de rayons X](#)

$$\Delta T = \frac{E_0}{C}$$



# Intérêt des basses températures

->  $G \sim T^\beta, C \sim T^\gamma$  diminuent avec T !

-> possibilité de détecter des énergies et des puissances très petites (aJ / aW)

$$\Delta T = \frac{E_0}{C}$$

$$T - T_0 = \frac{P}{G}$$

donc:

-> détecteurs plus sensibles

-> bruit Johnson et fluctuations thermiques réduits

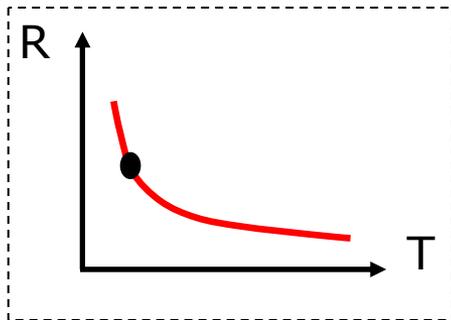
# Thermomètres résistifs

$$\alpha = \frac{d \ln R}{d \ln T} = \frac{TdR}{RdT}$$

## Sensibilité du thermomètre

(coefficient de température sans dimension)

$\alpha < 0$



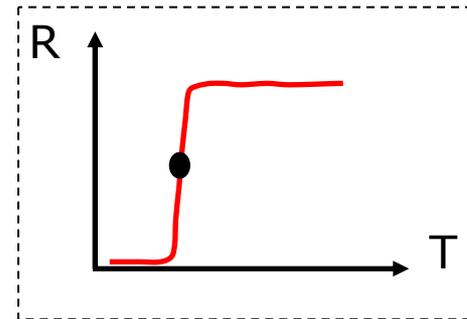
Semi-conducteurs

e.g.  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ , Ge NTD, Si dopé,...

$\alpha = -3 \dots -15$

haute impédance: 1 M $\Omega$  ... 100 G $\Omega$

$\alpha > 0$



Supraconducteurs (TES)

e.g. Ti/Au,  $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$

$\alpha = 50 \dots 1000$

faible impédance: 1 m $\Omega$  ... 10  $\Omega$

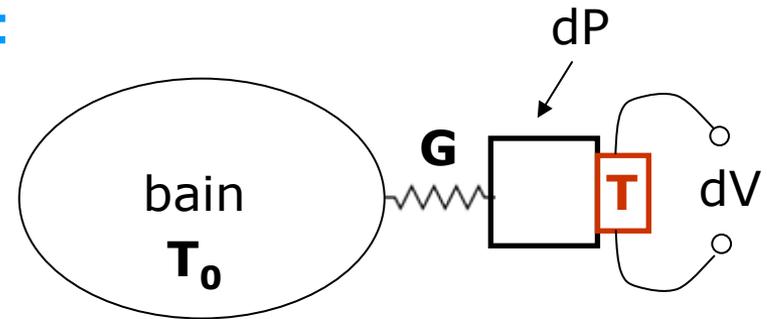
→ cours mercredi P. de Korte

# Thermomètres avec $\alpha < 0$

Polarisation en courant :  $dP \rightarrow dT \rightarrow dR \rightarrow dV$

Réponse / Sensibilité du bolomètre:

$$S_V = \frac{dV}{dP} \quad [V / W]$$



Il y a un courant de polarisation optimum qui rend  $S_V$  maximale !

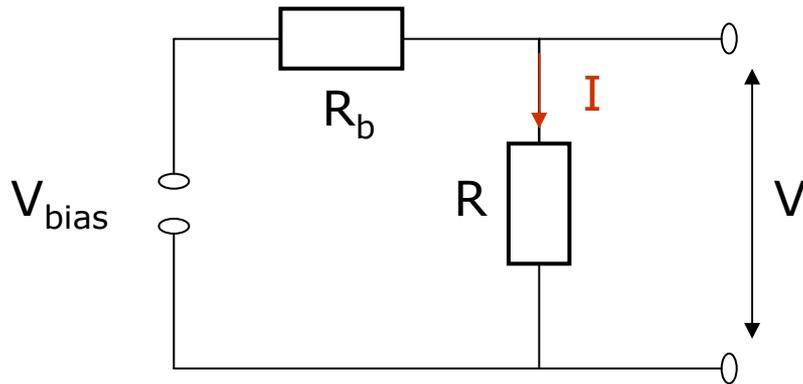
« Avec les mains » :

- **I petit:**  $dV = I dR$  petit, dominé par le bruit Johnson du thermomètre
- **I grand:**  $T, C$  augmentent  $\rightarrow$  perte en sensibilité  
 $\rightarrow$  dominé par des fluctuations thermiques

# Réponse D.C. d'un bolomètre idéal

$S_V(\omega=0)$  avec polarisation en courant :

$$S_V = \frac{dV}{dP} = \frac{dT}{dP} \frac{dR}{dT} \frac{dV}{dR}$$



$$V = IR$$

$$V_{bias} = V + IR_b \Rightarrow \frac{dV}{dI} = -R_b$$

$$\frac{dV}{dR} = I + R \frac{dI}{dR} = I + R \frac{dI}{dV} \frac{dV}{dR} \Rightarrow$$

$$\frac{dV}{dR} = I \left( \frac{R_b}{R + R_b} \right) = pI$$

Facteur de polarisation  $p$

idéalement  $R_b \gg R$  :  $p \rightarrow 1$

# Réponse D.C. d'un bolomètre idéal

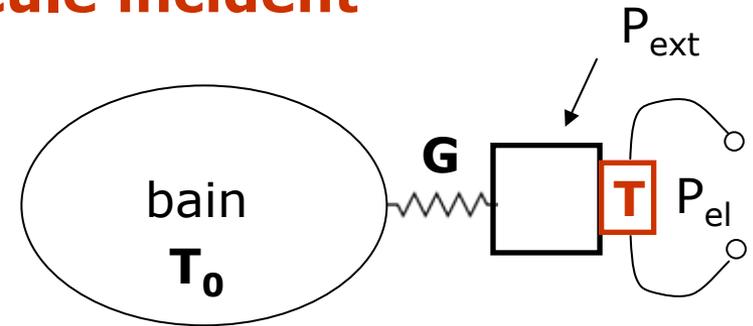
Puissance absorbée dans le bolomètre :

-  $P_{el} = I^2 R$  -> la puissance électrique

-  $P_{ext}$  -> rayonnement, particule incident

$$P_{in} = P_{el} + P_{ext} = G(T - T_0) \Rightarrow \frac{dT}{dP_{in}} = \frac{1}{G}$$

$$\frac{dV}{dP_{in}} = \frac{dT}{dP_{in}} \frac{dR}{dT} \frac{dV}{dR} = \frac{1}{G} \cdot \alpha \frac{R}{T} \cdot pI$$



Réponse D.C. :

$$S_V(0) = \frac{dV}{dP_{in}} = \frac{\alpha P_{el}}{GT} \cdot \frac{1}{I} \cdot p = \frac{L_0}{I} p$$

$$L_0 = \frac{\alpha P_{el}}{GT}$$

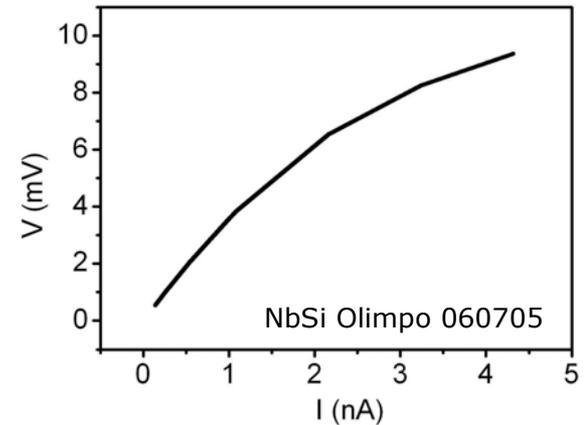
gain D.C.  
sans dimension

# Déterminer la sensibilité

**A partir d'une caractéristique V-I**

résistance  $R = V/I$

résistance différentielle  $Z = dV/dI$

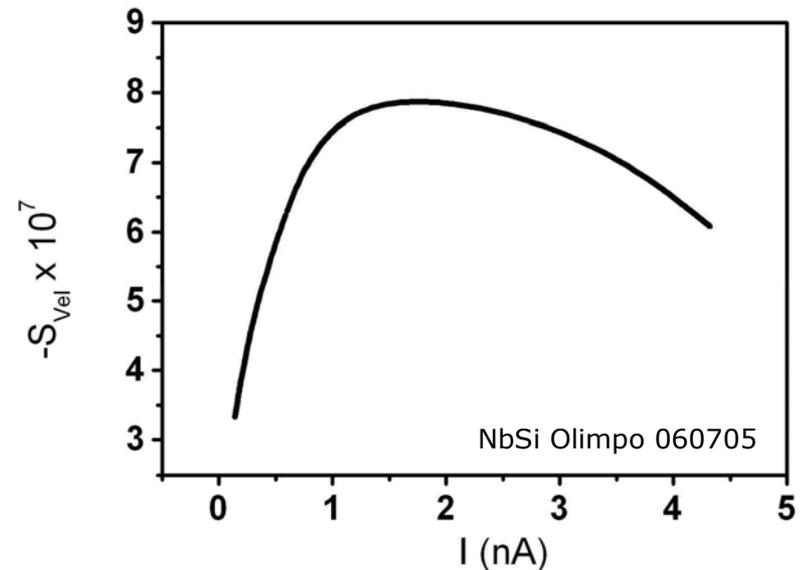


**Exercice 1:** Trouver  $S_v(0)$  en fonction de  $R$ ,  $Z$  et  $I$

Résultat (cf. p.ex. cours J.P.Torre 1992)

$$S_{V_{el}}(0) = \frac{Z - R}{2RI}$$

->  $S_v$  passe par un maximum



# Déterminer la sensibilité

## Mais **attention**:

en général, le chauffage du thermomètre par effet Joule n'est pas équivalent à un chauffage par absorption d'énergie

### par exemple:

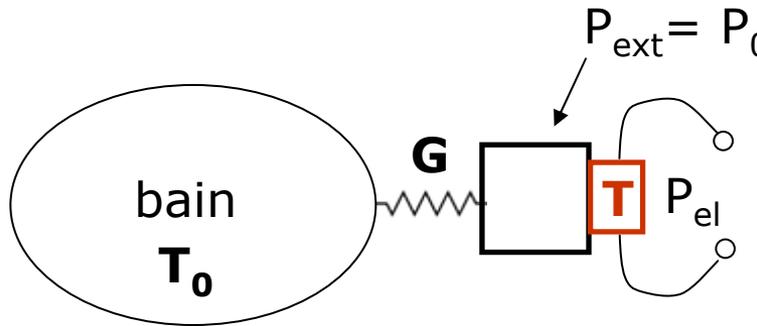


- efficacité d'absorption  $< 1$
- mauvais couplage entre absorbeur et thermomètre
- effet de champ dans les semi-conducteurs  $R=f(V)$   
(cf. cours de S. Marnieros)

améliorations possibles: -> séparer chauffage et thermomètre

-> utiliser un corps noir calibré comme source

# Réponse A.C. d'un bolomètre idéal



$$P_{in}(t) = P_0 + P_{el} + P_{var}(t)$$

en général  $P_{var} \ll P_0$  : rapport  $10^{-4} \dots 10^{-6}$

Point de fonctionnement déterminé par:  $P_0 + P_{el}$

+ petites variations:  $P_{var}(t) = \frac{dE}{dt} = C \cdot \frac{dT}{dt}$

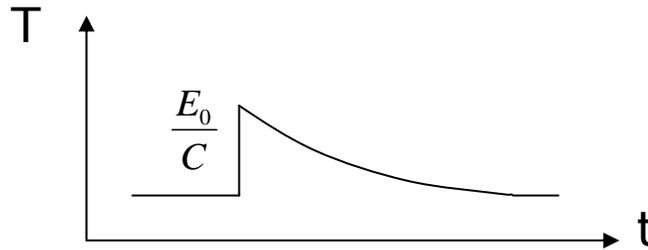
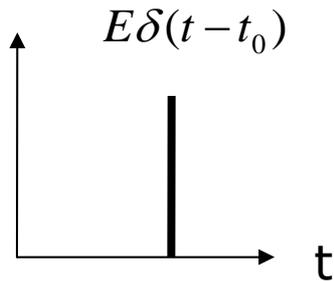
Bilan thermique au premier ordre :

$$P_{in}(t) - G(T - T_0) = C \cdot \frac{dT}{dt}$$

# Réponse A.C. d'un bolomètre idéal

$$\boxed{\frac{dT}{dt} = \frac{1}{C} [P_{in} - G(T - T_0)]} \xrightarrow[\substack{\Delta T = T - T_i \\ P_0 + P_{el} = G(T_i - T_0)}]{} \boxed{\frac{d\Delta T}{dt} = \frac{1}{C} [P_{var}(t) - G\Delta T]}$$

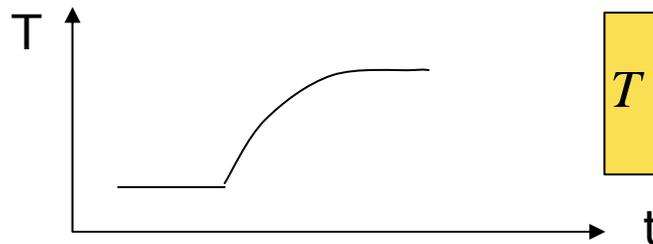
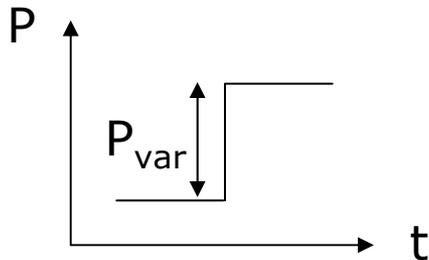
## 1.) Impulsion (particule):



$$T = T_i + \frac{E_0}{C} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

$$\tau = \frac{C}{G}$$

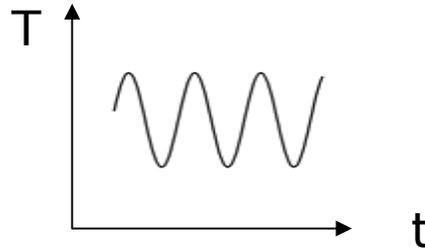
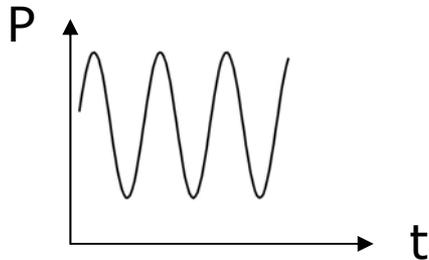
## 2.) Changement du flux incident



$$T = T_i + \frac{P_{var}}{G} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right]$$

# Réponse A.C. d'un bolomètre idéal

## 3.) $P_{in}$ modulée (chopper, miroir vibrant, ...)



$$\frac{d\Delta T}{dt} = \frac{1}{C} [P_{var}(t) - G\Delta T]$$

$$P_{var}(t) = P_{max} \exp(i\omega t)$$

$$T(t) = T_i + T_{max} \exp(i\omega t)$$

Solution: 
$$\Delta T = \left( \frac{P_{var}}{G(1+i\omega\tau)} \right)$$

$$S_V(\omega) = \frac{dV}{dP_{var}} = \frac{dT}{dP_{var}} \frac{dR}{dT} \frac{dV}{dR} = \frac{L_0}{I(1+i\omega\tau)} p = \frac{S_V(0)}{(1+i\omega\tau)}$$

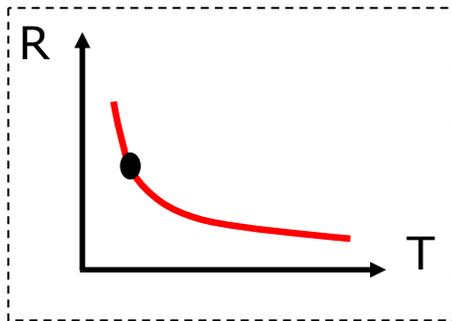
# Contre-réaction thermique

en anglais: **Electrothermal feedback (ETF)**

$$P_{in}(t) = P_{el} + P_{ext}(t)$$


$P_{el}$  est affectée par un changement de  $P_{ext}$  !

Thermomètre avec un coefficient de température négatif, polarisé en courant:



$P_{ext} \nearrow \Rightarrow T \nearrow \Rightarrow R \searrow \Rightarrow V \searrow \Rightarrow P_{el} \searrow$

-> stabilisation du point de fonctionnement

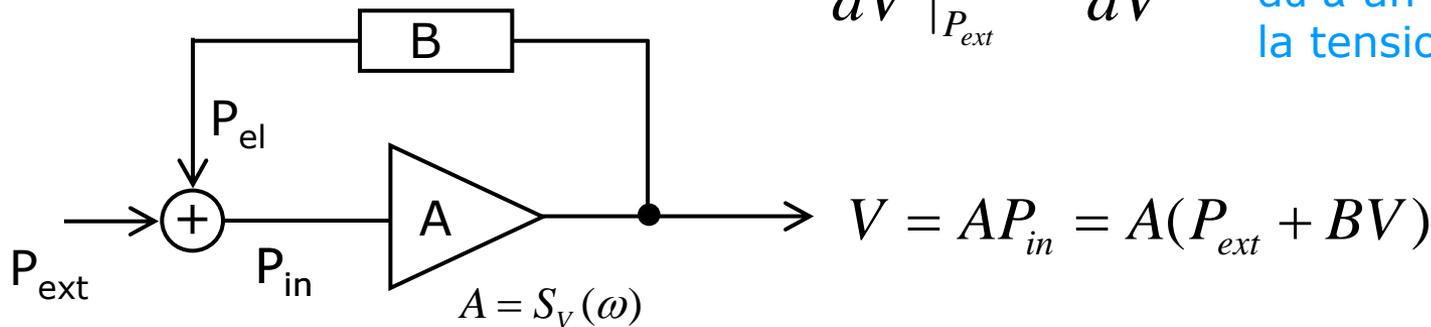
-> s'applique de la même manière à un thermomètre avec un coefficient de température positif quand il est polarisé en tension

# Contre-réaction thermique

Circuit de rétroaction:

$$B = \left. \frac{dP_{in}}{dV} \right|_{P_{ext}} = \frac{dP_{el}}{dV}$$

changement dans la puissance de polarisation dû à un changement de la tension en sortie



Gain en boucle fermée:

$$A_B = \frac{V}{P_{ext}} = \frac{A}{(1 - BA)}$$

rétroaction négative si  $BA < 0 \Rightarrow |A_B| < |A|$

# Contre-réaction thermique

$$B = \frac{dP_{el}}{dV} = I + V \frac{dI}{dV} = I \left( 1 - \frac{R}{R_b} \right)$$

Gain de boucle:

$$BA = I \left( \frac{R_b - R}{R_b} \right) \frac{L_0}{I(1+i\omega\tau)} p = \left( \frac{R_b - R}{R_b + R} \right) \frac{L_0}{(1+i\omega\tau)} = \frac{bL_0}{(1+i\omega\tau)}$$

$$b = \left( \frac{R_b - R}{R_b + R} \right)$$

⇒ rétroaction négative si  $R_b > R$  (polarisation en courant)

⇒ idéalement  $R_b \gg R$  :  $b \rightarrow 1$

$$L_0 = \frac{\alpha P_{el}}{GT}$$

Sensibilité avec contre-réaction thermique:

$$S_{V_{ETF}}(\omega) = \frac{dV}{dP_{ext}} = \frac{A}{(1-BA)} = \frac{L_0}{I(1+i\omega\tau_e)} p \frac{1}{(1-bL_0)}$$

avec

$$\tau_e = \frac{\tau}{(1-bL_0)}$$

# Contre-réaction thermique

Sensibilité avec contre-réaction thermique:

$$S_{V_{ETF}}(\omega) = \frac{dV}{dP_{ext}} = \frac{A}{(1-BA)} = \frac{L_0}{I(1+i\omega\tau_e)} p \frac{1}{(1-bL_0)}$$

## Discussion:

- stabilise le point de fonctionnement
- > réduit les effets non-linéaires
- réduit la constante de temps d'un facteur  $(1-bL_0)^{-1}$
- > moins de temps mort entre deux événements de détection

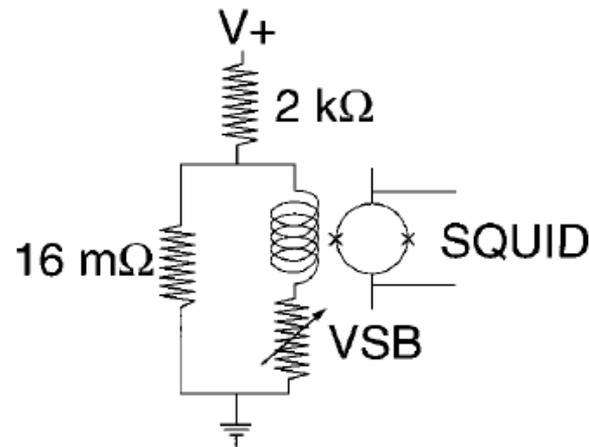
$$\tau_e = \frac{\tau}{(1-bL_0)}$$

dans la limite  $b=p=1$ :

$$|S_{V_{ETF}}(\omega)| = \frac{|L_0|}{I(1-L_0)\sqrt{1+\omega^2\tau_e^2}}$$

# Contre-réaction thermique

**Exercice 2:** Retrouver le gain DC et le gain en boucle fermée pour un TES, polarisé en tension.



**Résultat** dans la limite d'une polarisation en tension idéale:

$$S_{I_{ETF}}(\omega) = \frac{dI}{dP_{ext}} = \frac{-L_0}{V(1+L_0)(1+i\omega\tau_e)}$$

$$\tau_e = \frac{\tau}{(1+L_0)}$$

# Contre-réaction thermique

## Voltage-biased superconducting transition-edge bolometer with strong electrothermal feedback operated at 370 mK

Shih-Fu Lee, Jan M. Gildemeister, Warren Holmes, Adrian T. Lee, and Paul L. Richards

June 1998 / Vol. 37, No. 16 / APPLIED OPTICS 3391

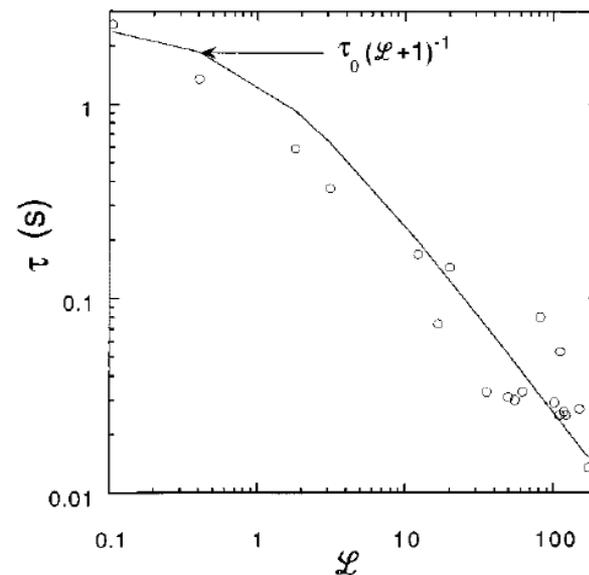


Fig. 8. Measured effective time constant  $\tau$  as a function of gain  $\mathcal{L}$ . The curve gives the predicted dependence of  $\tau = \tau_0/(\mathcal{L} + 1)$ , with  $\tau_0 = 2.6$  s.

## Introduction

- 1.) Détecteur thermique (idéal)
- 2.) Bruits
- 3.) Optimisation

## Conclusion

Le bruit du détecteur est exprimé en terme d'une  
**Densité spectrale de bruit en puissance** [W/√Hz]  
en anglais: **Noise Equivalent Power (NEP)**

= la puissance à l'entrée du détecteur qui produit une tension  
à la sortie égale au bruit considéré

**Bruit en tension aux bornes du détecteur:**

$$e_n \text{ [V/}\sqrt{\text{Hz}}] = \text{NEP [W/}\sqrt{\text{Hz}}] * S_v \text{ [V/W]}$$

# Sources de bruit principales

## Détecteur

- **Bruit thermodynamique** : fluctuations statistiques dans l'échange d'énergie entre le bain et le détecteur ->  $NEP_{TFN}$
- **Bruit Johnson** du thermomètre ->  $NEP_{Johnson}$

## Background (signal) optique

- **Bruit de photon** : arrivée aléatoire des photons ->  $NEP_{photon}$
- > limite ultime

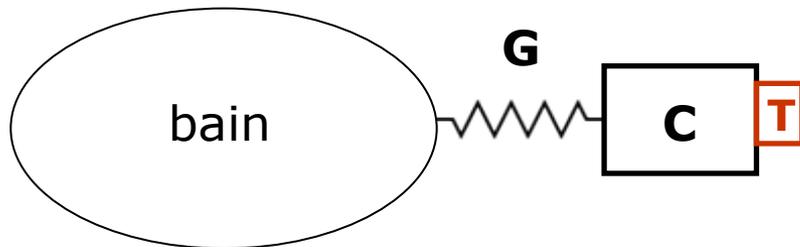
**Bruit total :**  $NEP_{tot}^2 = NEP_{photon}^2 + (NEP_{photon}^2 + NEP_{Johnson}^2)$

## autres sources :

bruit Johnson de la résistance de polarisation; bruit de l'électronique de lecture, microphonie, bruit en 1/f du détecteur, ...

# Bruit thermodynamique

aussi **bruit de phonons** ou **bruit de conduction thermique**  
 en anglais: **Thermodynamic fluctuation noise (TFN)**



échange d'énergie permanent  
 entre détecteur et bain

« avec les mains » :

- un système de phonons d'énergie  $E = C T = N kT$
- $N = C/k$  est le nombre de phonons (d'une énergie moyenne  $\langle kT \rangle$ )
- énergie échangée par fluctuations poissoniennes : variance  $\langle (\Delta N)^2 \rangle = N$

-> **fluctuations d'énergie:**

$$\langle (\Delta E)^2 \rangle = \langle (\Delta N)^2 \rangle (kT)^2 = kT^2 C$$

# Bruit thermodynamique

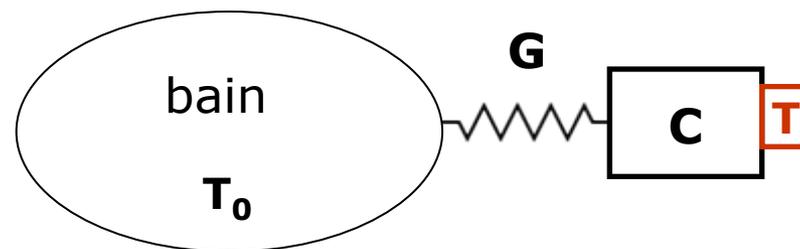
Fluctuations de température :  $\langle (\Delta T)^2 \rangle = \frac{\langle (\Delta E)^2 \rangle}{C^2} = \frac{kT^2}{C}$

$$\langle (\Delta T)^2 \rangle = \int_0^{\infty} S_T(f) df = \int_0^{\infty} \frac{S_p}{G^2 [1 + (2\pi f\tau)^2]} = \frac{S_p}{G^2} \frac{1}{4\tau}$$

$$\tau = \frac{C}{G}$$

$$S_p = NEP_{TFN}^2 = 4kT^2 G$$

valable à l'équilibre thermique:  $T \approx T_0$



# Bruit thermodynamique

Hors équilibre  $T > T_0$  : Quelle T mettre ? Quel G mettre ?

-> nécessite la prise en compte des détails des mécanismes de conduction dans le lien thermique

G dépend de la conductivité thermique  $\kappa$  et de la géométrie du lien!

Conductivité thermique :  $\kappa(T) \sim T^\beta$

$\beta = 1$  électrons

$\beta = 3$  diélectrique

( $\beta = 4$  interaction e-ph dans un métal -> bolomètre à électrons chauds)

Dans un modèle simple:

$$P = G(T - T_0) = G'(T^{\beta+1} - T_0^{\beta+1})$$

$G'$  est indépendant de la température et  $G(T) = \frac{dP}{dT} = (\beta + 1)G'T^\beta$

# Bruit thermodynamique

## 1.) limite radiatif ( $I_{\text{mfp}} > I_{\text{lien}}$ )

Boyle et Rogers (1956)

$$NEP_{TFN}^2 = 4kT_0^2 G_0 \frac{t_r^{\beta+2} + 1}{2}$$

$$t_r = \frac{T}{T_0}$$

## 2.) limite diffusif ( $I_{\text{mfp}} < I_{\text{lien}}$ )

Mather (1982, 1984)

$$NEP_{TFN}^2 = 4kT_0^2 G_0 \frac{\beta + 1}{2\beta + 3} \frac{t_r^{2\beta+3} - 1}{t_r^{\beta+1} - 1}$$

bruit réduit jusqu'à 30% par rapport à  $4kT^2G(T)$

$$NEP_{TFN}^2 = 4kT_0^2 G_0 F_{\text{lien}}(t_r, \beta)$$

$$G(T) = G_0 \frac{T^\beta}{T_0^\beta}$$

# Bruit Johnson du thermomètre

$$e_{nJ}^2 = 4kTR \quad [V^2/Hz]$$

**sans effets thermiques:**

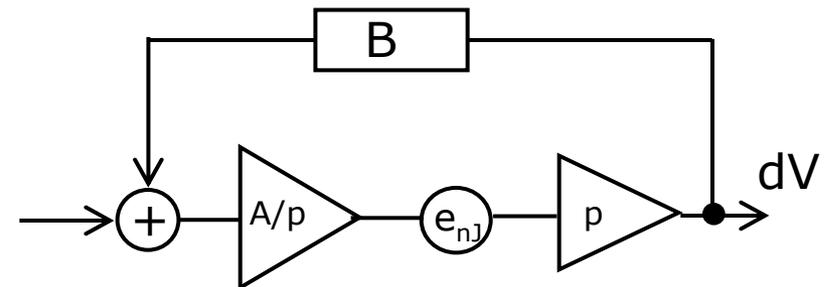
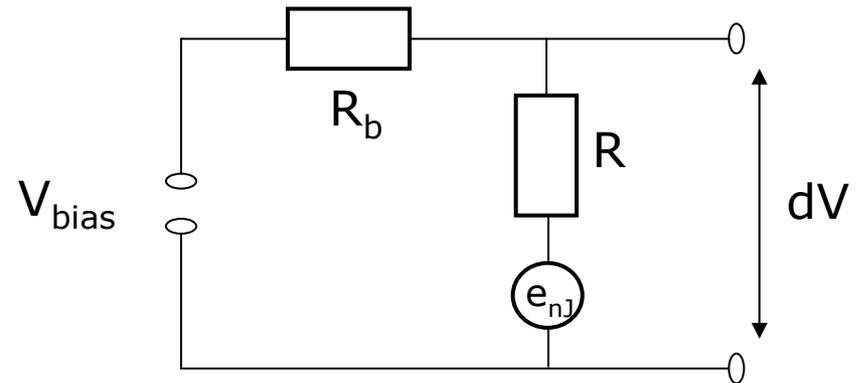
$$dV = e_{nJ} \frac{R_b}{R + R_b} = e_{nJ} p$$

**avec effets thermiques:**

I  $e_{nJ}$  = puissance dissipée dans le thermomètre

$$dV = e_{nJ} p + ABdV$$

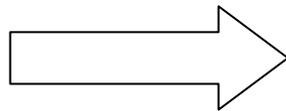
$$e_{nJ_{ETF}} = dV = e_{nJ} \frac{p}{1 - BA}$$



-> réduction du bruit en tension due à la rétroaction négative

Bruit Johnson en terme de NEP:

$$NEP_J = \frac{e_{nJ_{ETF}}}{S_{V_{ETF}}} = e_{nJ} \frac{p}{1-BA} \frac{I\sqrt{1+\omega^2\tau^2}}{|L_0|} \frac{1-BA}{p} = \sqrt{4kTR} \frac{I\sqrt{1+\omega^2\tau^2}}{|L_0|}$$



$$NEP_J = \frac{\sqrt{4kTP_{el}}}{|L_0|} \sqrt{1+\omega^2\tau^2}$$

- dépend de la **puissance électrique**
- dépend de la **constante de temps thermique  $\tau$**
- indépendant de la résistance de polarisation

## Bruit du détecteur: résumé

$$NEP_J^2 = \frac{4kTP_{el}}{L_0^2} (1 + \omega^2 \tau^2)$$

$$NEP_{TFN}^2 = 4kT_0^2 G_0 F_{lien}(t_r, \beta)$$

-> indépendant de  $R_b$  et de la rétroaction car toutes les sources de bruit interviennent avant ou dans la boucle de rétroaction

⇒ rapport signal / bruit et NEP inchangés

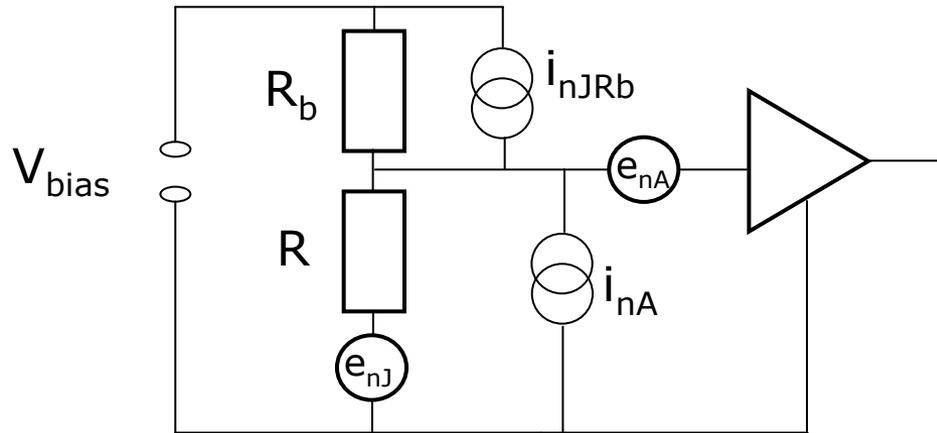
-> bruit Johnson  $\sim \alpha^{-2}$

⇒ les deux contributions combinées (cf. McCammon 2005):

$$NEP_{Dét}^2 = NEP_J^2 + NEP_{TFN}^2 = 4kT_0^2 G_0 \left[ F_{lien}(t_r, \beta) + \frac{(\beta + 1)t_r^{2\beta+3}}{\alpha^2 (t_r^{\beta+1} - 1)} (1 + (\omega\tau)^2) \right]$$

-> abaisser la température aide beaucoup (et  $G_0$  aussi)

# Bruit de l'ampli et de $R_b$



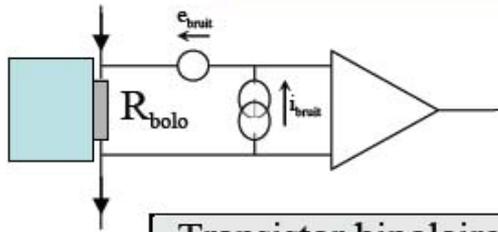
-> contrairement aux bruits thermodynamique et Johnson, **le bruit en tension de l'ampli ne subit pas la rétroaction**, donc la NEP associée augmente dans le cas d'une rétroaction négative

=> bruit de l'ampli négligeable pour un détecteur seul...

... mais critique pour les matrices de bolomètres avec multiplexage!!

cf. cours A. Benoit et D. Prele

# Bruit des amplis: valeurs caractéristiques



	Densités spectrales de bruit		$T_{\text{bruit}}$ K	$R_{\text{bruit}}$ $\Omega$	Remarques
	$e_{\text{bruit}}$ V/ $\sqrt{\text{Hz}}$	$i_{\text{bruit}}$ A/ $\sqrt{\text{Hz}}$			
Transistor bipolaire	0.3 nV	1 pA	2 K	100 $\Omega$	
JFET Silicium à 300K	1 nV	1 fA	20 mK	1 M $\Omega$	Bruit 1/f à f<10Hz
JFET Silicium à 120K	1 nV	0.1 fA	2 mK	10 M $\Omega$	
MosFET à T≤4.2K	1 $\mu$ V	<10 <sup>-16</sup> A	200 mK	>100 G $\Omega$	$R_{\text{bruit}} \approx \infty$
FET AsGa à T≤4.2K	1 nV	1 fA	20 mK	1 M $\Omega$	Bruit 1/f à f<10kHz
SQUID (T≤4.2K)		1 pA	$1.5 \cdot 10^{-9} \times f$	$6 \cdot 10^{-6} \Omega \times f$	
SET (T≤100mK)*	100 nV		$1.5 \cdot 10^{-7} \times f$	$1.6 \cdot 10^{15} \Omega / f$	

*d'après Alain Benoît (Ecole d'automne de Balaruc les Bains; nov. 1999)*

## Définitions:

- $R_{\text{bruit}} = e_{\text{bruit}} / i_{\text{bruit}}$
- $4 \times k_B T_{\text{bruit}} = e_{\text{bruit}} \times i_{\text{bruit}}$   
 $\approx$  énergie mini mesurable

## Adaptation d'impédance:

- ✓  $R_{\text{bolo}} = R_{\text{bruit}}$ : on ne voit pas l'ampli si  $T_{\text{bruit}} < T_{\text{bolo}}$
- ✓  $R_{\text{bolo}} \neq R_{\text{bruit}}$ : on ne voit pas l'ampli, à condition que

$$R_{\text{bruit}} \times (T_{\text{bruit}} / T_{\text{bolo}}) < R_{\text{bolo}} < R_{\text{bruit}} \times (T_{\text{bolo}} / T_{\text{bruit}})$$

\* SET ≡ Single Electron Transistor



# Bruit de photons

-> la puissance du background  $P_{bg}$  détermine la limite ultime du bruit (BLIP)  
pour une source à la température  $T_s$  (Mather '84):

$$NEP_{photon}^2 = 2P_{bg} (h\nu + \eta kT_s)$$

$\eta = \epsilon_s \eta_0 \eta_d$  - efficacité du transfert

1.) limite  $h\nu \gg \eta kT_s$  : Bruit de grenaille « classique »

exemple:

fréquence (GHz)	longueur d'onde (mm)	charge optique (pW)	$NEP_{photon}$ ( $10^{-17}$ W/Hz <sup>1/2</sup> )
350	0,85	10	6,8

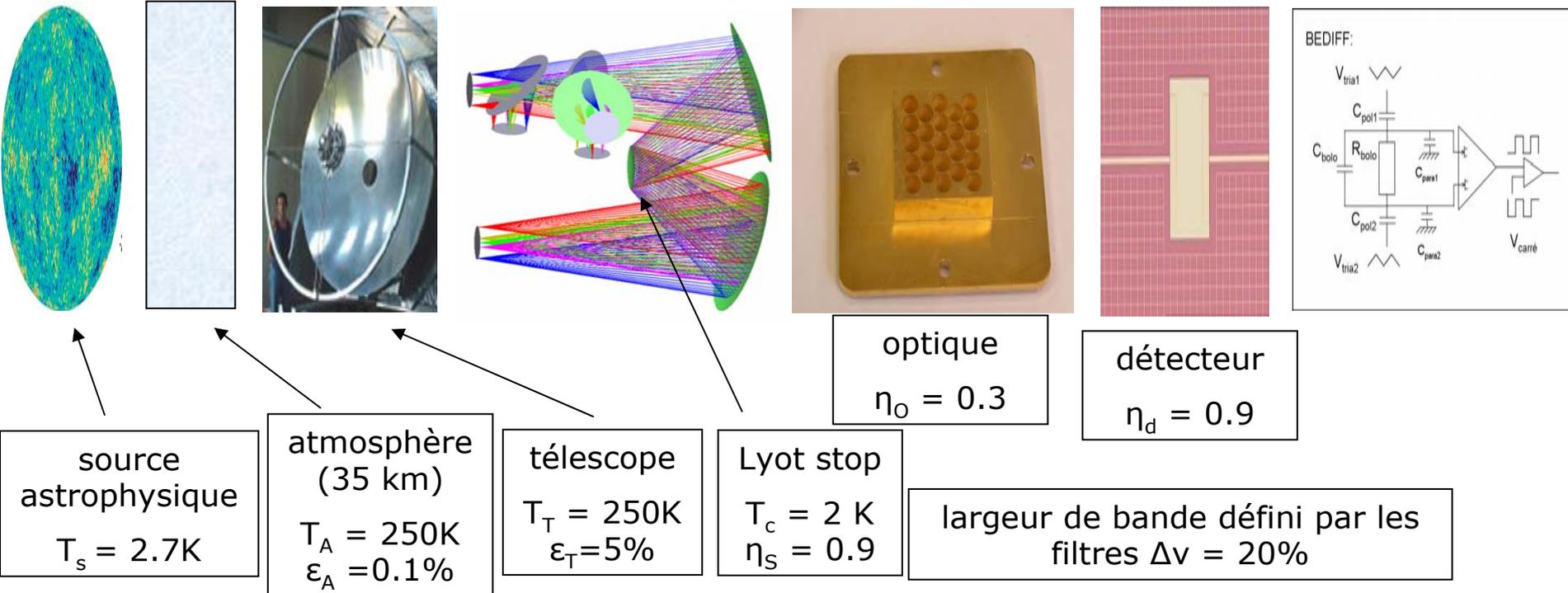
$$NEP_{photon}^2 = 2h\nu P_{bg}$$

2.) limite  $h\nu \ll \eta kT_s$  :

il faut prendre en compte les corrélations entre photons (« bunching »)

voir p.ex. : Zmuidzinas, Appl. Opt. **42**, 4989 (2003)

# Puissance du background généralement plus compliquée



$$B_{ext} = \epsilon_T B(T_T) + \epsilon_A (1 - \epsilon_T) B(T_A) + (1 - \epsilon_A)(1 - \epsilon_T) B(T_S)$$

$$P_{tot} = A\Omega\Delta\nu \eta_o \eta_d (\eta_s B_{ext} + (1 - \eta_s) B(T_c))$$

$B(\nu, T) =$  spectre de Planck

## Introduction

- 1.) Détecteur thermique (idéal)
- 2.) Bruits
- 3.) **Optimisation**

## Conclusion

## Critères:

- NEP minimal (résolution en énergie maximale)
- temps de réponse « assez rapide »

## Paramètres : ... *plus ou moins libres*

$P_{bg}$  - source(s) +  $\lambda$  + système optique + filtres -> design du pixel

$T_0$  - type de refroidissement, environnement; **déterminé par BLIP**

$\alpha$ , C - type de détecteur, du matériau, ..

R - adaptation avec  $R_{\text{bruit}}$  de l'ampli

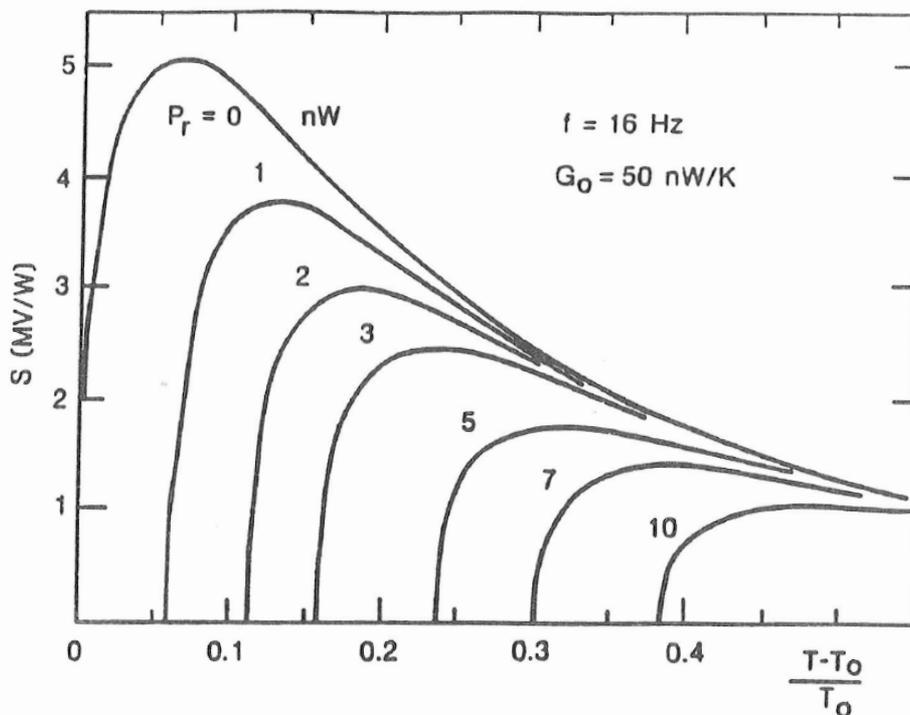
G - techniques de fabrication, **compromis entre NEP et  $\tau$**

par exemple: optimiser en fonction de  $P_{el}$  ou T

# Modèles électrothermiques

Entrée:

$$\alpha(T), G = \frac{dP}{dT} \propto T^\beta, \text{ etc.}$$



exemple dans le  
cours de J.P. Torre 1992

thermomètre du  
type isolant d'Anderson

# Optimisation Bolomètre

cours A. Benoit 1996 :

optimisation NEP en fonction de  $P_{el}/P_{bg}$  et  $T/T_0$

$$NEP_{Dét}^2 = A 4kT_0 P_{bg}$$

$-\alpha$	$\beta+1$	$P_{el}/P_{bg}$	$T/T_0$	$GT/P_{bg}$	A	$S_P (Nep)$	$S^2_{johnson}/S^2_{total}$
1	2	0,85	2,16	4,7	66	$1,92 \cdot 10^{-17}$	85%
2	2	0,63	2,06	4,2	24	$1,14 \cdot 10^{-17}$	63%
4	2	0,38	1,94	3,8	11,8	$0,81 \cdot 10^{-17}$	38%
6	2	0,27	1,88	3,5	9,1	$0,71 \cdot 10^{-17}$	27%
9	2	0,18	1,83	3,4	7,6	$0,65 \cdot 10^{-17}$	18%
1	4	0,9	1,71	8,6	150	$2,93 \cdot 10^{-17}$	90%
2	4	0,73	1,68	7,9	50	$1,65 \cdot 10^{-17}$	73%
4	4	0,48	1,62	6,9	21,3	$1,08 \cdot 10^{-17}$	47%
6	4	0,34	1,59	6,4	15,3	$0,92 \cdot 10^{-17}$	34%
9	4	0,24	1,56	5,9	12,2	$0,82 \cdot 10^{-17}$	24%

$G \sim 2...5 \times P_{bg}/T_0$  pour une NEP minimale

# Optimisation - Exemple

## Application ballon Olimpo, détecteurs matrice NbSi (23 pixels):

$$T_0 = 300 \text{ mK}, \alpha = -4, \beta = 3, R = 3 \text{ M}\Omega$$

$$\Rightarrow P_{el} = 5 \text{ pW}, I = 1,3 \text{ nA}, NEP_{dét} = 1,1 \cdot 10^{-17} \text{ W/Hz}^{1/2} \text{ (optimum)}$$

fréquence (GHz)	longueur d'onde (mm)	charge optique (pW)	$NEP_{\text{photon}}$ ( $10^{-17} \text{ W/Hz}^{1/2}$ )	G (nW/K)
350	0,85	10	6,8	0.15

### Ordres de grandeurs:

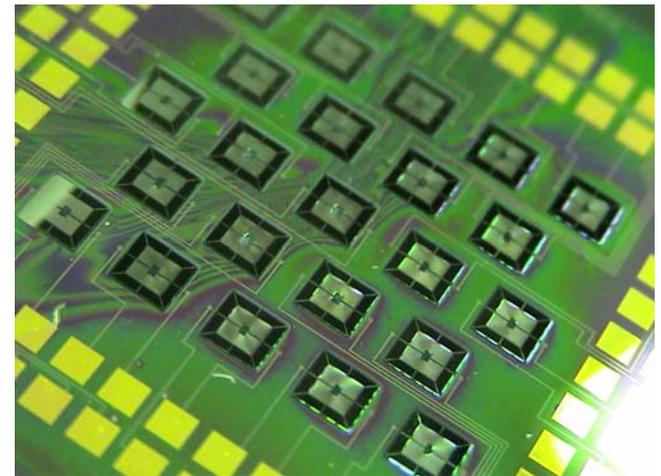
$$dT \text{ (signal)} = 100 \text{ }\mu\text{K} \rightarrow dP = 6 \text{ aW}$$

$$\rightarrow dT_{\text{bolo}} = dP/G = 40 \text{ nK}$$

$$\rightarrow dR_{\text{bolo}} = \alpha R dT/T = 1 \text{ }\Omega$$

$$\rightarrow dV_{\text{bolo}} = dR I_{\text{bolo}} = 1,3 \text{ nV}$$

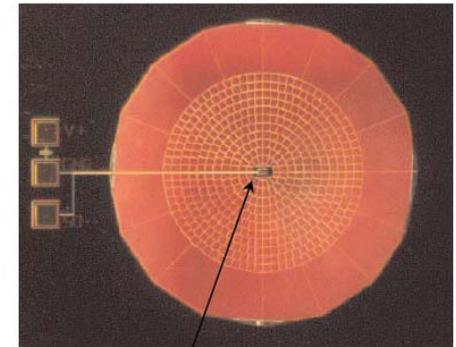
$$\rightarrow \text{temps d'intégration } t \approx \frac{1}{2} (NEP/dP)^2 \approx 1 \text{ min}$$



## Application satellite Planck, détecteurs Ge-NTD (spider-web):

$$T_0 = 100 \text{ mK}$$

fréquence (GHz)	longueur d'onde (mm)	charge optique (pW)	G (nW/K)
350	0,85	0,68	0,05



Ge-NTD

W.A. Holmes et al., Appl. Opt. 47, 5996 (2008)

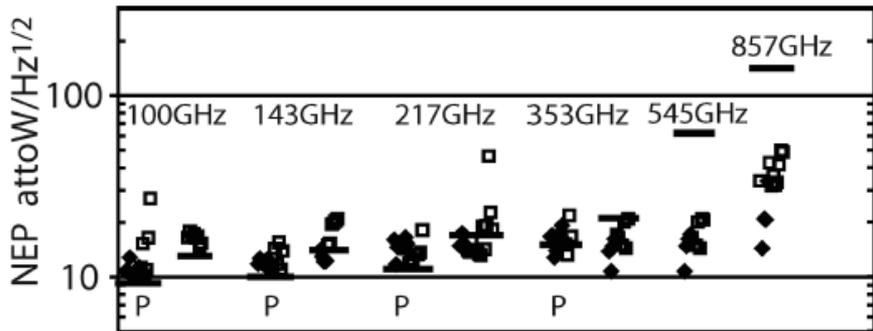


Fig. 1. Measured detector dark NEP including  $6.5 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$  amplifier noise at nominal bias for each frequency band. Solid symbols are the NEP for detectors installed in the focal plane. The open symbols are the NEP spare bolometers. The solid lines indicate the photon background limit from a 35 K telescope and astrophysical sources in each band for a 30% bandwidth and 30% in-band optical efficiency. Unpolarized detectors at 100 GHz were made and delivered but were replaced by polarized detectors.

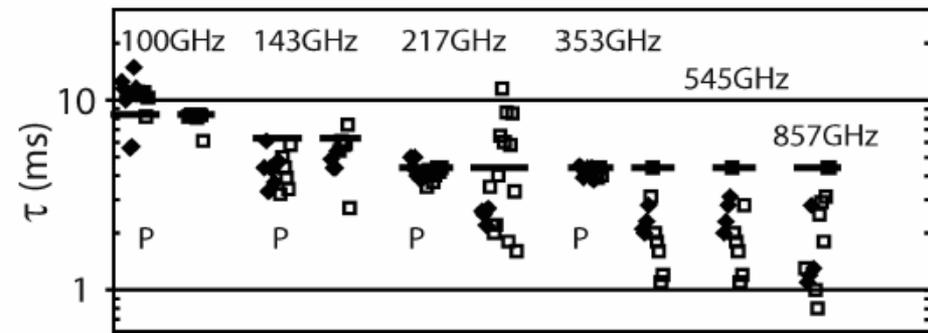
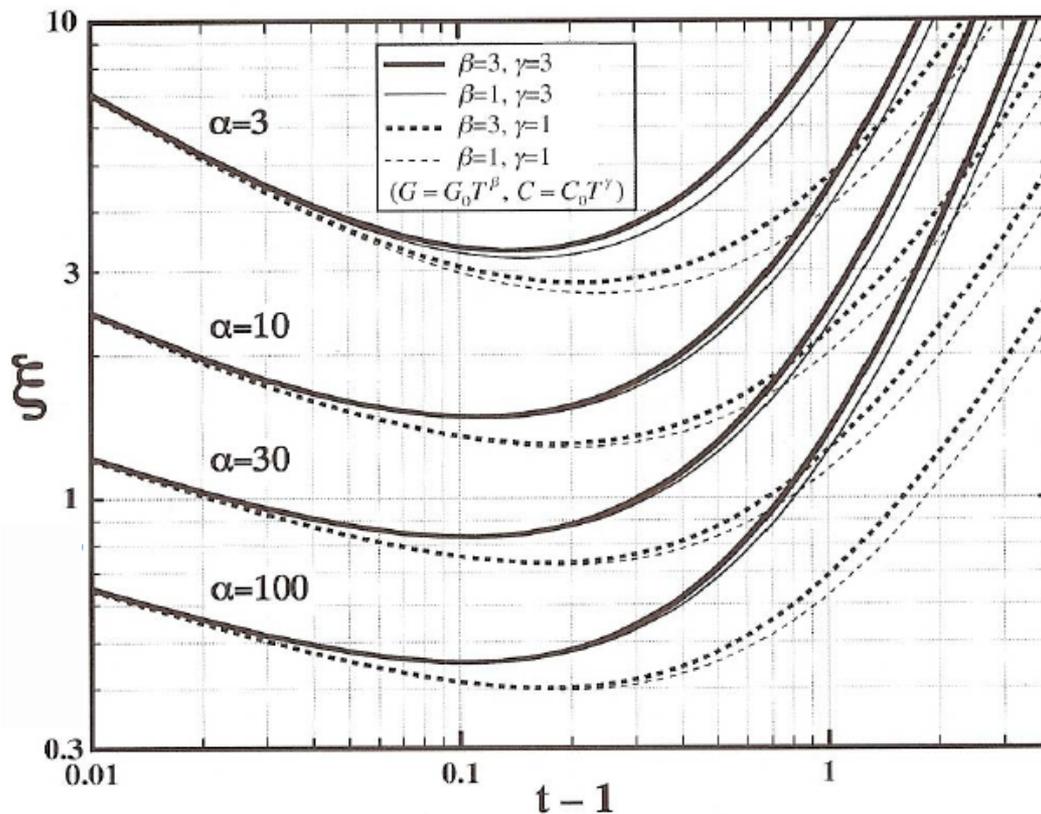


Fig. 2. Measured detector response time  $\tau$  at nominal bias for each frequency band. Solid symbols are the  $\tau$  for detectors installed in the focal plane. The open symbols are the  $\tau$  of the spare bolometers. The solid lines indicate a response time equal to time for the beam center to travel the beam width divided by  $\pi$  at a spacecraft rotation rate of 1rpm. Unpolarized detectors at 100 GHz were made and delivered but were replaced by polarized detectors.

D. McCammon, 2005 : Optimisation de la résolution en énergie



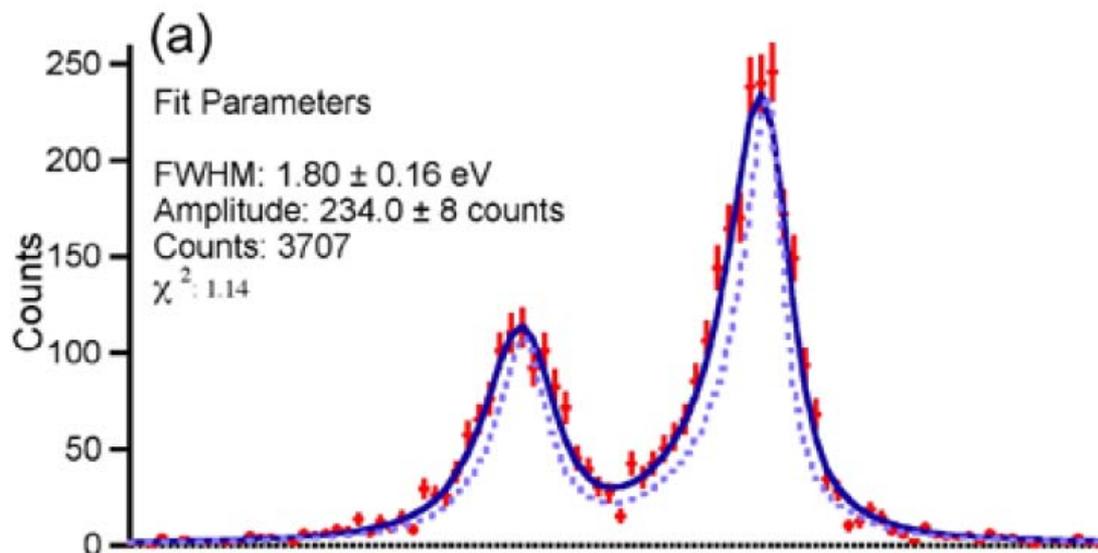
$$\Delta E_{RMS} = \xi(t_r, \alpha, \beta, \gamma) \sqrt{kT_0^2 C_0}$$

meilleure résolution  
pour  $t_r = 1, 1 \dots 1, 3$

# Optimisation - Exemple

S.R. Bandler et al. , NASA / Goddard @ LTD12 :

Calorimètre TES



résolution FWHM 1,8 eV @ 6 keV

(cours P. de Korte)

## Des détecteurs qui ont fait leurs preuves

- les plus sensibles pour le sub-mm et mm
- détecteur au niveau du bruit de photon pour les observations sub-mm et mm (single pixel)
- progrès impressionnants dans la résolution d'énergie pour la détection de particules

## Tendances:

- vers des matrices de centaines à des milliers de pixels (cours P. Camus)
- > demande des solutions de multiplexage (D. Prele, A. Benoit)

- R.C. Jones  
« The General Theory of Bolometer Performance »,  
Journal of the Optical Society of America, Vol. 43 (1953)
- *W.S. Boyle, K.F. Rogers, J. Opt. Soc Am. 49 (1956)*
- P.L. Richards, *J. Appl. Phys. 76, 1 (1994)*
- S.F. Lee, *Appl. Optics 37,3391 (1998)*
- *Journal of Low Temp. Phys, 151, N° 1 and 2 (2008) Proceedings of LTD12*