

# Les bolomètres scintillants : aspects expérimentaux



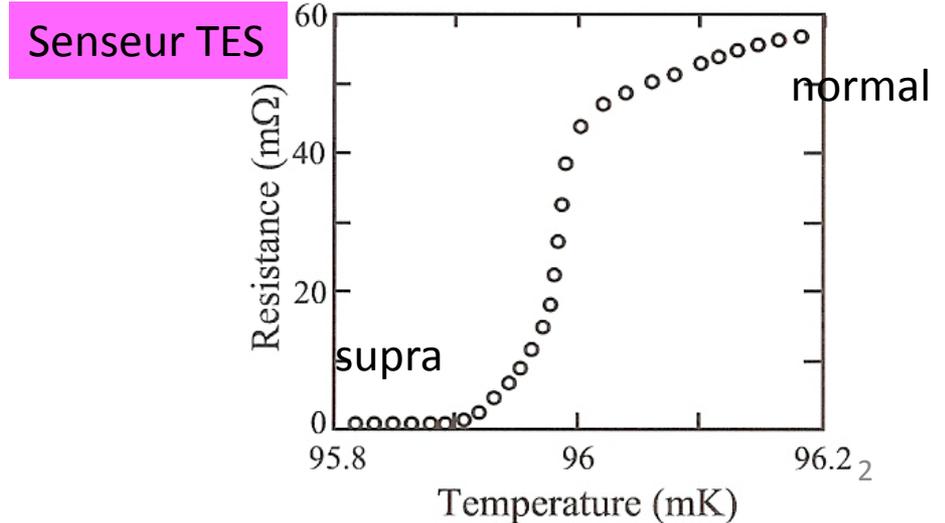
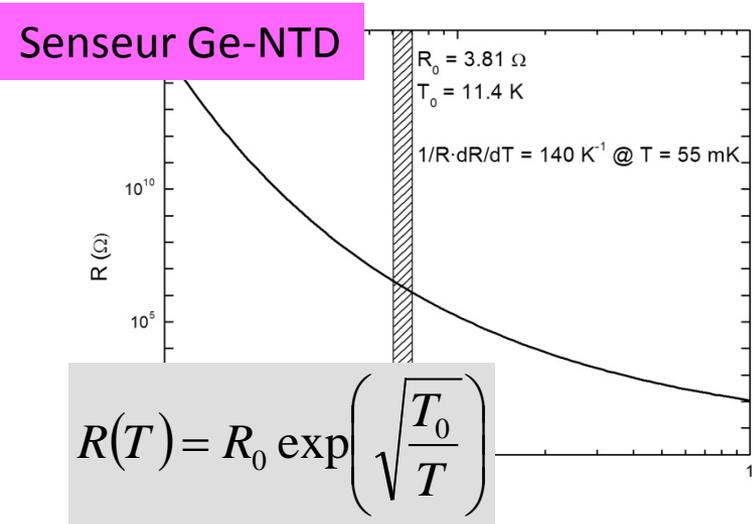
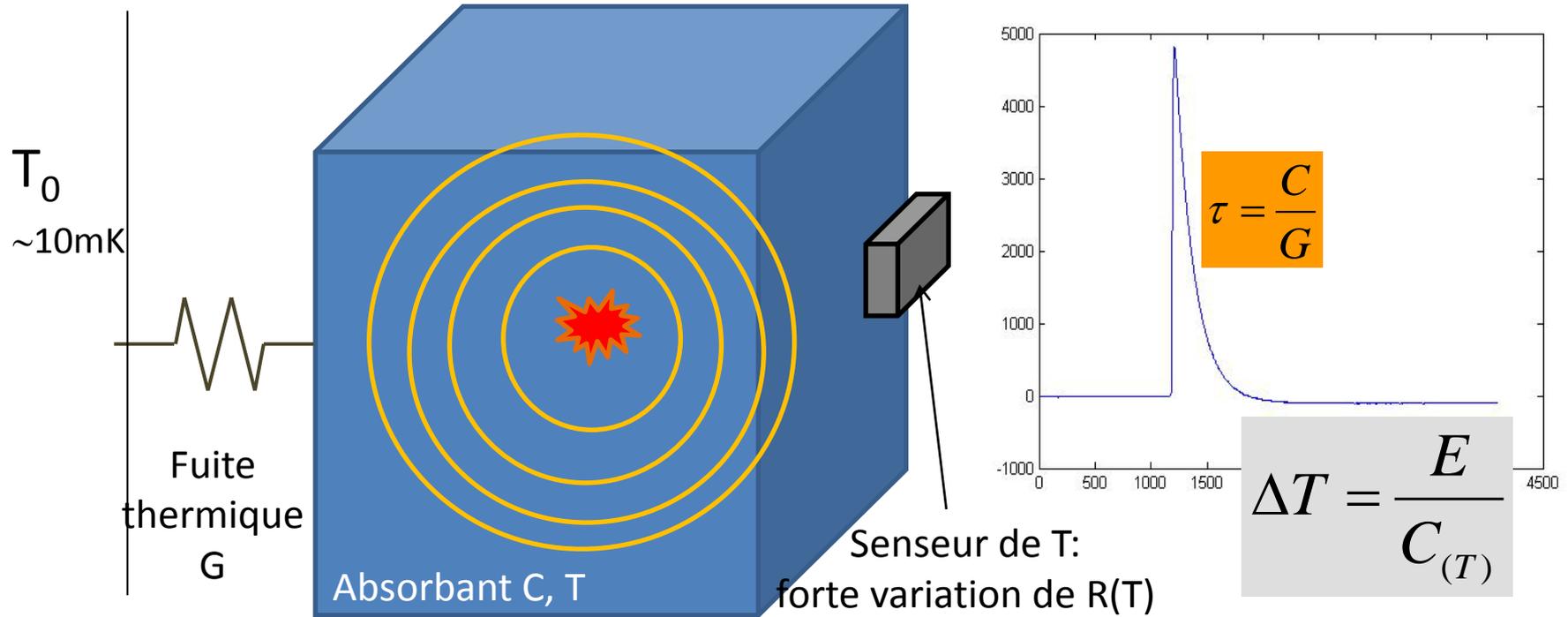
Ecole *Détection de rayonnement à très basse température (DRTBT)*  
21-25 Mai 2012 La Londe les Maures



Lidia Torres  
Equipe STAP  
IAS –CNRS  
Orsay



# Des bolomètres pour la détection des particules



- **Partie I: Principes de la détection lumière + chaleur**
  1. Historique
  2. Détection de la lumière à très basse température: le bolomètre optique
  3. Le bolomètre double
  4. Applications: recherche d'évènements très rares
    - Matière noire (cours de Jules Gascon)
    - Désintégration double bêta sans neutrinos (cours de Claudia Nones)
    - Neutrons dans les expériences de matière noire (cours de Pierre de Marcillac)
    - Détection des désintégrations alphas rares:  $^{209}\text{Bi}$  et  $^{180}\text{W}$
  5. Discrimination des particules. Pourquoi ça marche ?
  6. L'information dans un plot lumière-chaleur
    - Corrélation lumière chaleur des évènements mono-énergétiques: Partition de l'énergie
    - Etudes sur les constantes de temps
- **Partie II: Aspects expérimentaux et recherche actuelle.**
  - Optimisation du bolomètre optique
  - Optimisation de l'efficacité optique
  - Optimisation du scintillateur: Techniques pour l'étude de la luminescence à  $T \downarrow$
  - Un exemple sur les études actuelles des scintillateurs à  $T \downarrow$ : le  $\text{Al}_2\text{O}_3$

# I. 1. Historique de la détection lumière + chaleur

# Historique de la détection lumière + chaleur pour la discrimination des particules

Proposée par L. Gonzalez-Mestres et D. Perret-Gallix en 1988

L. Gonzalez-Mestres and D. Perret-Gallix, en "Proceedings of the XXIV International conference on High Energy Physics" Munich, August 1988. Ed. Springer-Verlag

time. Perhaps bolometry should in some cases be combined with other detection techniques (luminescence?) in order to produce a primary fast signal as timing strobe. If light is used as a complementary signature, particle identification can be achieved through the heat-light ratio, where nucleus recoil is expected to be less luminescent

L. Gonzalez-Mestres and D. Perret-Gallix ,  
*Detection of low energy solar neutrinos and galactic dark matter with crystal scintillators*  
NIM A 279 (1989) 382

At  $\text{LN}_2$  temperature thermal noise and dark current are considerably reduced in conventional photodiodes and photomultipliers. At even lower temperatures, low gap photosensitive devices, such as photoconductors (AsGa or doped Ge) or cryogenic detectors (STJ or thin bolometers [2,3]), can possibly be considered. Such devices have already been used in astronomy for the detection of low energy photons, in the microwave and millimeter range [29].

efficiency of light collection. In such a device, the nucleus recoil energy can, in principle, be distinguished from low energy  $\beta$ 's and  $\gamma$ 's through the phonon/light ratio. This may provide a powerful way to improve background rejection in dark matter searches.

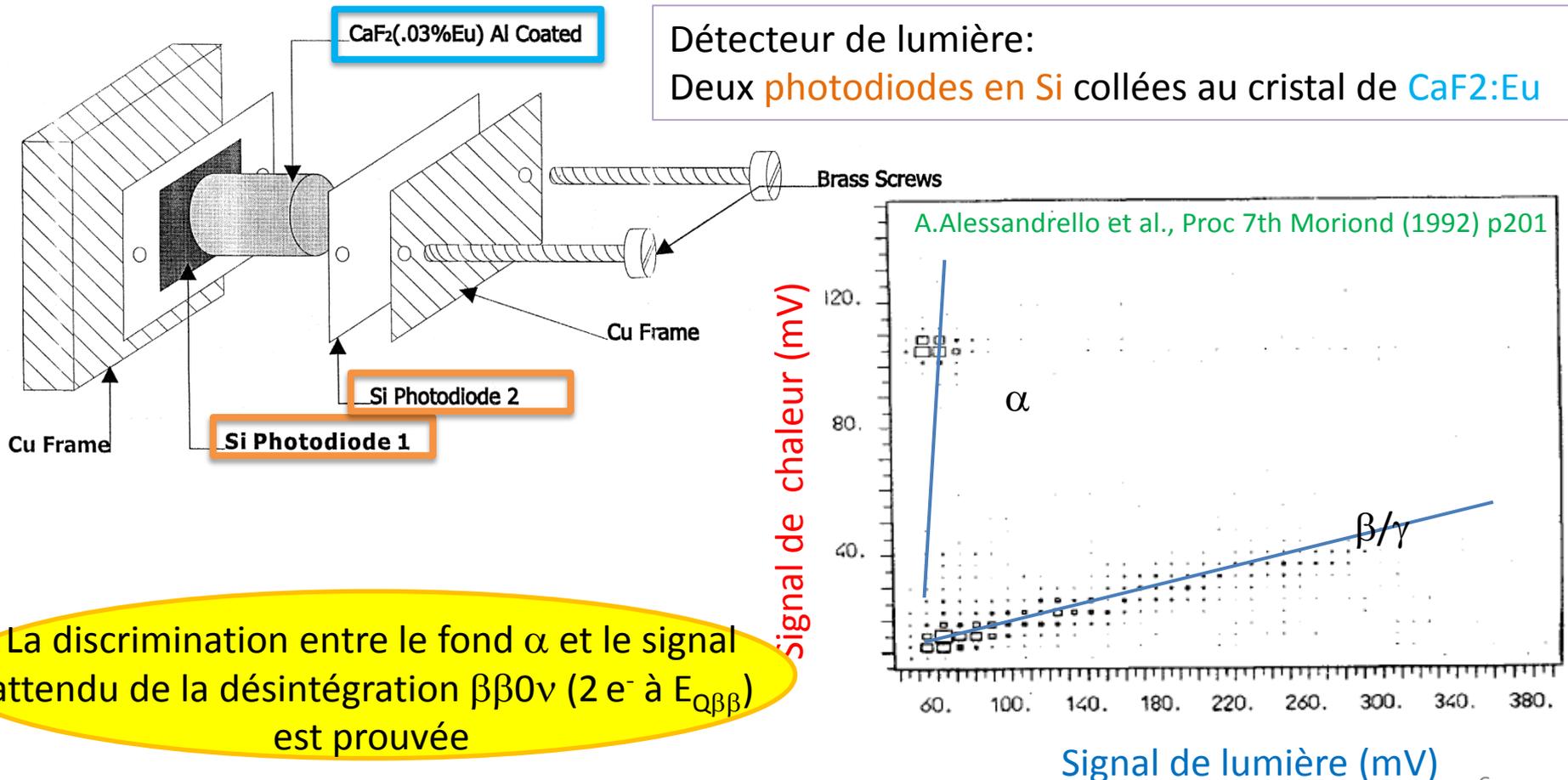
# Première mesure simultanée de lumière-chaueur

(équipe d'Ettore Fiorini à Milan)

Thèse d'Ezio Previtali à Milan (défendue en Janvier 1993)

« Sviluppo di Rivelatori Bomolettrici per Esperimenti sul Doppio Decadimento Beta del  $^{130}\text{Te}$  e  $^{48}\text{Ca}$  »

A.Alessandrello et al., Phys. Lett. B 420 (1998) 109-113



La discrimination entre le fond  $\alpha$  et le signal attendu de la désintégration  $\beta\beta 0\nu$  ( $2 e^-$  à  $E_{Q\beta\beta}$ ) est prouvée

# Réalisation du première bolomètre optique

(équipe de Noël Coron à l'IAS, Orsay)

Thèse de Christophe Bobin à Lyon (défendue en Janvier 1995)

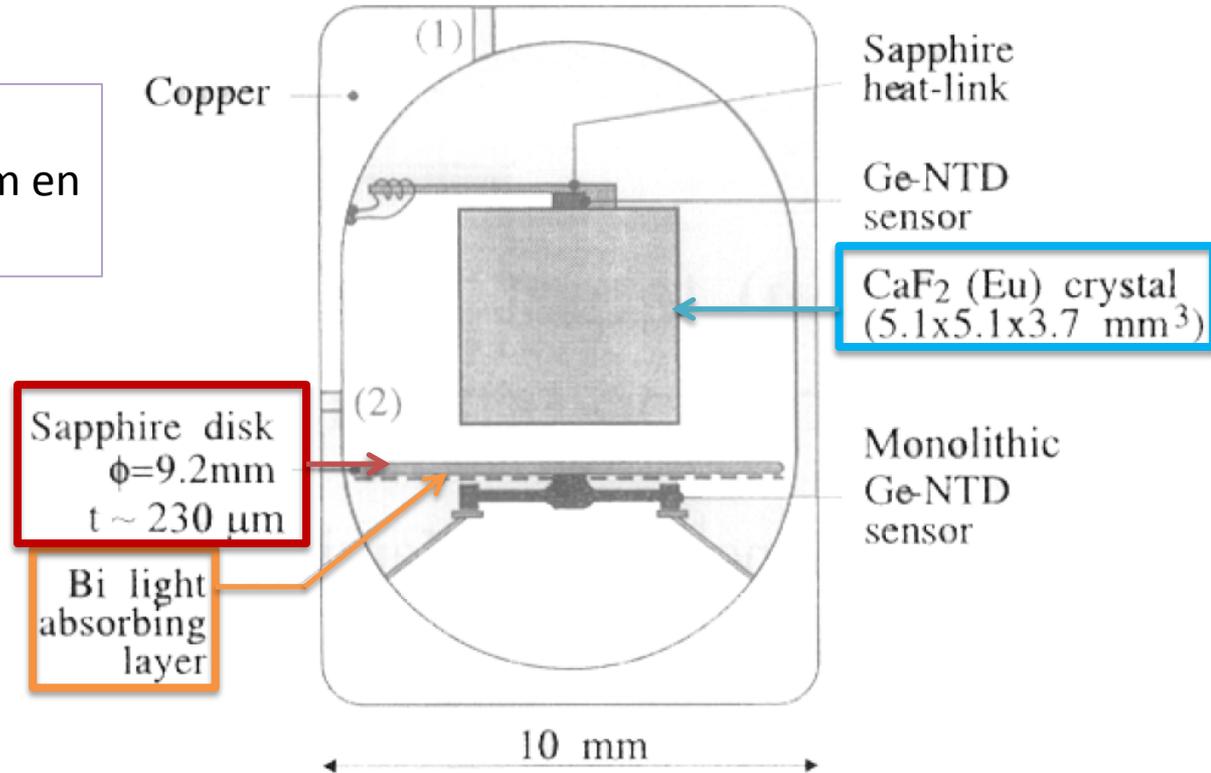
« Bolomètres massifs et détection de la matière noire non baryonique »

C. Bobin et al., Nucl. Instr. Meth. A 386 (1997) 453-457

Détecteur de lumière:  
bolomètre de type IR et sub-mm en  
saphir avec couche en Bismuth

✓ Technologie déjà développée  
(pour des surfaces  $\sim \text{mm}^2$ )  
prête à être adaptée

✓ Pour diminuer  $C$  à  $T \downarrow$   
l'absorbant sera remplacé par  
un semiconducteur: Solution  
des expériences actuelles  
(CRESST, ROSEBUD, LUCIFER)

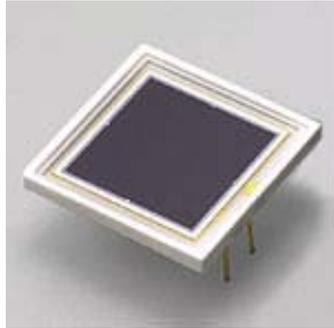


La discrimination entre les  
particules  $\alpha$  et  $\beta/\gamma$  est remesurée  
(même scintillateur).

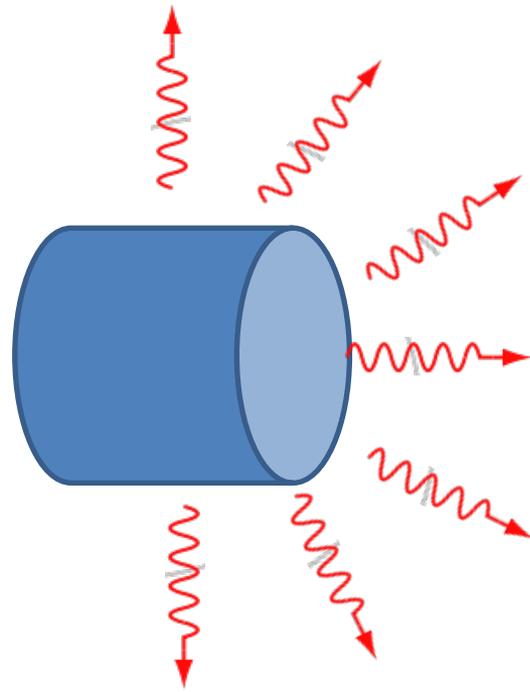
## I. 2. Comment détecter la lumière à très basse température?

# Le meilleur détecteur de lumière pour la mesure de la scintillation à basse température ( $\sim 10\text{-}20\text{mK}$ )

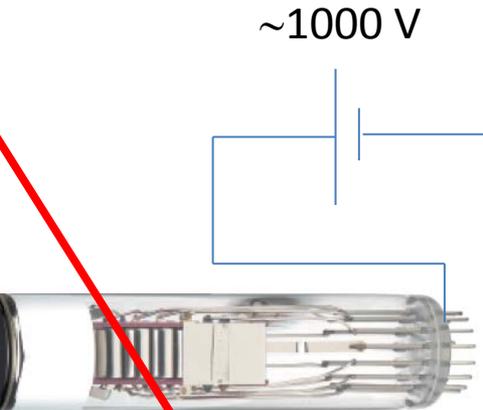
Si photodiode  
25\*25 mm



Bolomètre  
optique IAS  
( $\varnothing = 40\text{mm}$ )



Réfrigérateur à  
dilution  $T \approx 10\text{mK}$



$\sim 1000\text{ V}$

Système optique  
découplé  
thermiquement

$T = 300\text{K}$

# Comparaison des différents détecteurs de lumière de surface $\sim \text{cm}^2$

	Sensibilité NEP ( $W/\sqrt{Hz}$ )	Efficacité quantique	Bande d'absorption	Résolution temporelle (s)	
PMs	$10^{-16}$ à 300K $10^{-18}$ refroidis	$\sim 25\%$	Vis et UV	$\sim 10^{-9}$	Mesure de scintillation à 300K
Photodiodes	<del><math>10^{-14}</math></del>	$\sim 80\%$	NIR-UV	$\sim 10^{-6}$	
Bolomètres à cible semiconducteur	$10^{-17}$	$\sim 100\%$	1eV-10keV	$10^{-3}$ - $10^{-2}$	CRESST ROSEBUD LUCIFER

- ✓ Montage face au scintillateur sans fenêtre
- ✓ Calibration absolue de l'énergie sous forme de lumière avec source  $^{55}\text{Fe}$  (6 keV)

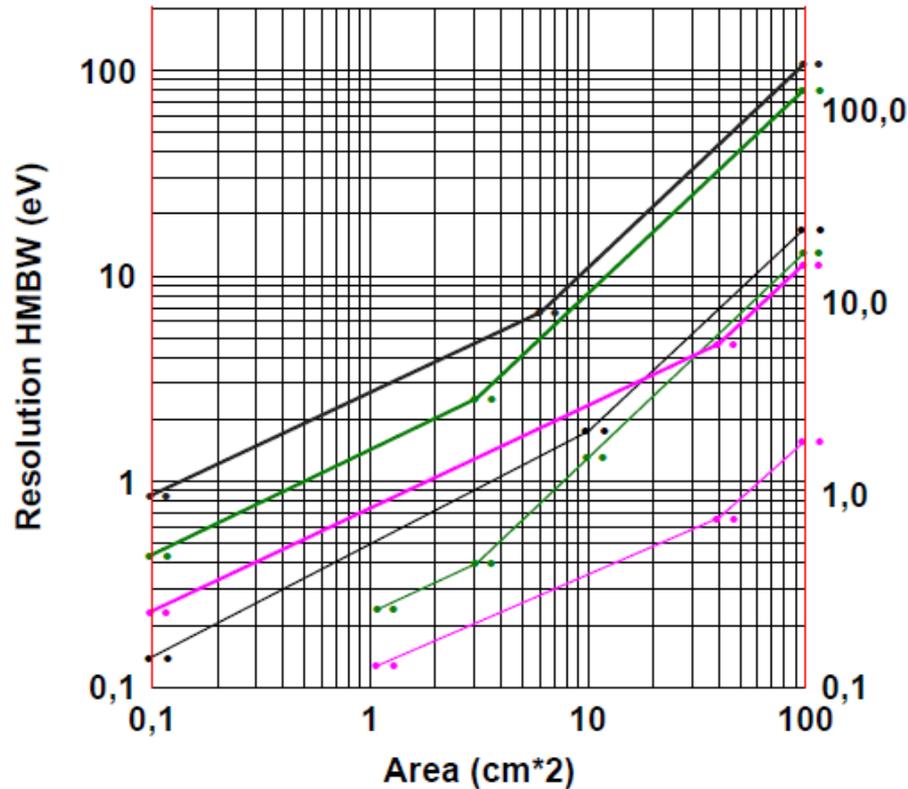
Mais:

- Il est très sensible à la  $\mu$ phonie
- Il peut être sensible à la pression résiduelle d'He dans le volume interne du réfrigérateur (IVC) (Hyp. Noel Coron)

# Bolomètres optiques: Résolution ultime

D'après

N. Coron et al. Opt. Eng. 43, 1568 (2004)



— Ge  
 — Si +Ge  
 — Diamant +Ge

Absorbant: Ge vs. Si  $C(\text{Ge}) > C(\text{Si})$ , mais

- Ge évite stress avec le Ge-NTD
- Meilleure absorption dans le rouge et NIR (bande  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ )

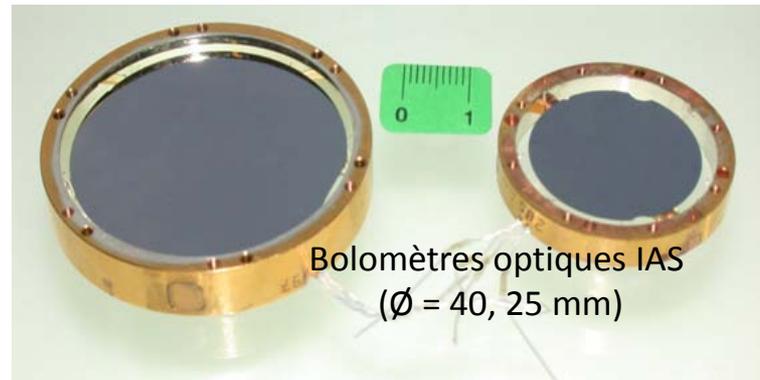
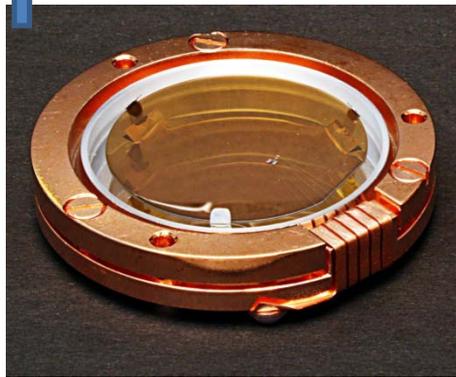
Ge  $E_{\text{gap}_{0\text{K}}} = 0.72\text{eV} \rightarrow \text{abs } \lambda < 1.67\mu\text{m}$

Si  $E_{\text{gap}_{0\text{K}}} = 1.15\text{eV} \rightarrow \text{abs } \lambda \leq 1.1\mu\text{m}$

—• Ge( $e \geq 50\mu\text{microns}$ ) at  $T=25\text{ mK}$   
 —• Si( $e \geq 50\mu\text{microns}$ )+2microns Ge at  $T=25\text{ mK}$   
 —• Diamant( $e=100\mu\text{microns}$ )+2microns Ge at  $T=25\text{ mK}$   
 —• Ge( $e \geq 50\mu\text{microns}$ ) at  $T=12\text{ mK}$   
 —• Si( $e \geq 50\mu\text{microns}$ )+2microns Ge at  $T=12\text{ mK}$   
 —• Diamant( $e=100\mu\text{microns}$ )+2microns Ge at  $T=12\text{ mK}$

# Performances des bolomètres optiques actuelles

Experiment	Absorber	Dimensions (thickness)	T	Sensor technology + read out	Base line FWHM
ROSEBUD	Ge	$\Phi=25\text{mm}$ ( $45\mu\text{m}$ )	22mK	Ge-NTD +JFET	30 eV
LUCIFER	Ge	$\Phi=66\text{ mm}$ (1 mm)	15mK	Ge-NTD+JFET	230 eV
DBD@CSNSM	Ge	15mm $\times$ 15mm (0.5mm)	25mK	Ge-NTD+JFET	70 eV
CRESST	Si-on-Sapphire	$\Phi=40\text{mm}$ ( $1\mu\text{m-on-}46\mu\text{m}$ )	10mK	W-TES+SQUID	16 eV

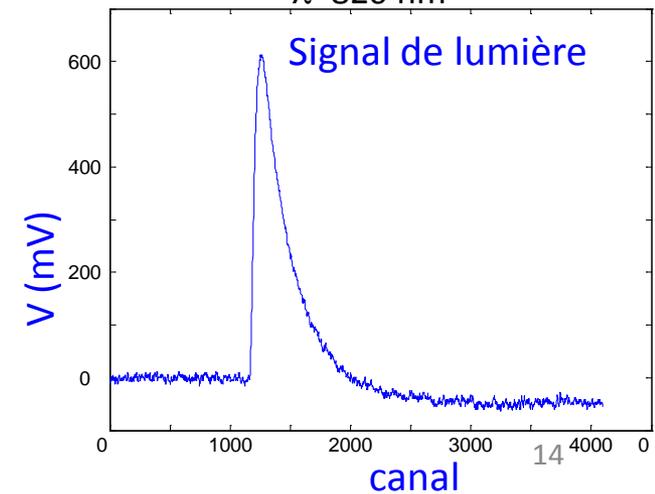
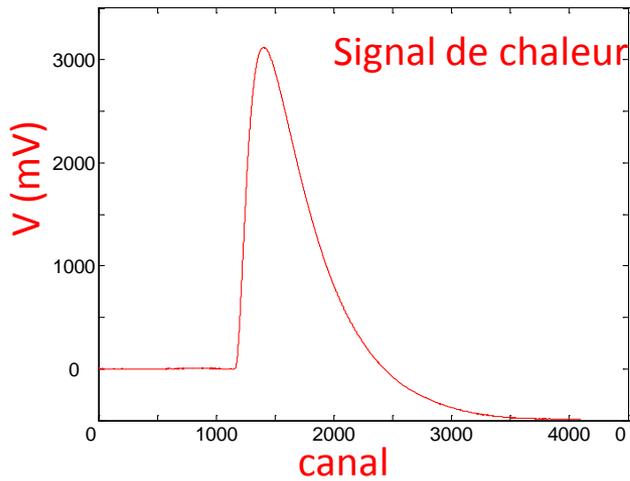
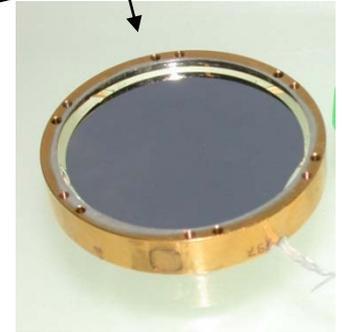
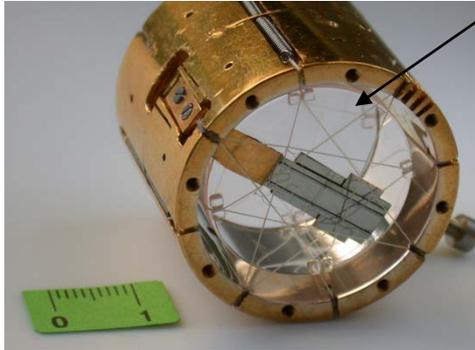
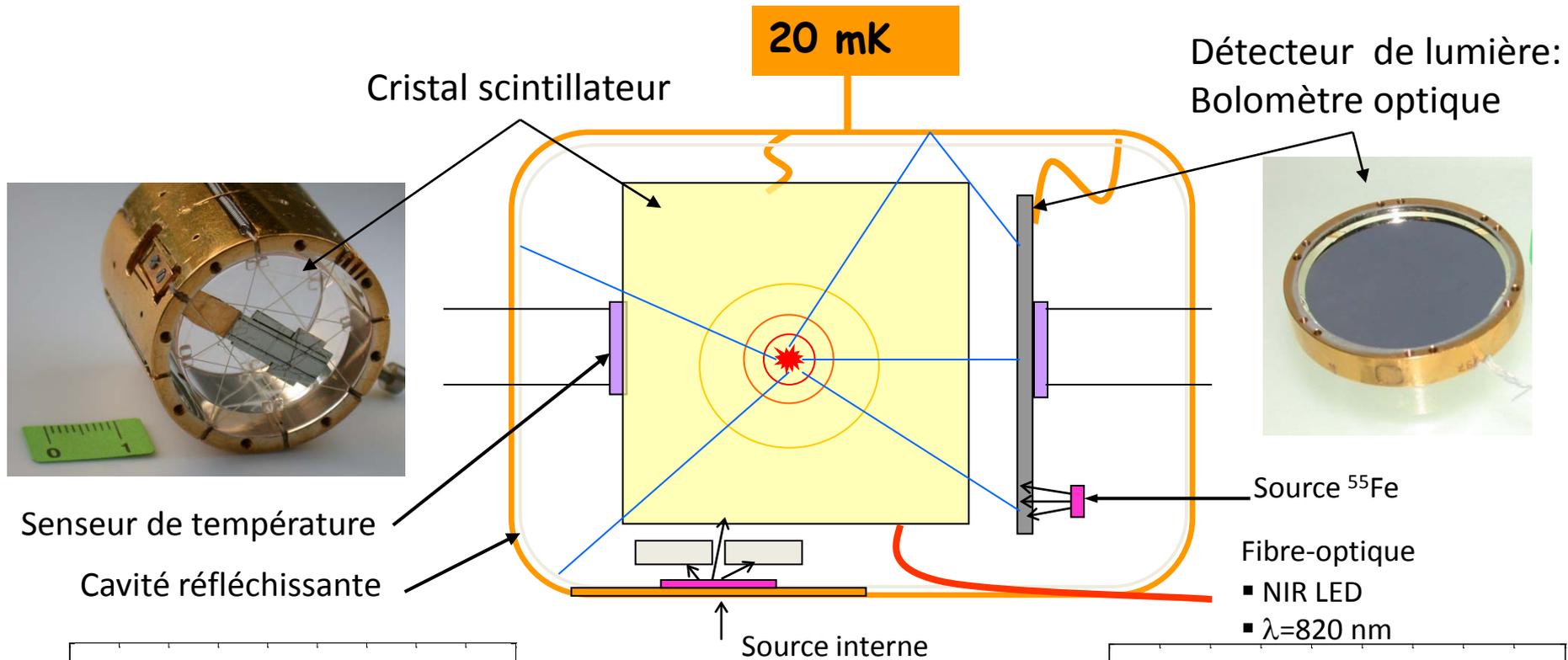


Deux approches:

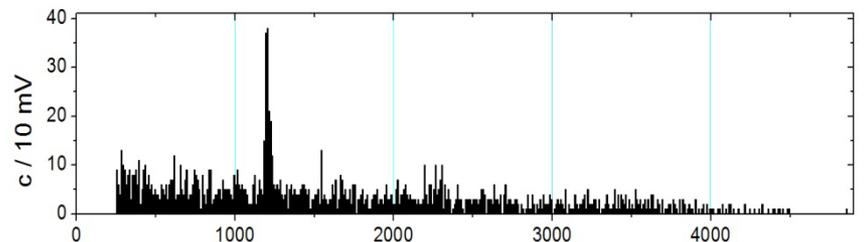
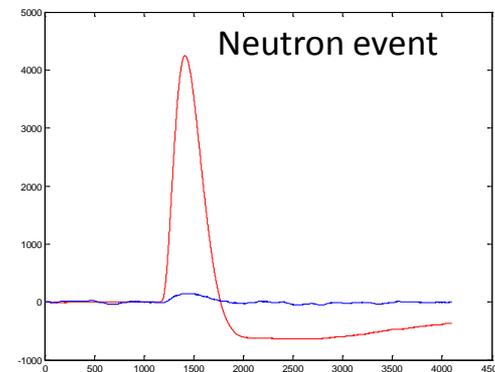
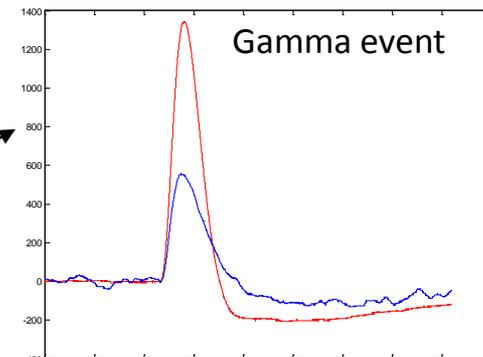
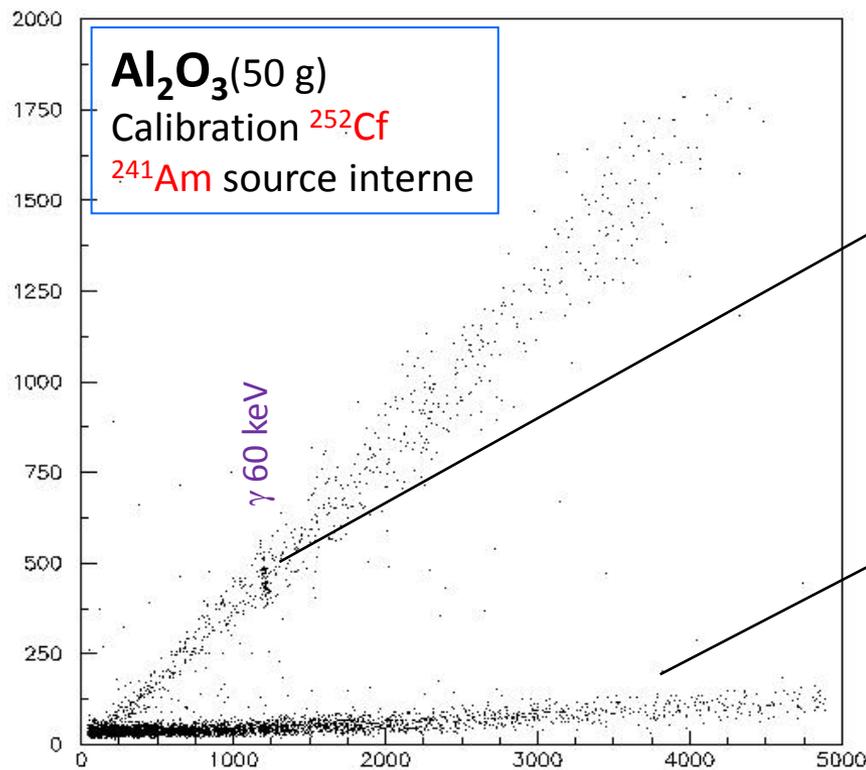
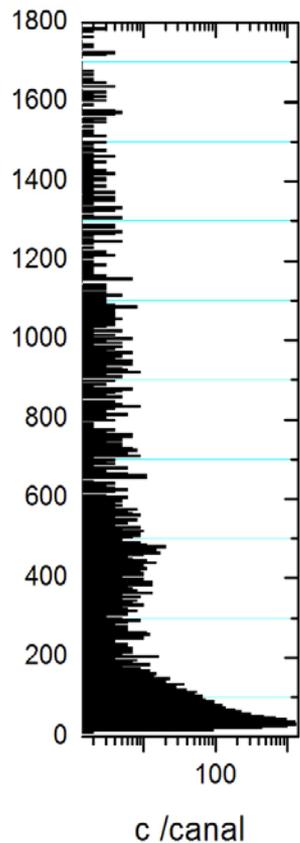
- CRESST: optimisation pour un scintillateur (émission du  $\text{CaWO}_4$  à 420nm)
- Autres: test des différents scintillateurs pour une application donnée. Ge est choisi pour sa plus large absorption

## I. 3. Le bolomètre double

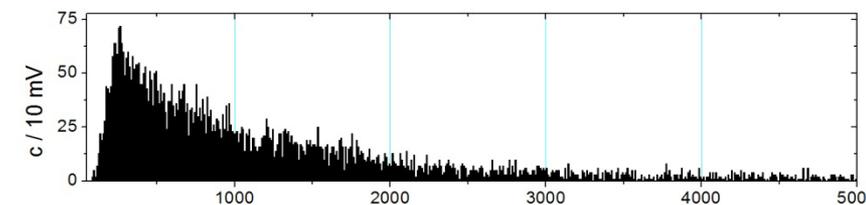
# La technique du bolomètre double



# Discrimination des particules à basse énergie ( $\beta/\gamma$ vs. n)



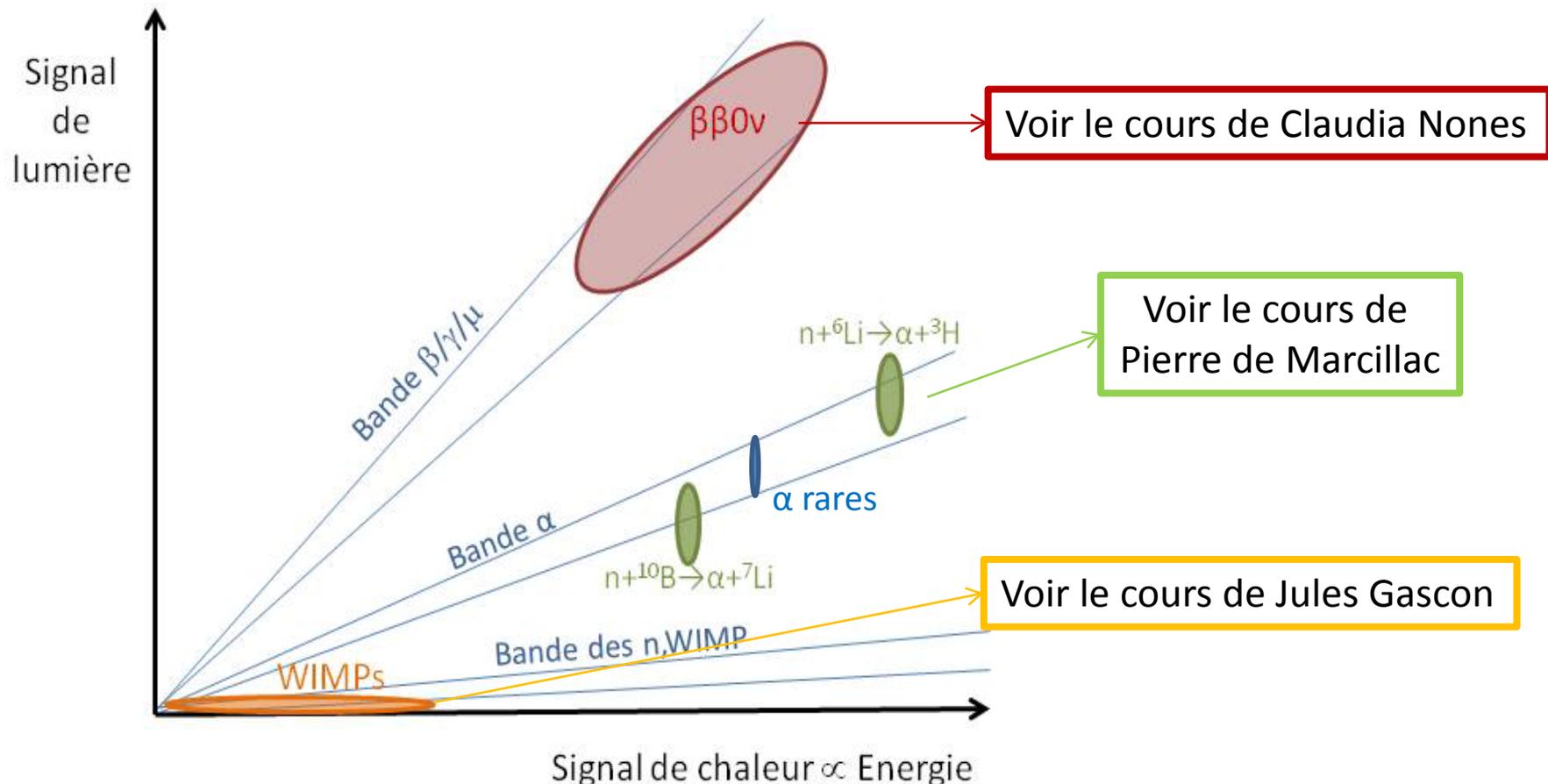
Spectre  $\beta/\gamma$



Spectre de neutrons

## I. 4. Applications de la détection lumière + chaleur

# Applications des bolomètres scintillants: recherche d'évènements très rares



Avec un chaîne électronique de **grande dynamique** on peut adresser la recherche de la **matière noire** et de la **désintégration double beta sans neutrinos** simultanément avec une sensibilité très compétitive!!

Pour cela il faut:

- Choisir la bonne cible (a y-t-il une cible contenant l'isotope  $\beta\beta 0\nu$  avec un bon seuil de discrimination des neutrons???)
- préserver la grande dynamique du capteur (thermistors semiconducteurs)

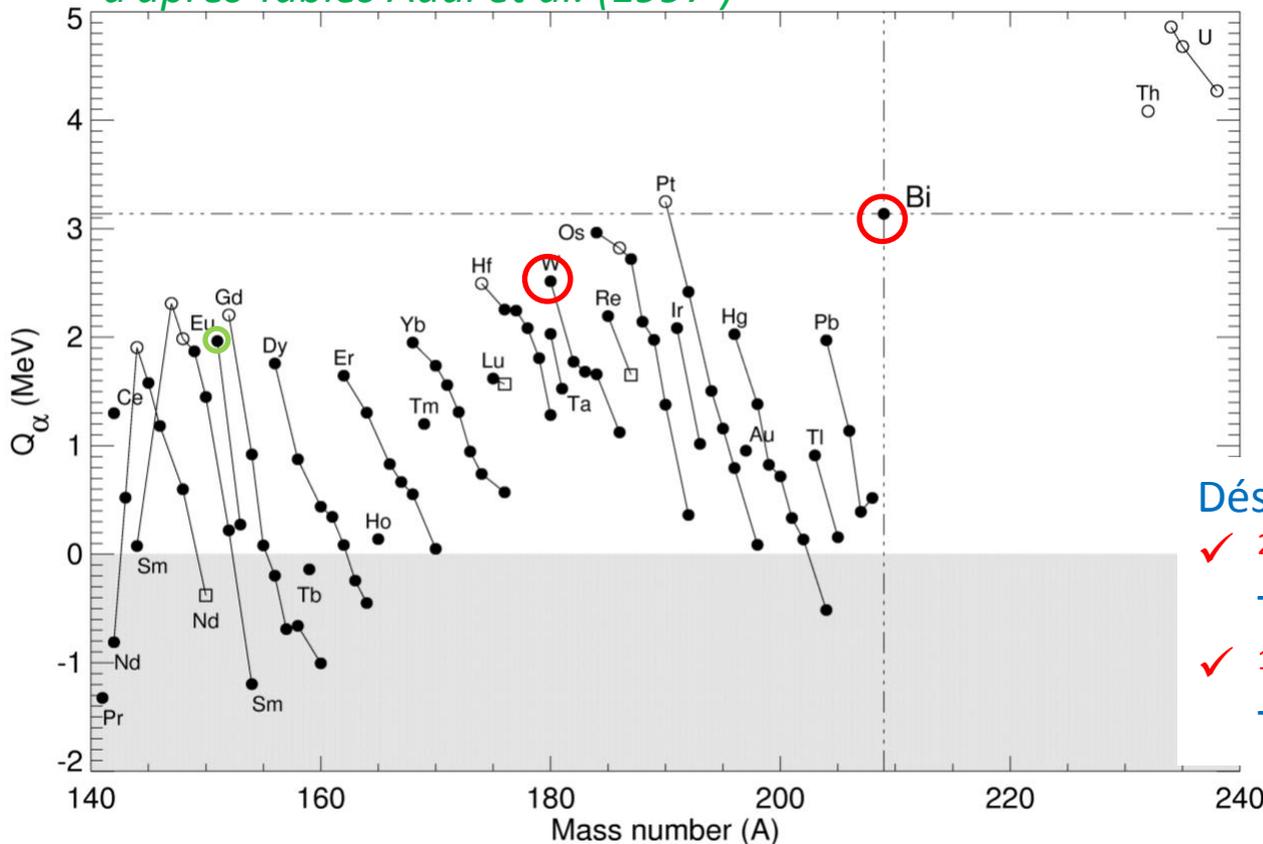
# Détection des désintégrations alpha rares avec des bolomètres scintillants

La détection des alphas de  $Q_\alpha < 3\text{MeV}$  est difficile :

- $T_{1/2}$  est élevé (peu d'énergie disponible pour l'effet tunnel à travers la barrière nucléaire)
- $Q_\alpha \sim E$  des  $\gamma$  des chaînes naturelles qui dominent le fond

Il faut de la discrimination des  $\alpha$  par rapport au fond  $\gamma$

d'après Tables Audi et al. (1997)



- Détectée
- Détectée avec des bolomètres scintillants
- Pas détectée
- Indications avec des scintillateurs (reste à confirmer)

Désintégrations alpha de

✓  $^{209}\text{Bi}$  (IAS; 2002 & LNGS; 2010)

$T_{1/2} \approx 2 \cdot 10^{19}$  ans

✓  $^{180}\text{W}$  (CRESST; 2004)

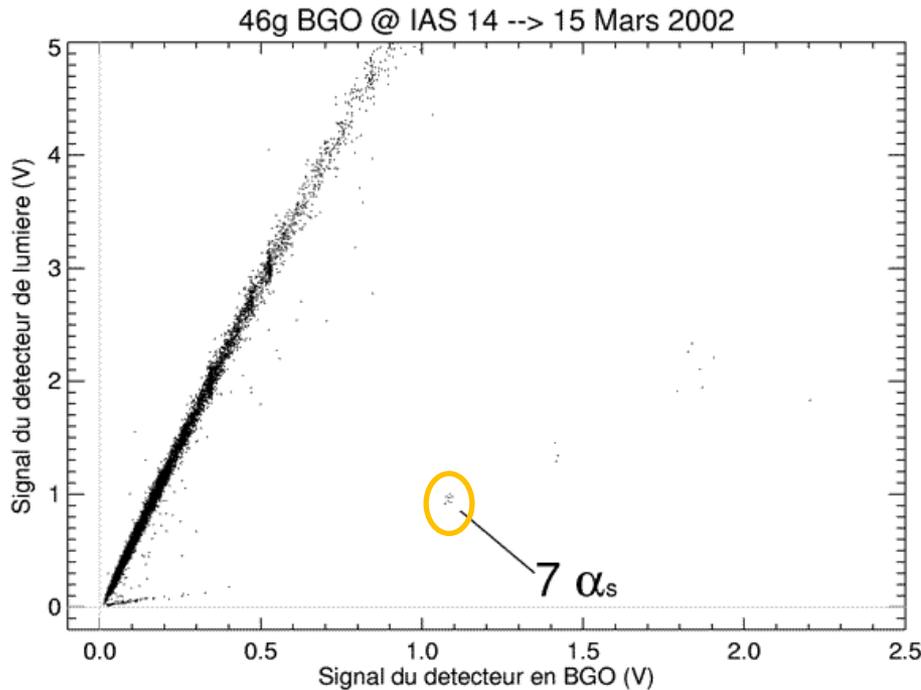
$T_{1/2} \approx 2 \cdot 10^{18}$  ans

# Première détection de la désintégration $\alpha$ du $^{209}\text{Bi}$

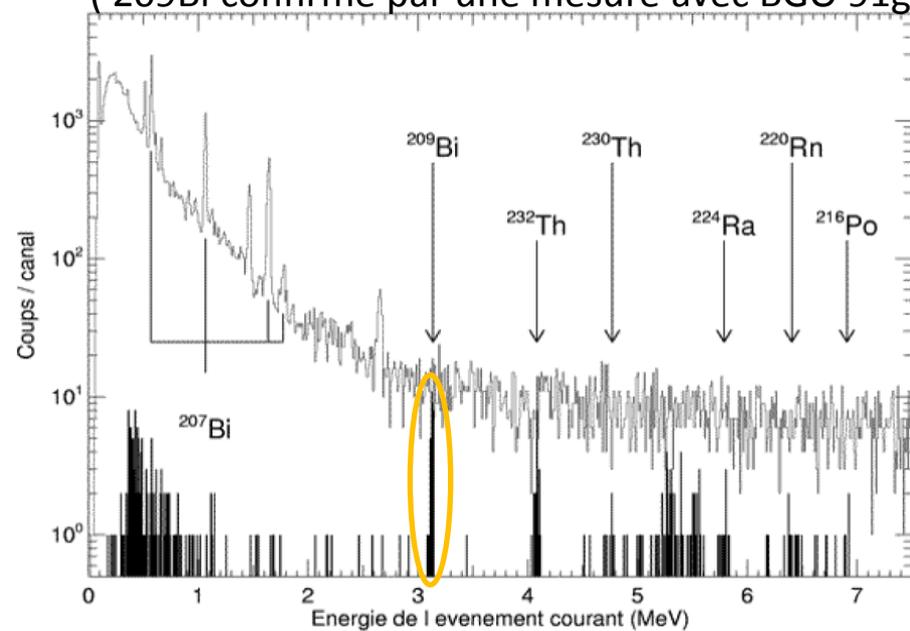
P. de Marcillac et al., Nature 422, 876 (2003)

Première mesure d'une nuit à l'IAS (~15h)

46g de BGO contiennent  $\sim 3 \cdot 10^{22}$  noyaux de  $^{209}\text{Bi}$



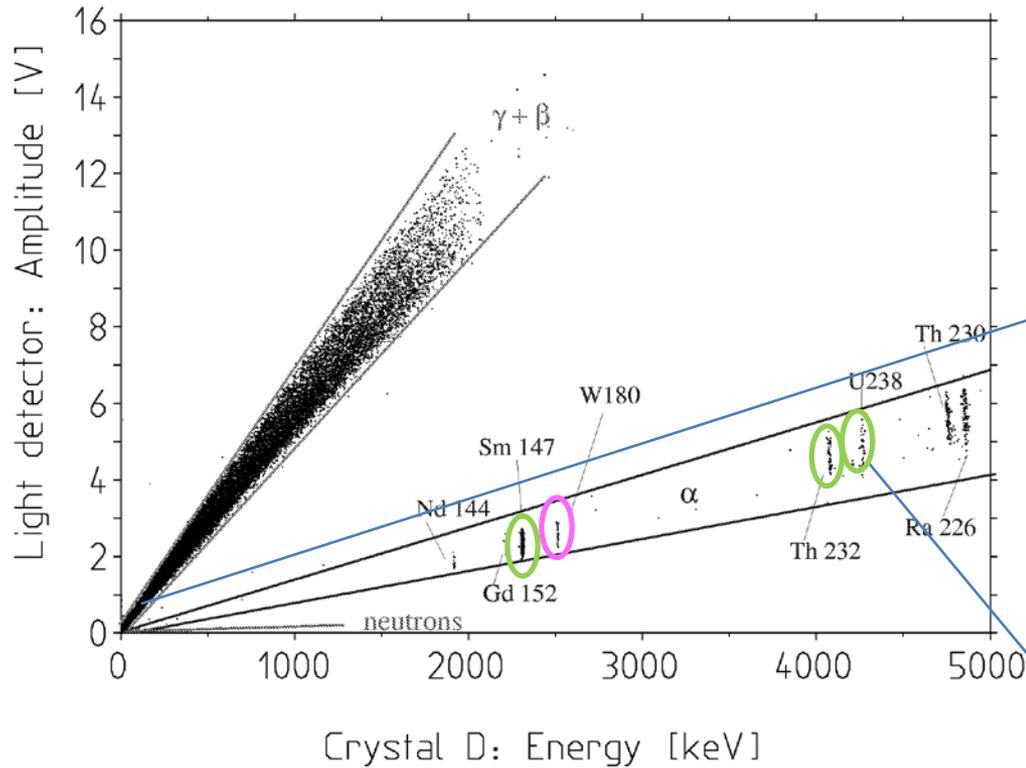
Spectre total obtenu avec le BGO 46 g  
( $^{209}\text{Bi}$  confirmé par une mesure avec BGO 91g)



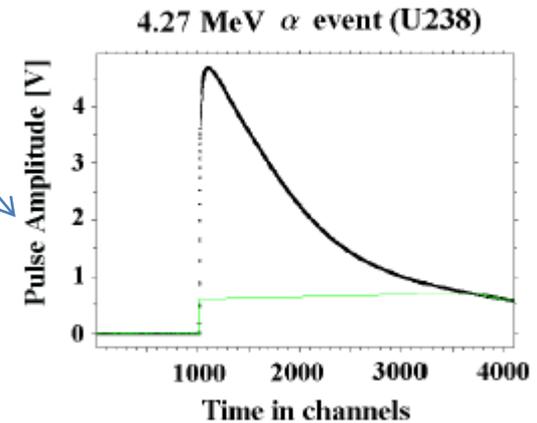
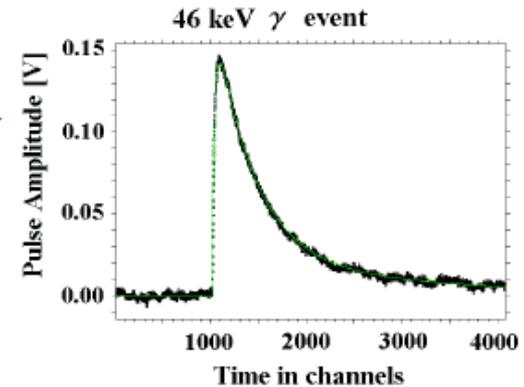
$$T_{1/2} = 1,9 \pm 0,2 \cdot 10^{19} \text{ ans}$$
$$E_{Q\alpha} = 3137 \text{ keV} \pm 1(\text{stat}) \pm 2(\text{sys})$$

# Détection de la désintégration $\alpha$ du $^{180}\text{W}$

C. Cozzini et al., Physical Review C 70 (2004)



Impulsions de chaleur: Les TES travaillent au dessus de la transition. La perte de linéarité est retrouvée par des gabarits



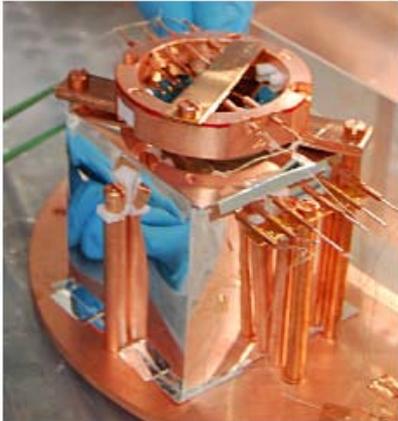
Calibration avec  $^{147}\text{Sm}$ ,  $^{232}\text{Th}$  et  $^{238}\text{U}$

$$T_{1/2} = 1,8 \pm 0,2 \cdot 10^{18} \text{ ans}$$
$$E_{Q\alpha} = 2516,4 \text{ keV} \pm 1,1(\text{stat}) \pm 1,2(\text{sys})$$

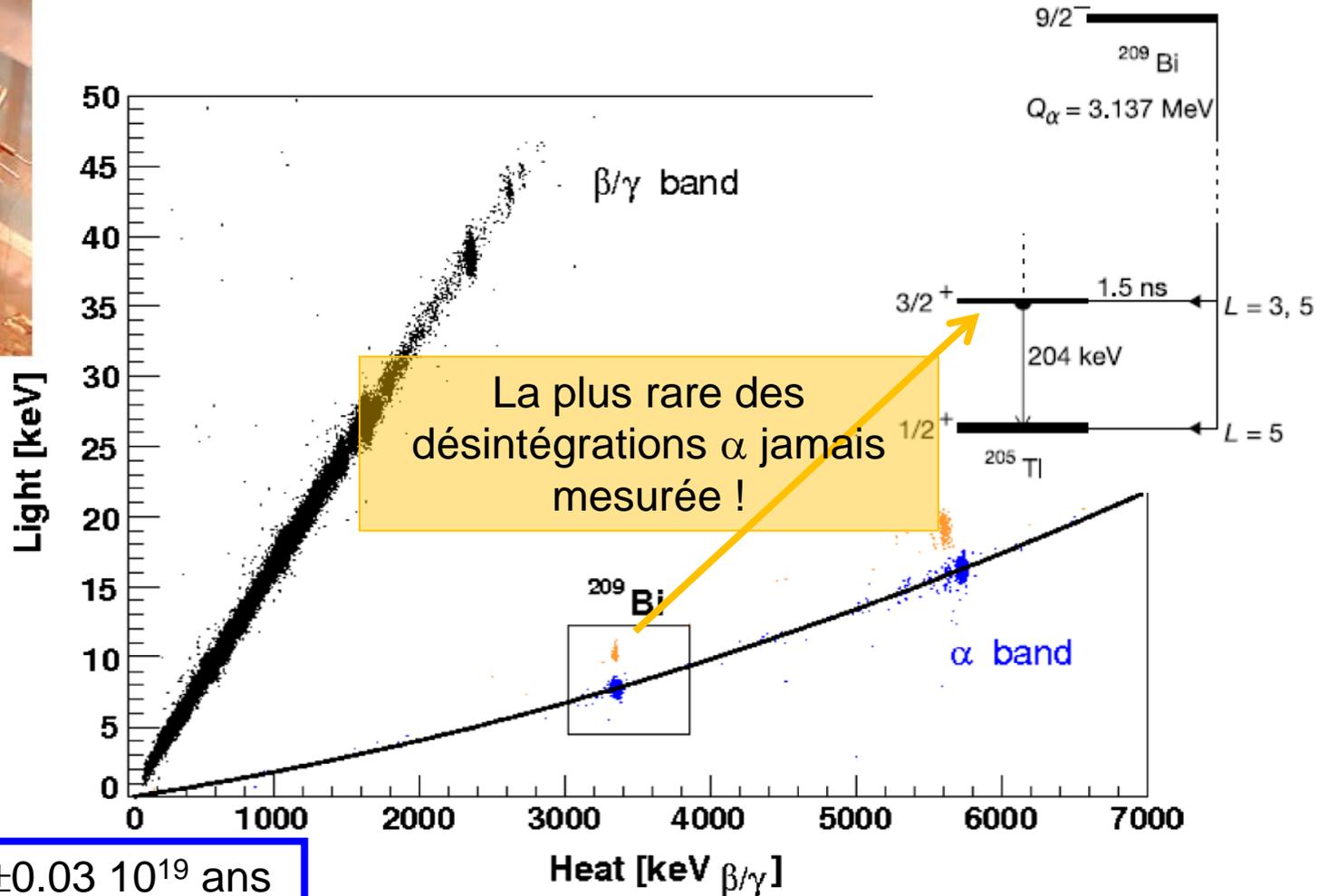
# Première détection de la désintégration $\alpha$ du $^{209}\text{Bi}$ au premier niveau excité du $^{205}\text{Tl}$

J.W. Beeman et al., Physical Review Letters 108 (2012) 062501

(équipe de Milan)



BGO 5 x 5 x 5 cm  
@ Gran Sasso



$^{209}\text{Bi}$ :  $T_{1/2} = 1.99 \pm 0.03 \cdot 10^{19}$  ans  
(mesure 10× plus précise)

# I. 5. Pourquoi peut-on discriminer les particules?

## Facteurs de *quenching* de la lumière

(quenching = extinction)

- ✓ La production de lumière  $dL/dE$  dépend du pouvoir d'arrêt  $dE/dr$  de la particule
- ✓ Si le  $dE/dr$  est grande par rapport à la densité des centres actifs, il y a un effet de saturation des centres actifs et il y a moins de lumière produite (éteinte)



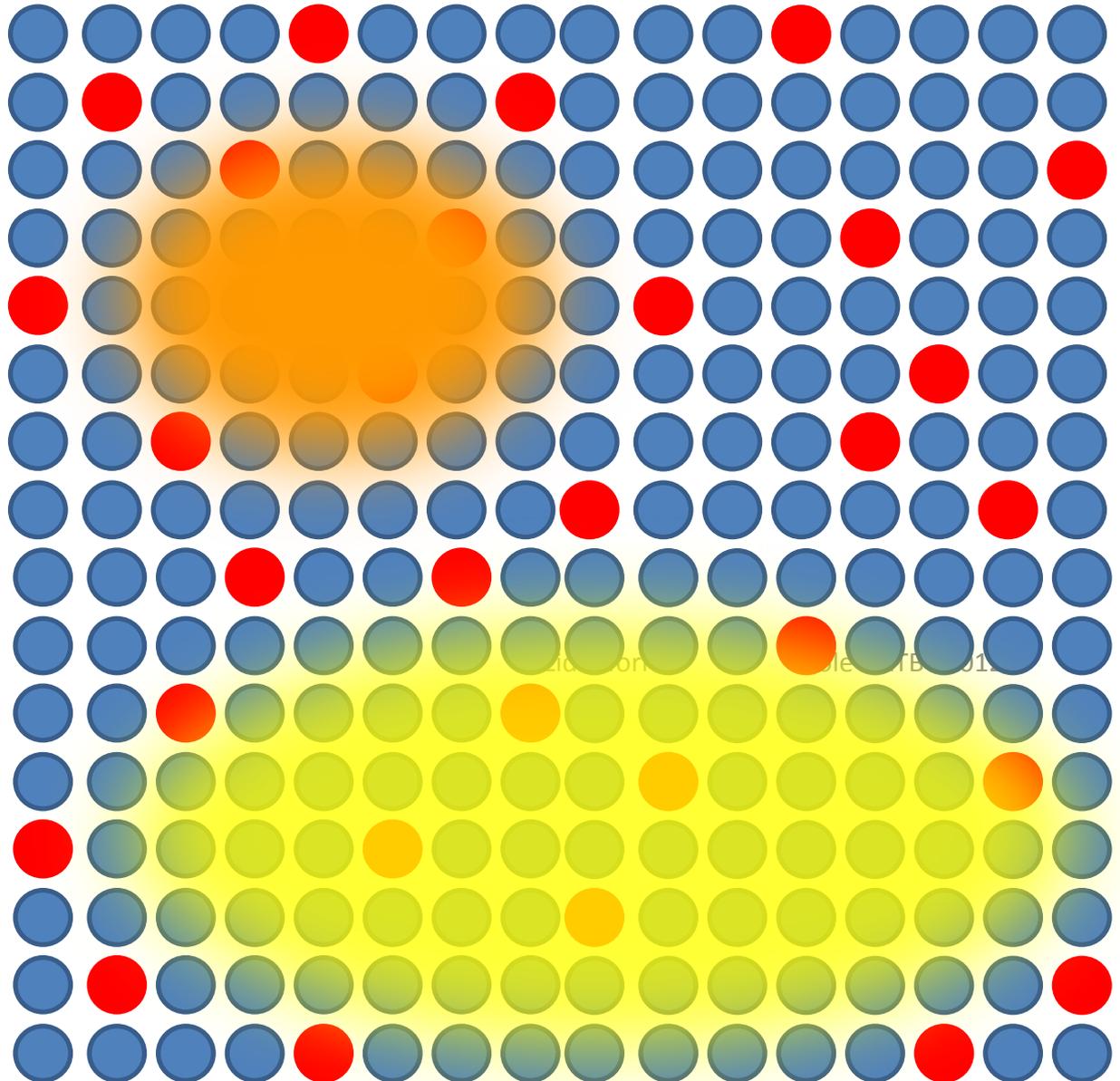
Centre radiatif  
producteur de  
la lumière

Particule A

Particule B

$$E_A = E_B$$

La particule avec  $\frac{dE}{dr}$   
plus petit a accès à plus  
de centres actifs



# Formule de Birks (1951)

B. Birks Proc. Roy. Soc. A64 874 (1951)

B. Birks *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Ch.6

Pour  $\frac{dE}{dr}$  petit  $\rightarrow$  Réponse de lumière linéaire  $\rightarrow L = S \cdot E$  ou  $\frac{dL}{dr} = S \cdot \frac{dE}{dr}$

Pour  $\frac{dE}{dr}$  grand  $\rightarrow$  Réponse de lumière n'est pas linéaire à cause de la saturation

$$\frac{dL}{dr} = \frac{S \cdot \frac{dE}{dr}}{1 + kB \cdot \frac{dE}{dr}}$$

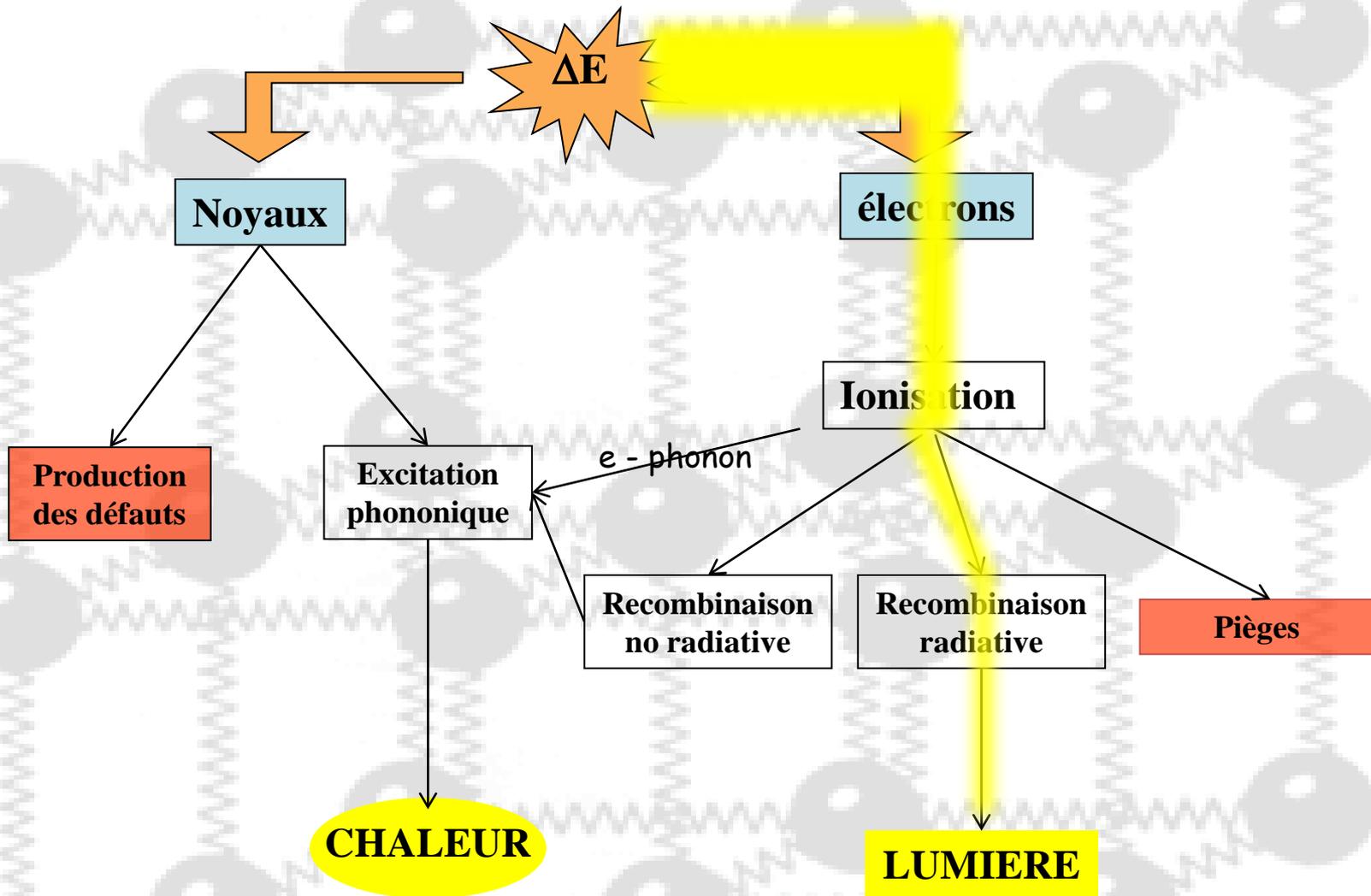
$k$  Paramètre de quenching

$B$  est constante

$B \cdot \frac{dE}{dr}$  densité des centres excités

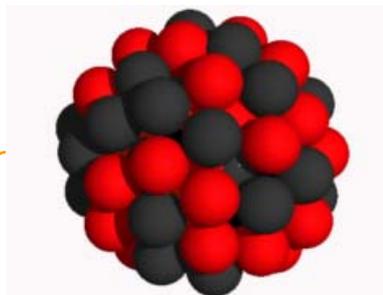
$kB$  «facteur de Birks»

$dE/dr$  doit être le pouvoir d'arrêt électronique parce que la scintillation est dérivée de l'ionisation produite par une particule

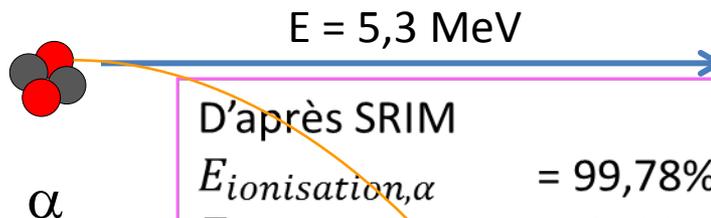


# Un exemple: $\text{Al}_2\text{O}_3$ irradié avec une source de $^{210}\text{Po}$

$E = 103 \text{ keV}$



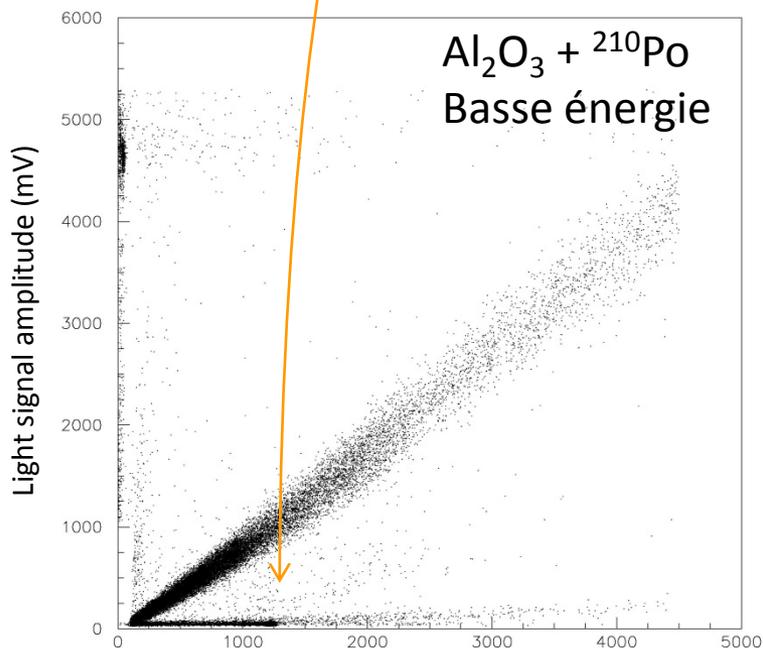
$^{206}\text{Pb}$



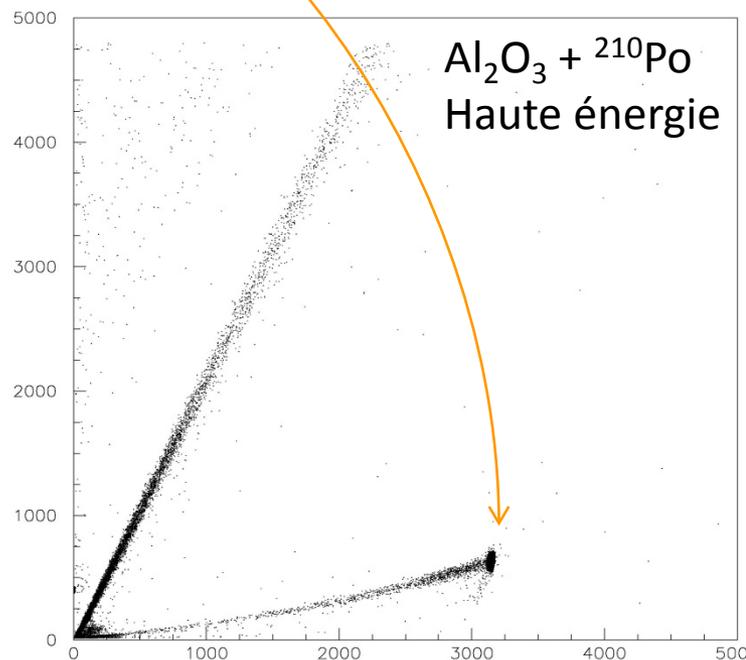
D'après SRIM

$E_{\text{ionisation},\alpha} = 99,78\%$ , range =  $14\mu\text{m}$

$E_{\text{ionisation},^{206}\text{Pb}} = 12,09\%$ , range =  $26\text{nm}$



$\text{Al}_2\text{O}_3 + ^{210}\text{Po}$   
Basse énergie



$\text{Al}_2\text{O}_3 + ^{210}\text{Po}$   
Haute énergie

Heat signal amplitude (mV)

Le *quenching* de la lumière

- $(\alpha/\gamma)$  dû à la saturation
- $(^{206}\text{Pb}/\gamma)$  dû à la perte en ionisation (Lindhard) + saturation

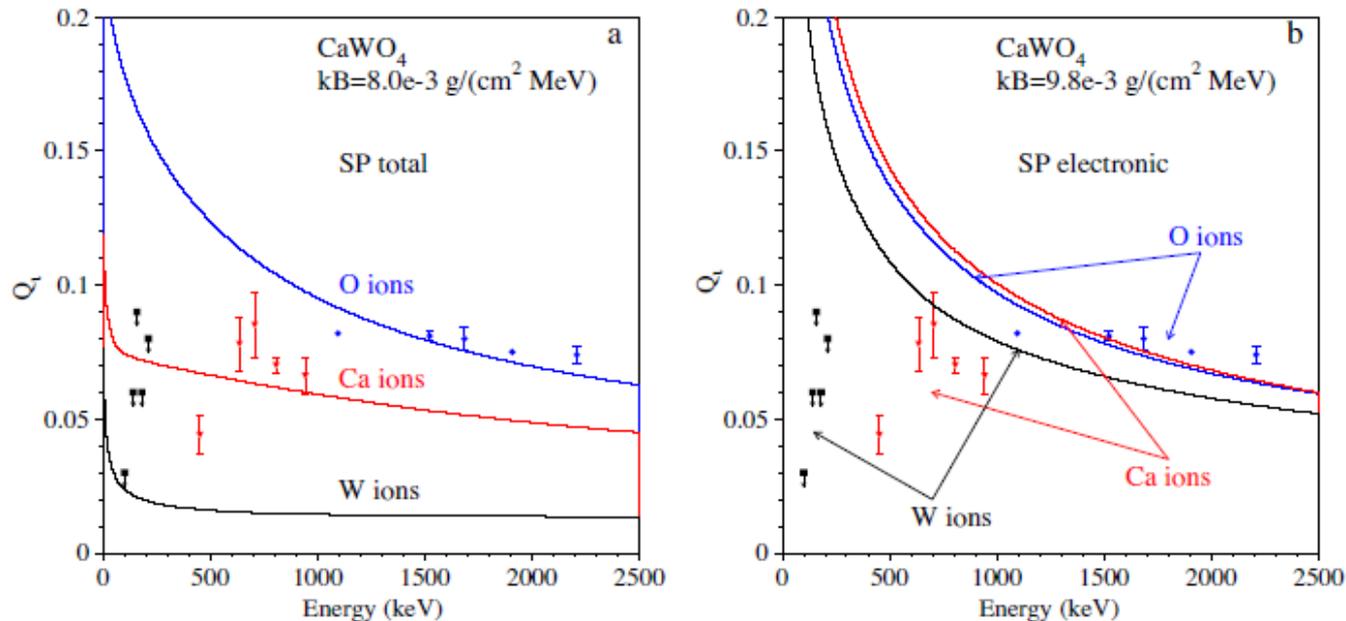
# Quelques commentaires sur le calcul des facteurs de *quenching* pour scintillateurs (I)

L'approche de Tretyak en [Astroparticle Physics 33 \(2010\) 40-53](#)

Calcul de kB pour une type de particule d'après les résultats expérimentaux

Calcul du facteur de *quenching* pour d'autres particules (kB est une constante)

Application de la formule de Birks en tenant compte du dE/dr parce que le fit est meilleur:

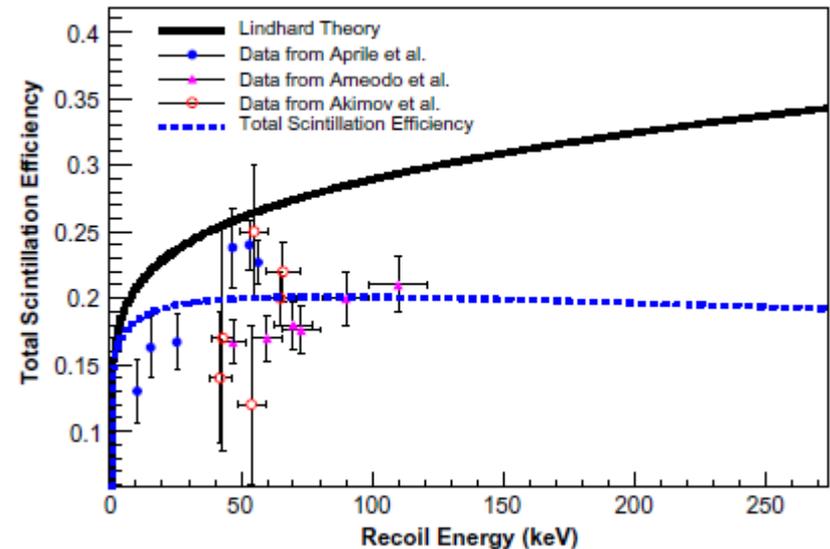
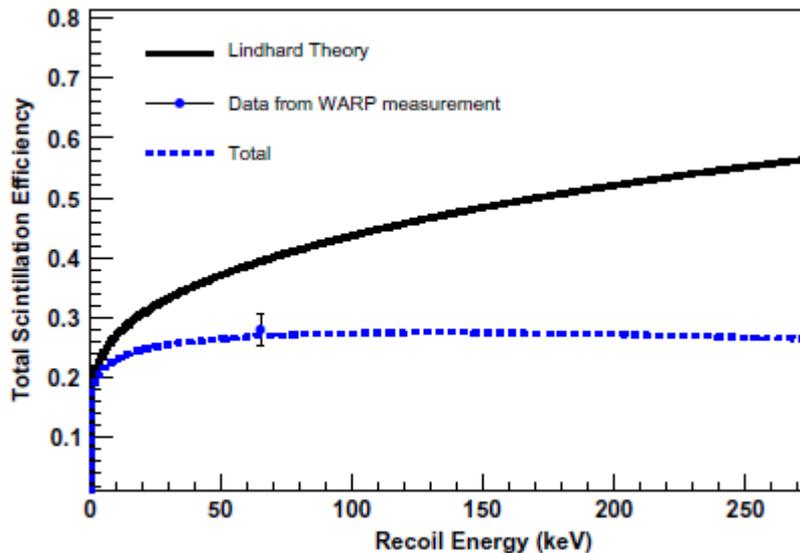


...mais la perte d'ionisation est aussi plus grand pour Ca et W par rapport à O!

# Quelques commentaires sur le calcul des facteurs de *quenching* pour scintillateurs (II)

L'approche de Mei et al. en [Astroparticle Physics 30 \(2008\) 12-17](#)

Les facteurs de *quenching* de la lumière sont calculés pour Xe, Ar et Ne en considérant la perte en ionisation (Lindhard) et la saturation (formule de Birks)

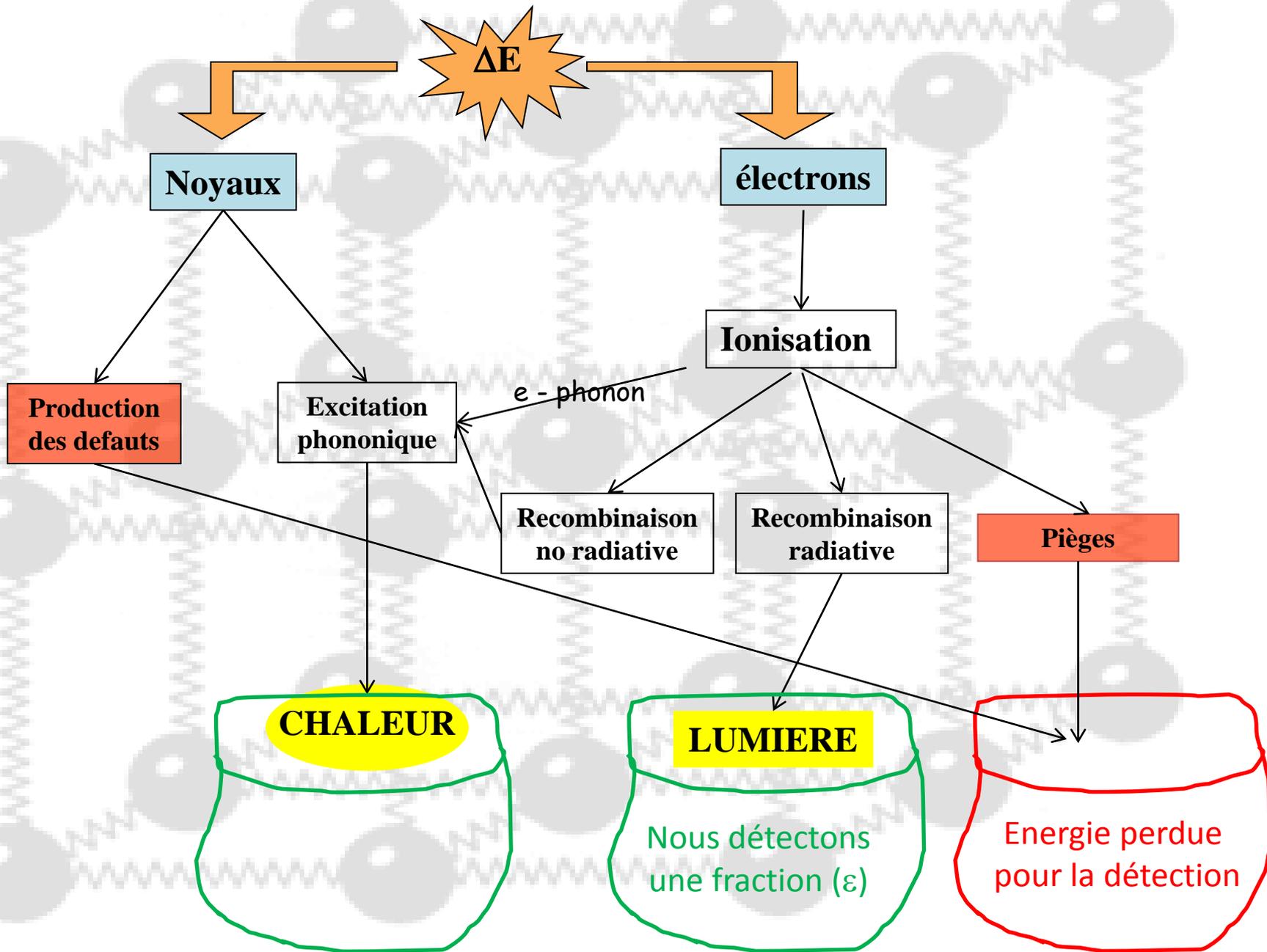


Les deux contributions sont nécessaires pour reproduire les résultats expérimentaux

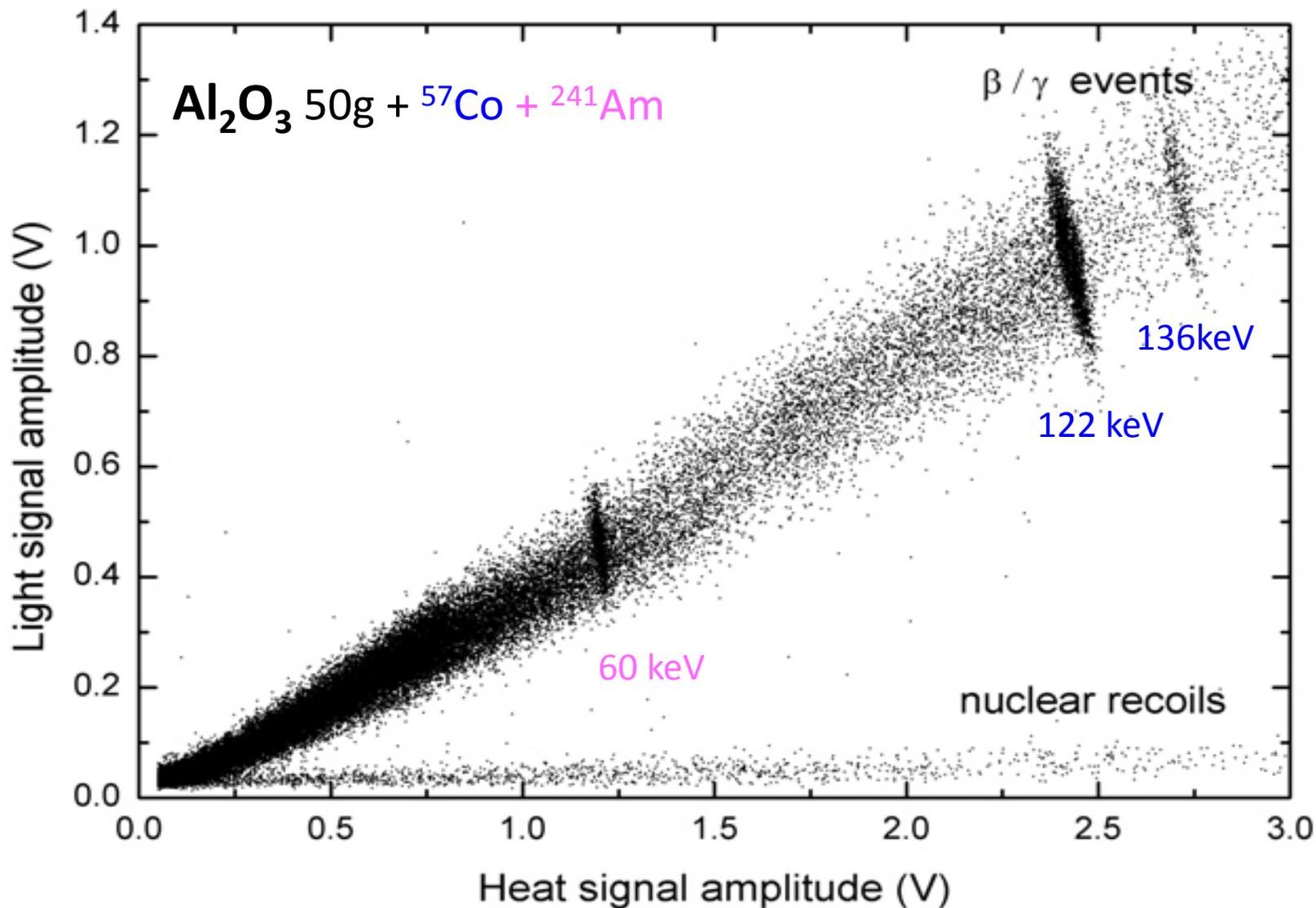
Sans une modélisation satisfaisante au présent → il faut mesurer les QF

## I. 6. ...mais il y a beaucoup plus d'information...

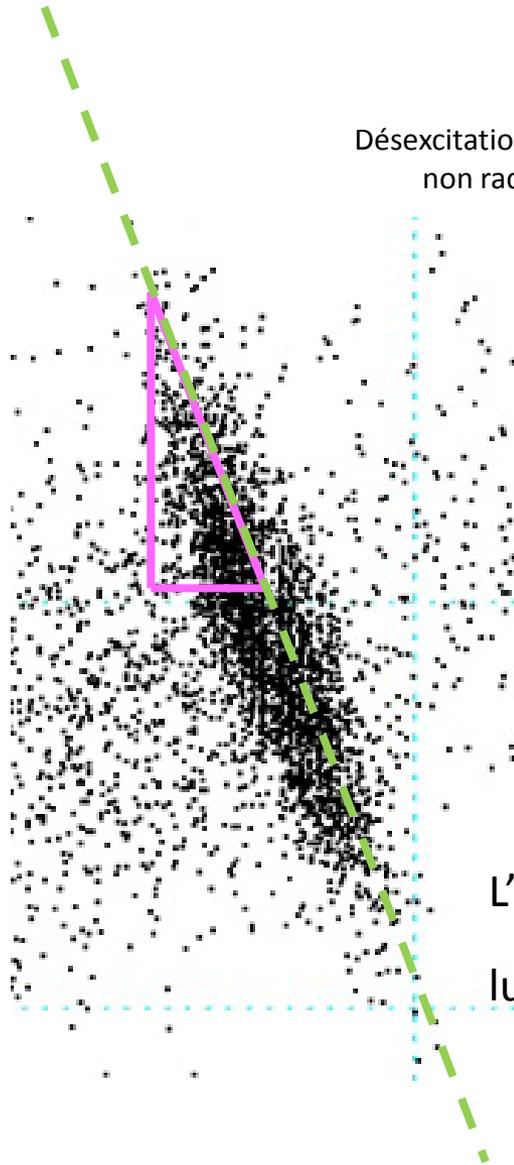
- Corrélation lumière-chaueur des évènements mono-énergétiques
- Etude des constantes de temps



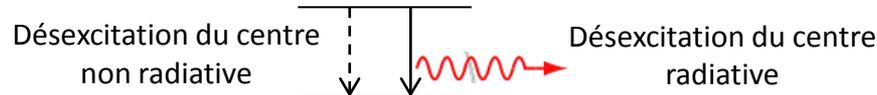
# Anticorrélation des $\gamma$ monoénergétiques dans $\text{Al}_2\text{O}_3$



# Un modèle naïf pour une interprétation de l'anti-corrélation

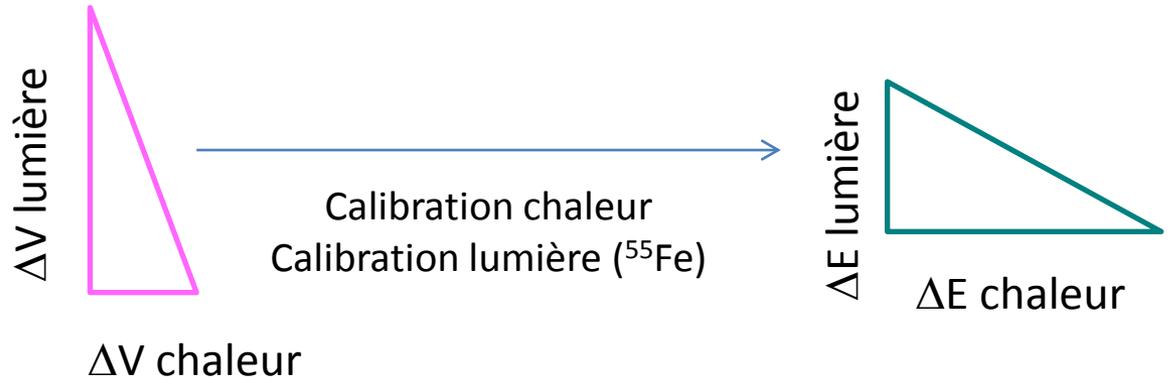


Bande de conduction



Bande de valence

Hyp:  
L'excitation qui ne se recombine pas en lumière, se recombine en chaleur, i.e.  $E_{\text{pièges}}=0$



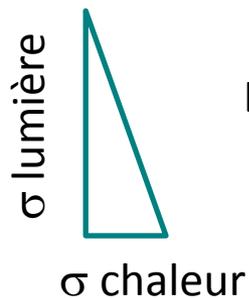
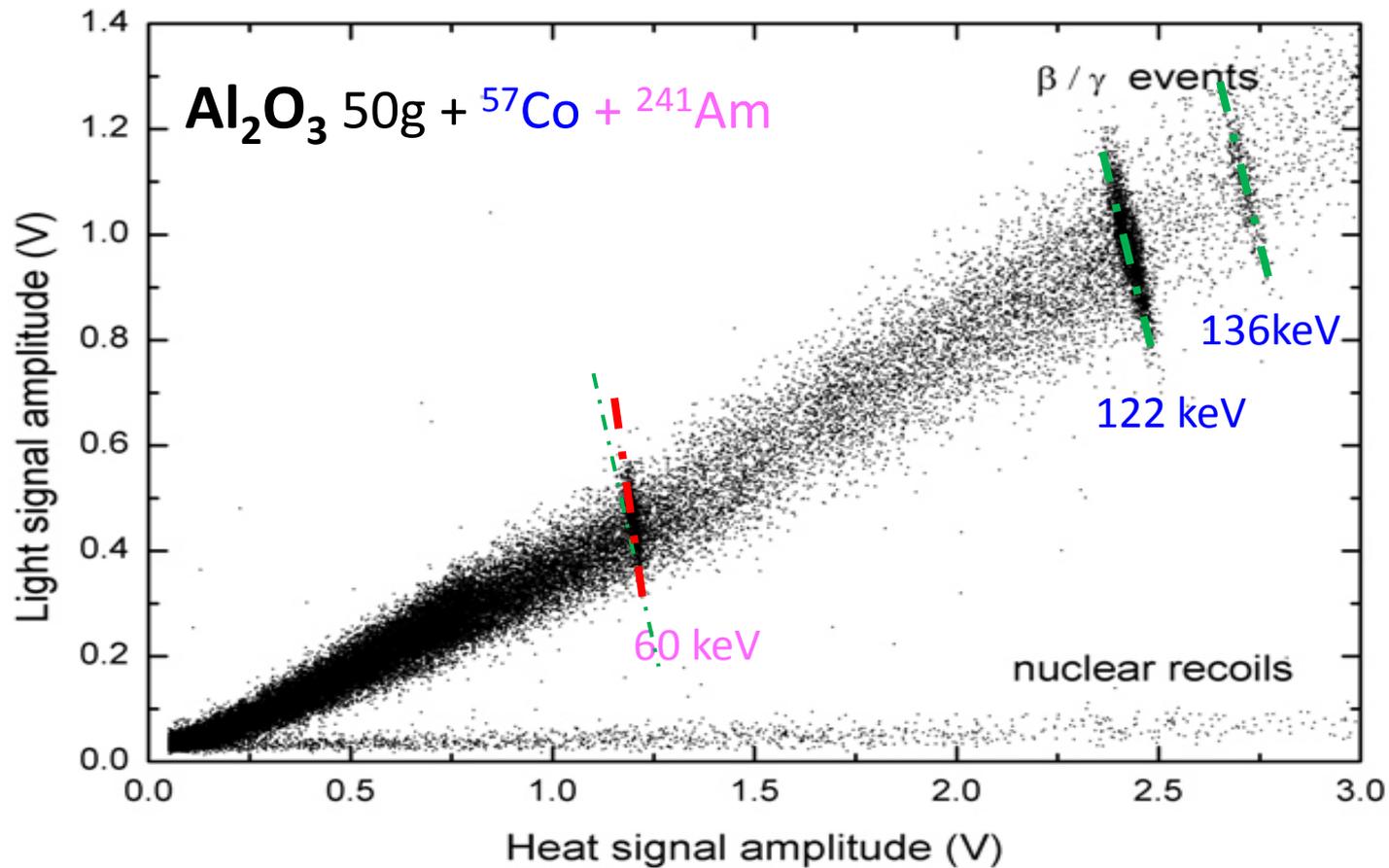
L'inconnue est  $\epsilon$  (efficacité optique) pour avoir

$$\Delta E_{\text{lumière}} = \Delta E_{\text{chaleur}}$$

lumière mesurée = lumière produite  $\cdot \epsilon$

⇒ L'information sur le rendement de lumière absolue est contenue dans l'anti-corrélation

# Mais les angles d'anti-corrélation des $\gamma$ monoénergétiques dans $\text{Al}_2\text{O}_3$ sont une fonction de E



Les résolutions en chaleur et lumière ne varient pas de la même façon avec l' énergie



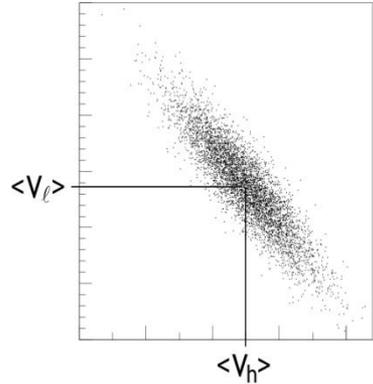
L'angle de corrélation est  $f(E)$

# Plus précisément...

chaque population mono-énergétique est une distribution binormale:

J. Amaré et al. Appl. Phys. Lett. 87, 264102 (2005)

## 1) Valeurs moyennes du signal

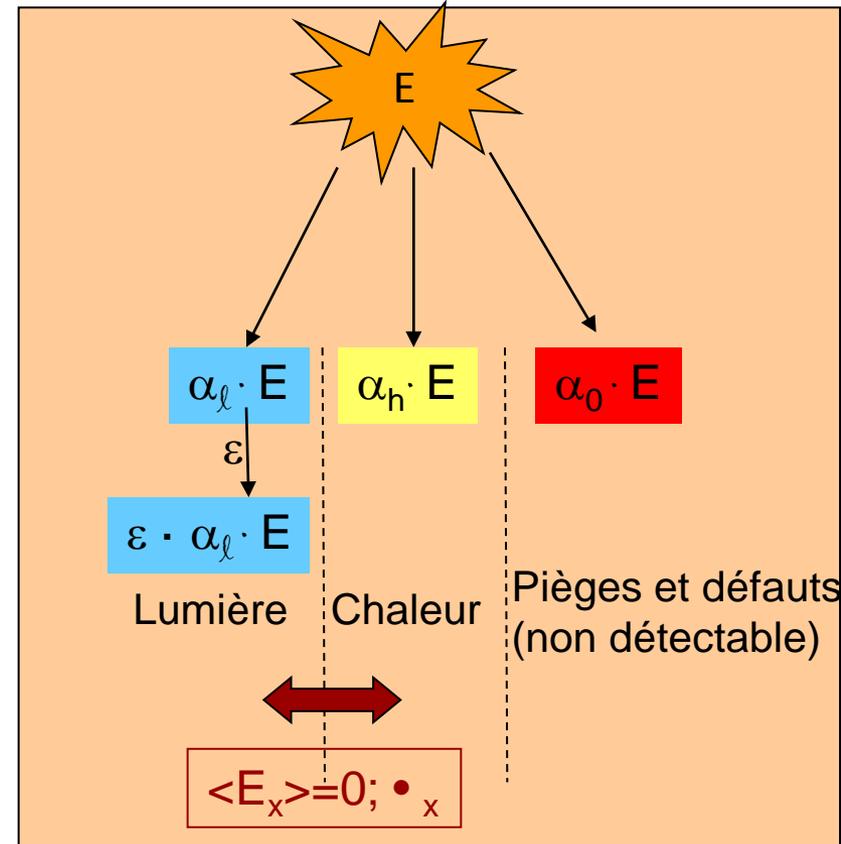


$$\left. \begin{aligned} \langle V_h \rangle &= g_h \alpha_h E + g'_h \\ \langle V_l \rangle &= \varepsilon \cdot g_l \alpha_l E + g'_l \end{aligned} \right\}$$

## 2) Pour chaque évènement

$$\left. \begin{aligned} V_h &= V_{hi} + g_h E_x \\ V_l &= V_{li} - \varepsilon \cdot g_l E_x \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{Notation des indices:} \\ i: \text{terme indépendant} \\ x: \text{terme d'échange d'énergie} \end{array}$$

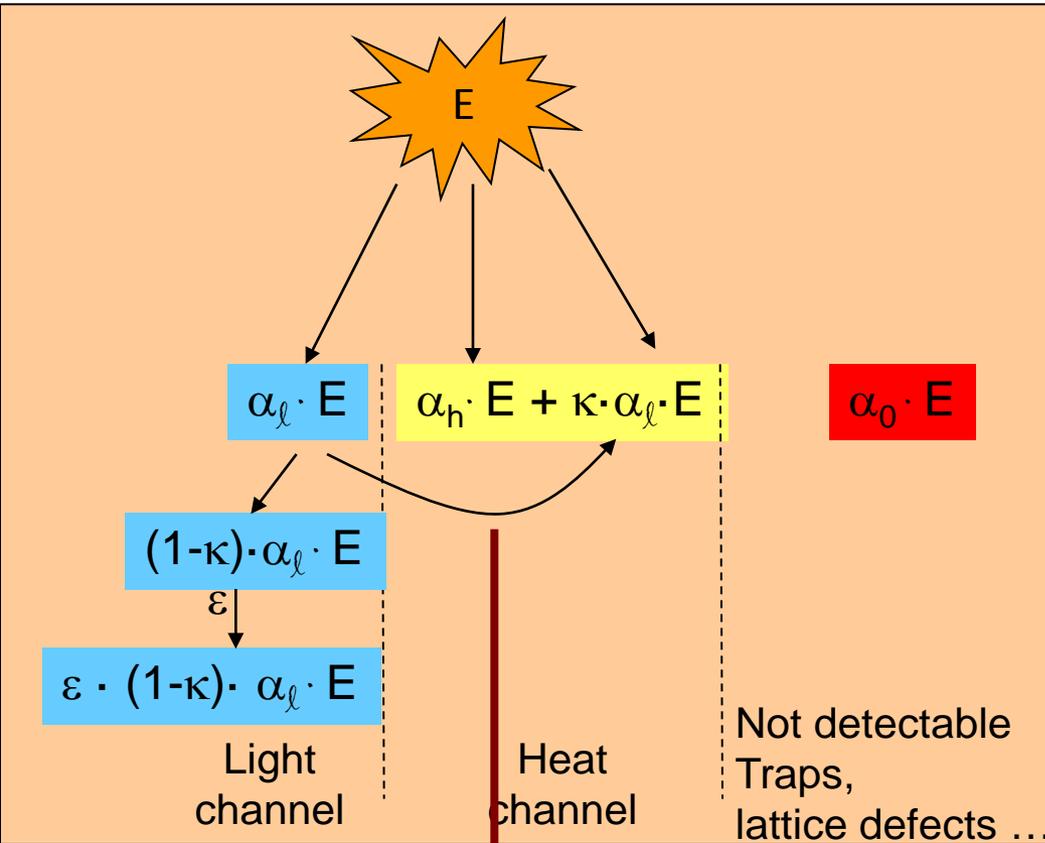
Le terme de corrélation vient d'un transfert d'énergie entre chaleur et lumière de  $\langle E_x \rangle = 0$ ;  $\sigma_x$



Les grandeurs expérimentales pour chaque population  $\gamma$  sont:  
 $\langle V_h \rangle$ ,  $\langle V_l \rangle$ ,  $\rho$ ,  $\sigma_h$  and  $\rho_l$

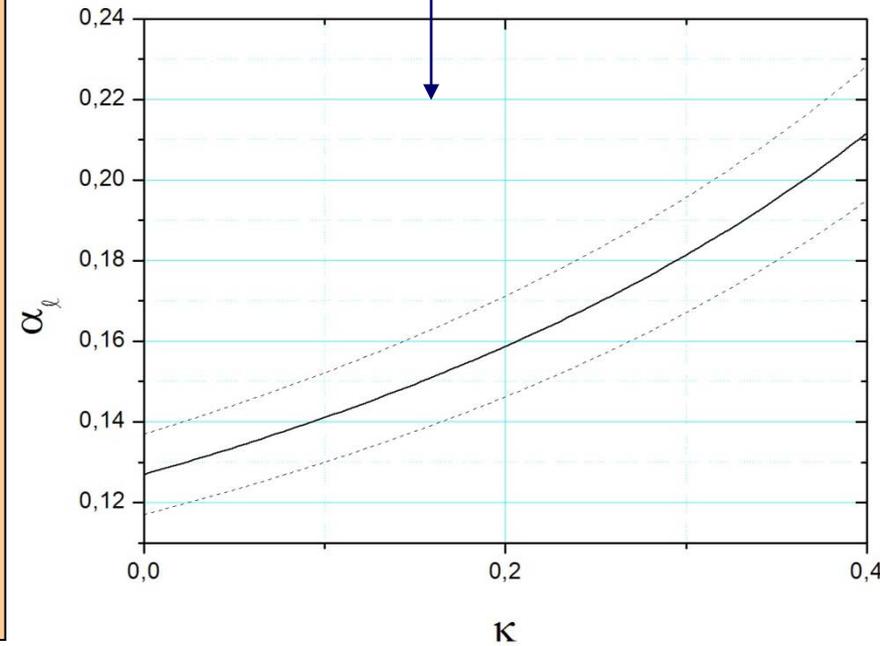
$$\rightarrow \alpha_l = (0.127 \pm 0.010) \cdot (1 - \alpha_0)$$

# D'autres interprétations sont possibles



L'auto-absorption de lumière peut être un autre mécanisme d'échange d'énergie entre lumière et chaleur

Dans le cas de auto- absorption la valeur de  $\alpha_l$  est corrigé par le facteur  $1/(1-\kappa)$



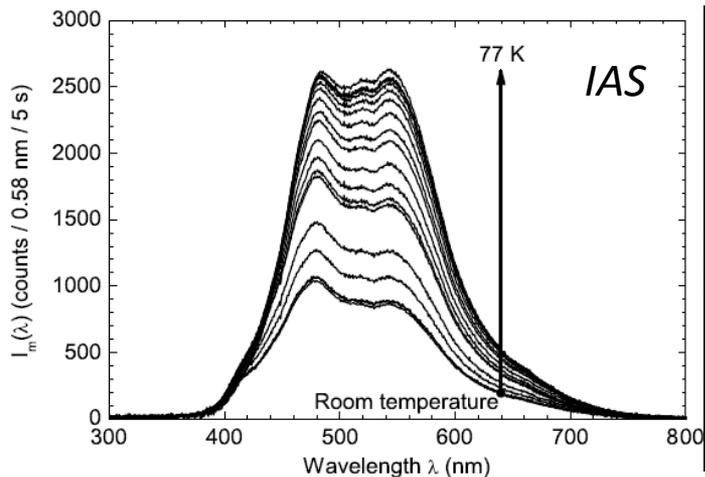
(Pour E piégée =0)

# ...et l'estimation de l'énergie piégé, est-elle possible?

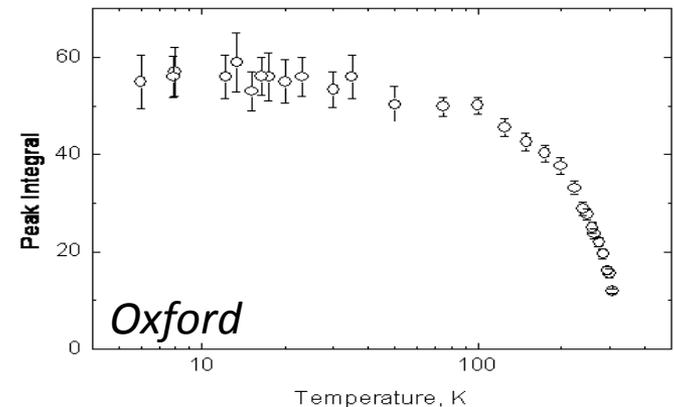
Oui!

Exemple: BGO Y. Ortigoza et al. Astrop. Phys. 34 (2011)603-607

1. Anticorrelation des  $\gamma$  aussi observée en BGO:  $\alpha_l/\alpha_h$  est connue
2. Mesure du spectre de scintillation à 77 K à l'IAS + rendement de lumière en f(T) (Oxford)

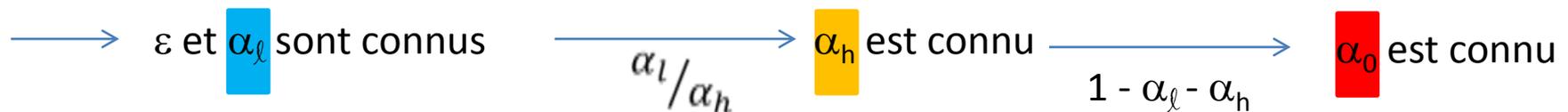


+



J. Gironnet et al. NIM A 594(2008)358

Le rendement lumineux du BGO à basse T est calculé par le rapport  $I_{77}/I_{300}$  et l'énergie moyenne des photons  $\langle hv \rangle$  est obtenue du spectre



# ...ou, comment connaitre l'énergie thermalisée ?

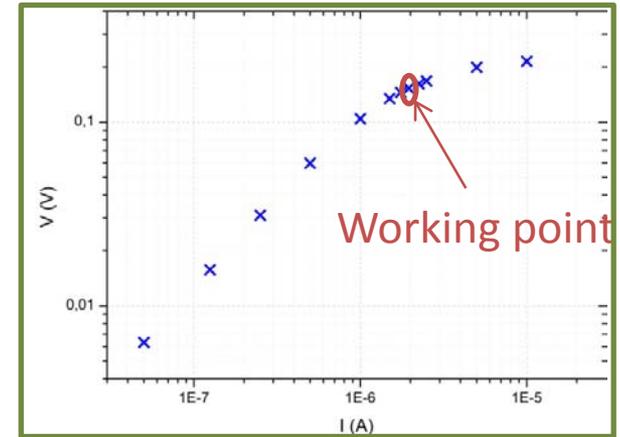
## Méthode A:

Par la comparaison de l'aire des impulsions avec la réponse DC au point de travail du bolomètre

L. Torres et al., Jour. Low Temp. Phys. 167 (2012)961

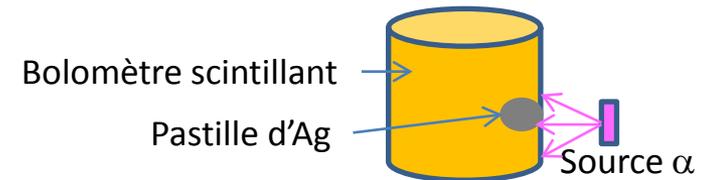
$$V(t) = E \cdot S_{V/keV}(t) \longrightarrow \int_{-\infty}^{\infty} V(t) dt = E \cdot S_{DC}$$

$$\longrightarrow E_{thermalisée} = \text{Aire/Réponse DC}$$



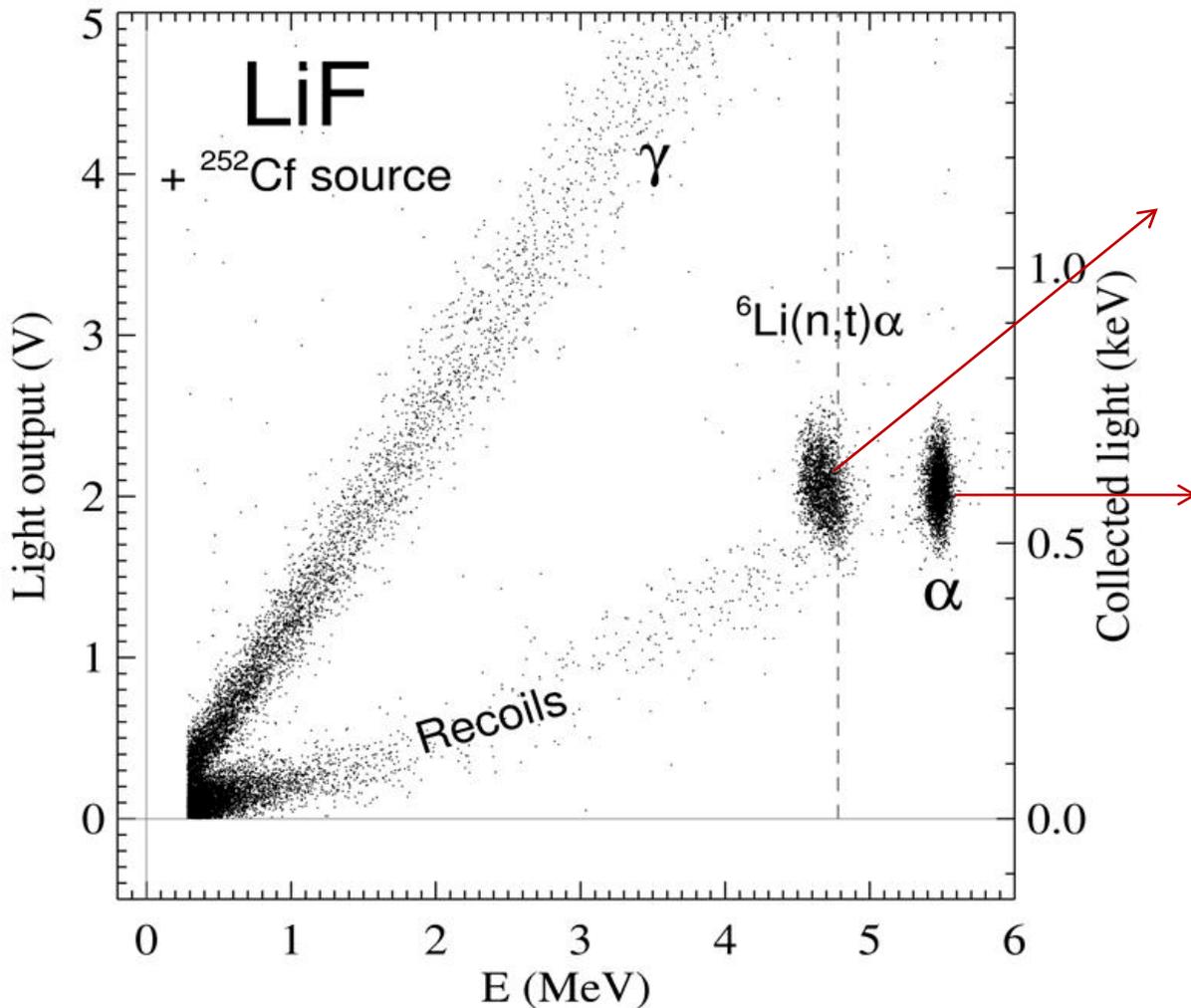
## Méthode B:

Par la comparaison de l'aire des impulsions des  $\alpha$  absorbés dans le cristal scintillateur et ceux absorbés dans la pastille d'Ag



Comme  $\varepsilon$  est mesuré par l'anticorrélation  $\longrightarrow$   $\alpha_l$   $\alpha_h$   $\alpha_0$  connues

# D'autres corrélations intéressantes...

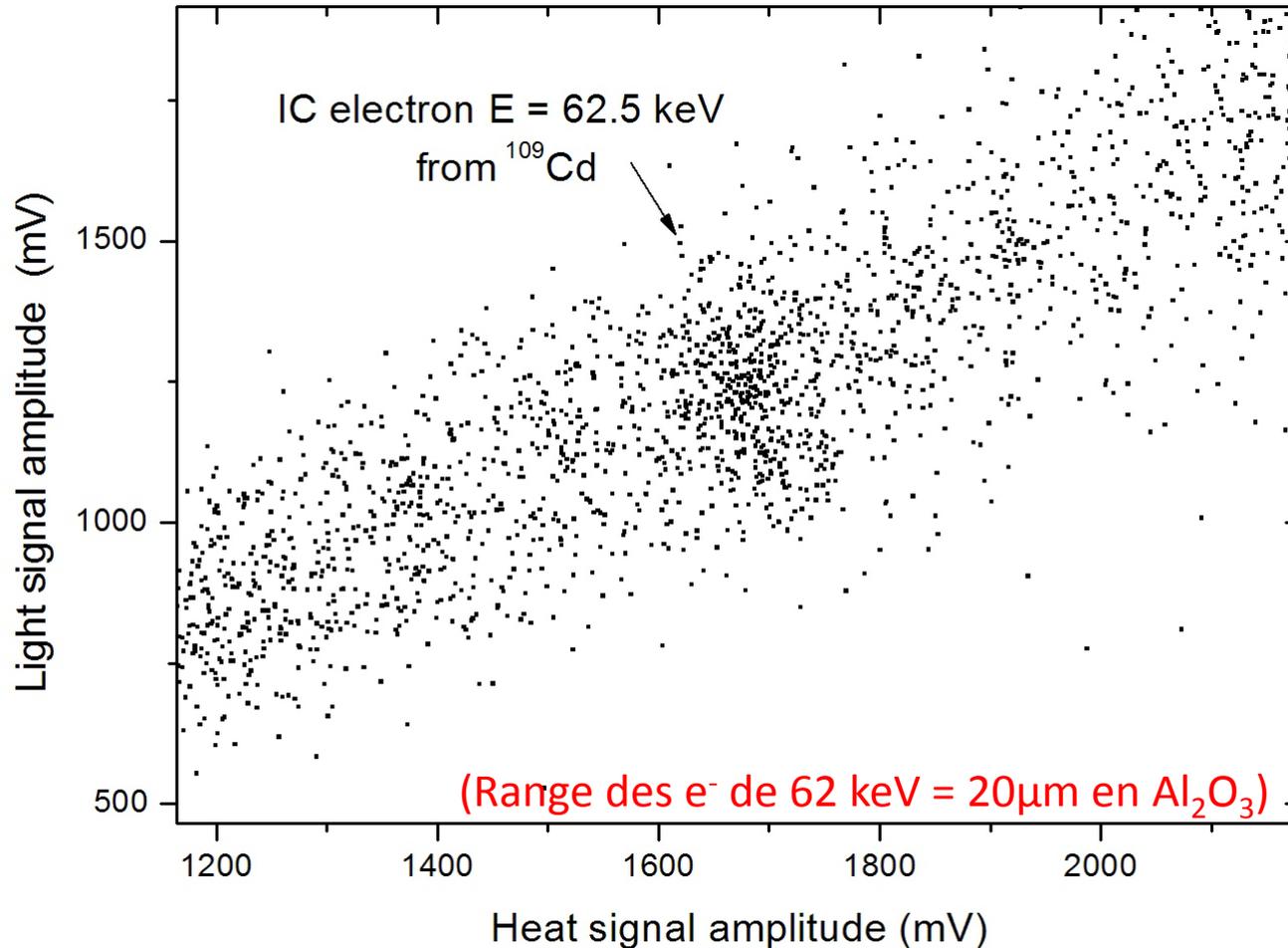


La capture de n par  ${}^6\text{Li}$  est dans le volume et elle est anticorrélée

Les  $\alpha$  de la source interne d'  ${}^{241}\text{Am}$  ne montrent pas une corrélation

L'anticorrélation, est-elle un effet du volume?

# Calibration du $\text{Al}_2\text{O}_3$ avec $^{109}\text{Cd}$



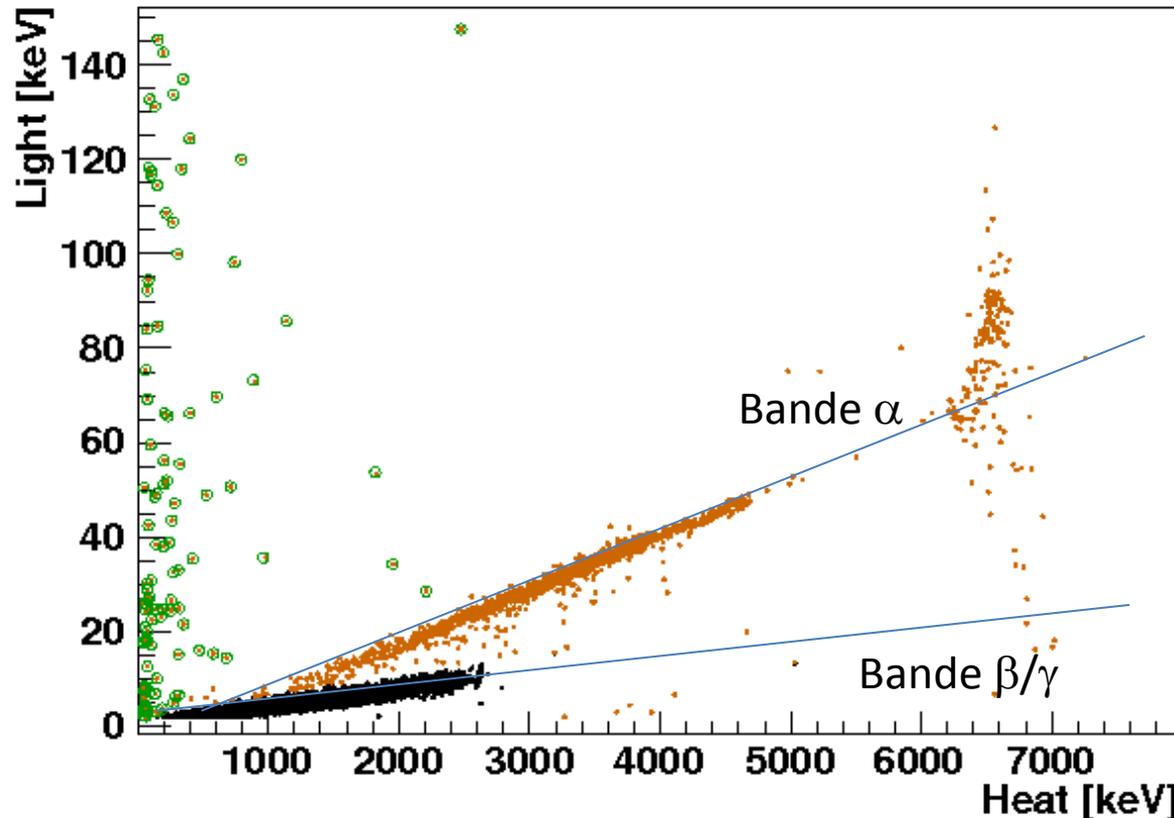
Le contraste ligne-fond est mauvais et l'estimation de  $\rho$  est difficile  
(le fond est corrélé positivement)

# Le ZnSe: le plus intrigant des scintillateurs

## 1. Rendement lumineux

Voir cours de Claudia Nones

C. Arnaboldi et al., Astrop. Phys 34 (2011)344-353



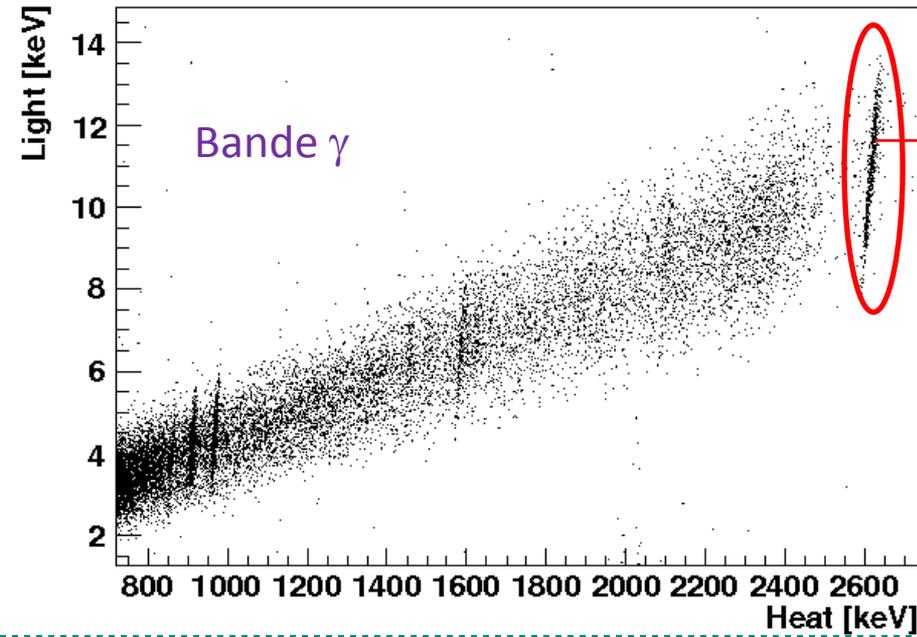
$$QF_{\alpha} > 1!!!$$

$QF_{\alpha}$  dépend de

- la taille du cristal
- la position de la source  $\alpha$
- la qualité optique de la face du cristal en regard de la source  $\alpha$

# Le ZnSe: le plus intrigant des scintillateurs

## 2. Corrélation positive des $\gamma$ et négative des $\alpha$



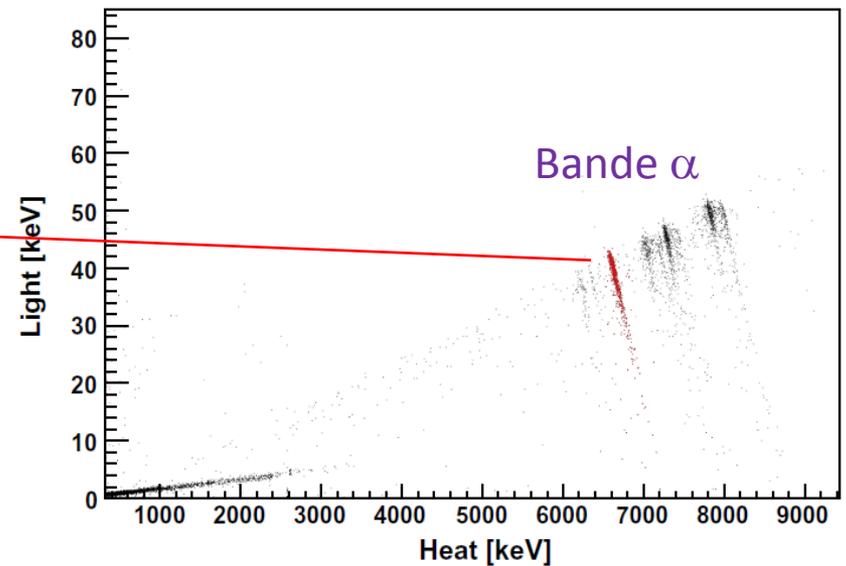
Corrélation positive!!!  
(observée pour la première fois)

Les pièges doivent jouer un rôle important

Distribution asymétrique des  $\alpha$  avec  
corrélacion négative

+ dépendances de  $QF_{\alpha}$  avec taille, position et  
qualité optique

L'auto-absorption de lumière dans le  
cristal peut expliquer cet effet



Dans ce cas, nous aurions un cas d'émission de  $\lambda$  différente pour les  $\gamma$  et les  $\alpha$   
(la lumière des  $\gamma$  n'est pas auto-absorbée )

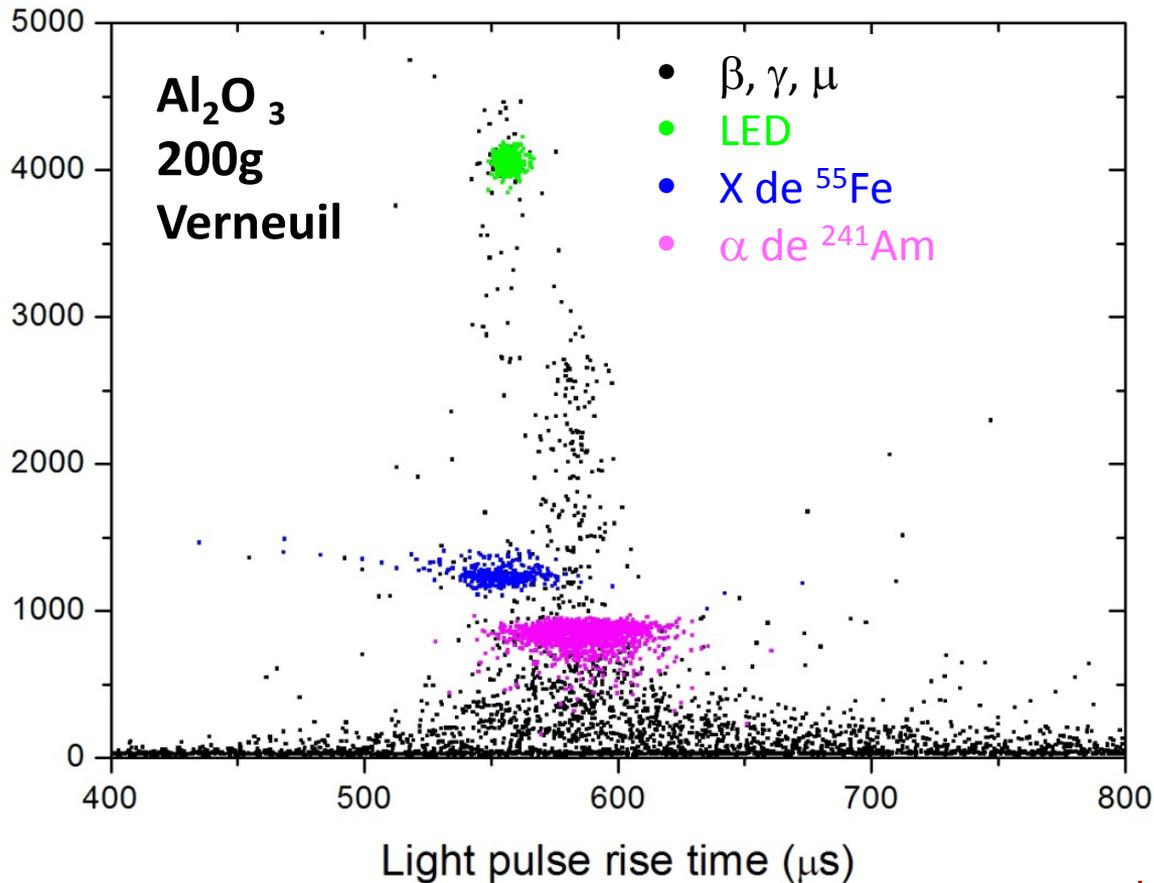
effet de surface???

# Etudes sur les constantes de temps

Lumière

Le bolomètre optique est lent ( $\sim$ ms)

mais les temps de scintillation sont de plus en plus longs à  $T \downarrow$



$$V(t; \beta, \gamma, \mu, \alpha) = S(t) \otimes L(t)$$

Signal de réponse mesuré  
d'après les X de <sup>55</sup>Fe et  
impulsions LED

Forme temporelle de  
l'émission de lumière

Le temps de montée du signal de lumière des événements dûs à la scintillation est plus élevé

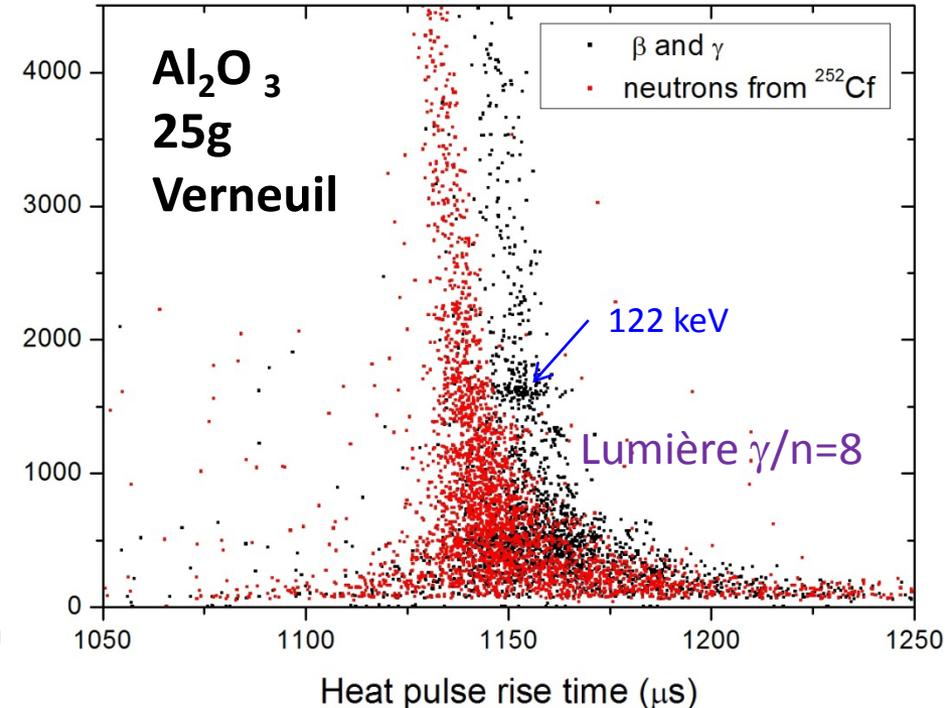
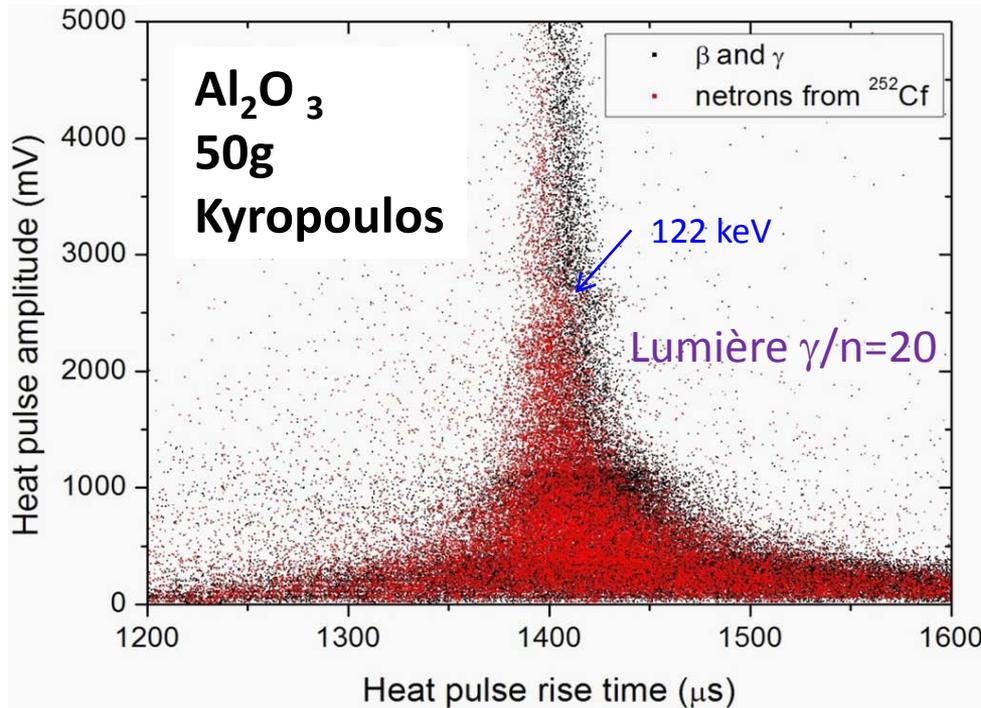
# En général, le signal de chaleur des évènements qui donnent plus de lumière est plus lent!!!

Chaleur

Nous avons vu déjà une relation entre les canaux de lumière et chaleur par l'anticorrélation...

- Neutrons
- $\beta/\gamma$

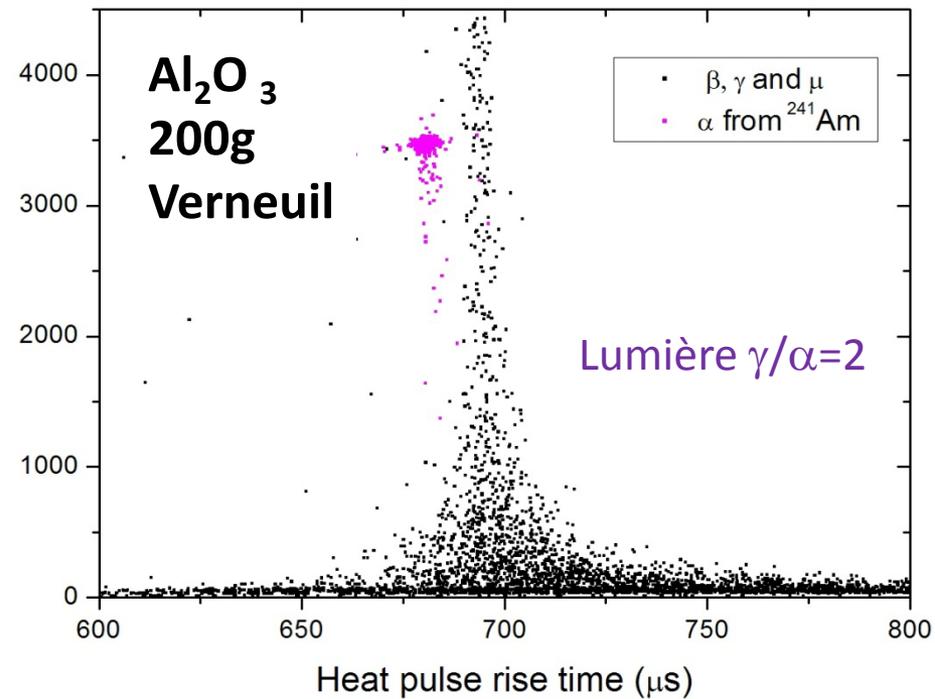
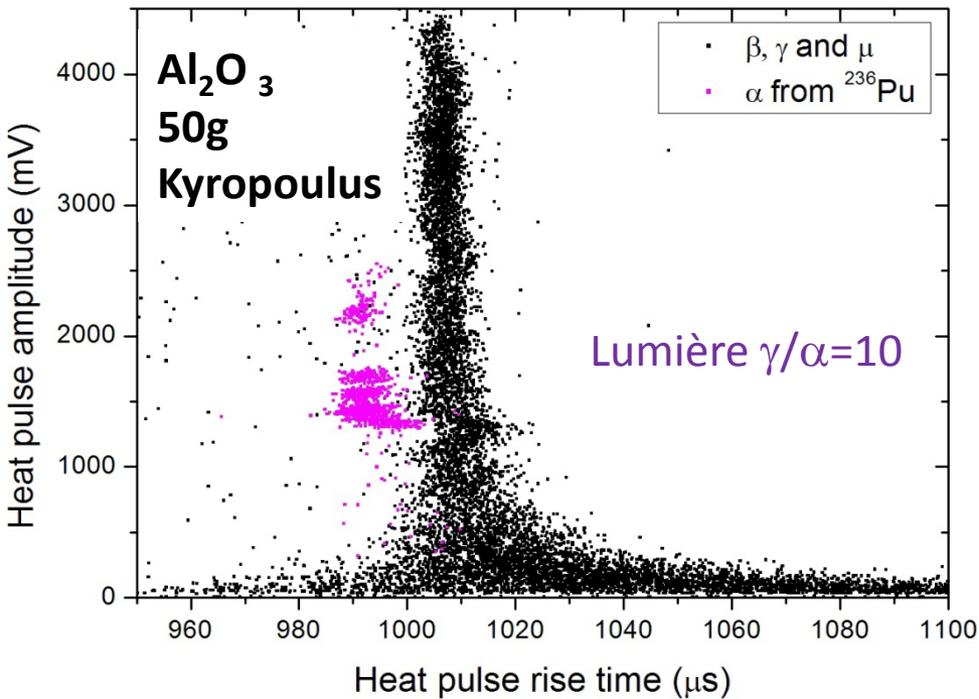
→ La formation du signal de chaleur est aussi retardée par la formation du signal de lumière?



...et pour les  $\alpha$  aussi

Chaleur

- $\alpha$
- $\beta/\gamma$

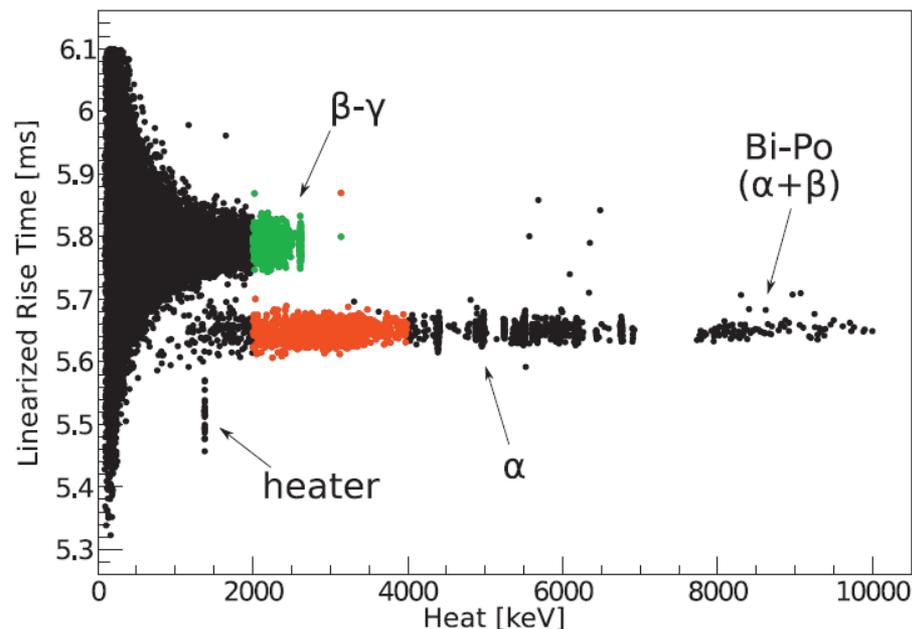
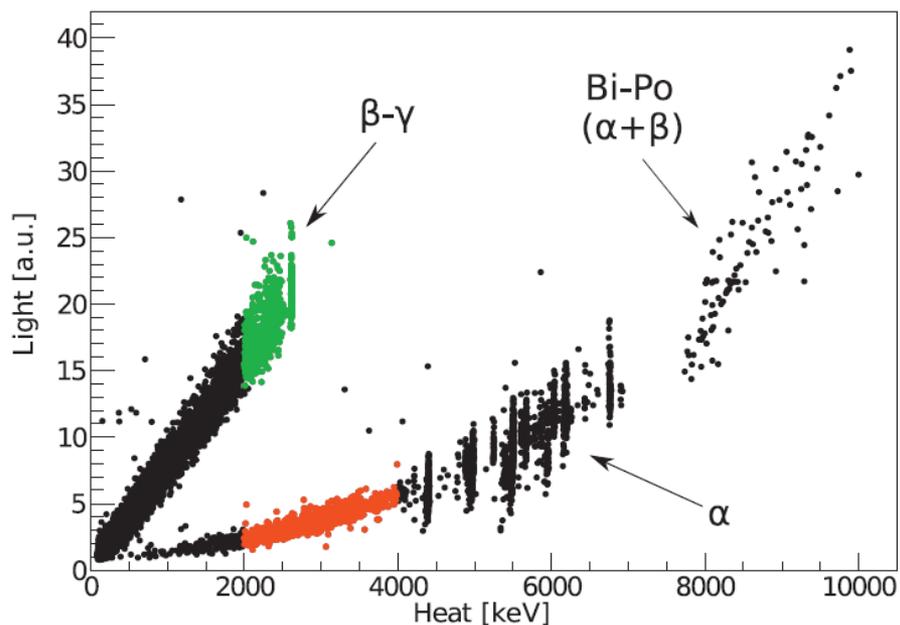


# Cette propriété a été proposée pour la discrimination $\beta/\gamma$ vs. $\alpha$ pour les expériences de $\beta\beta 0\nu$

Cours Claudia Nones

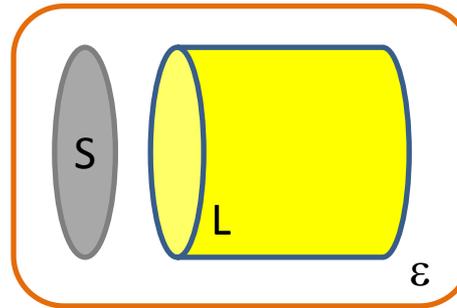
C. Arnaboldi et al. *Astrop. Phys.* 34 (2011) 797

Exemple: CaMoO4



## Partie II:

### L'optimisation de l'ensemble du détecteur pour gagner en sensibilité



Paramètres à optimiser:

- S: sensibilité du détecteur optique
- L: luminescence du cristal
- $\epsilon$ : efficacité optique (fraction de photons détectés)

Gain sur toutes les applications!!  
(en gardent une bande large d'absorption)

Spécifiques pour  
chaque cristal

# Optimisation du bolomètre optique (1)

## 1. Amélioration des propriétés d'absorption de la lumière de l'absorbant

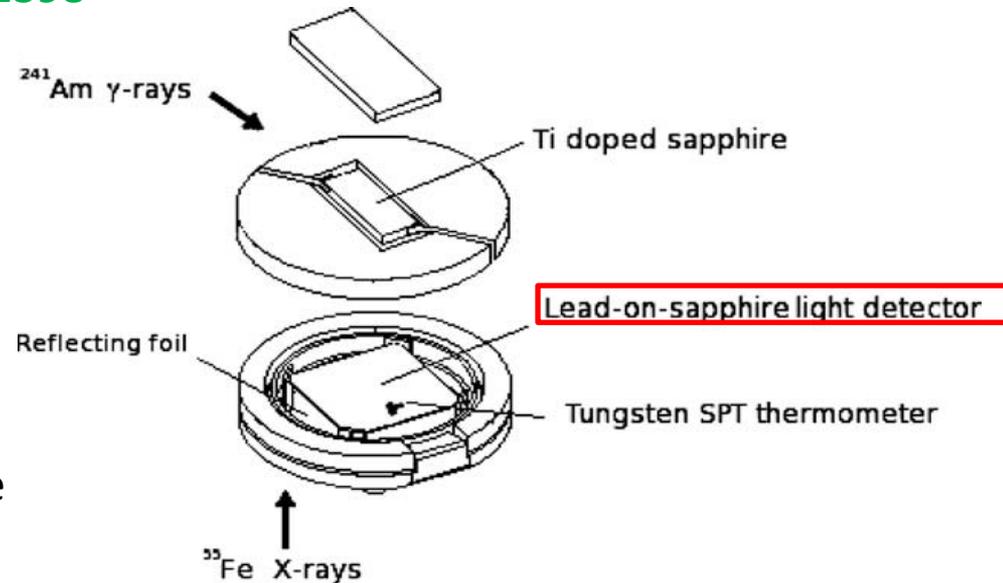
✓ Absorbants: couche supra+ diélectrique (saphir)

Développement de CRESST

E. Pantic et al. *Optical Materials* 31 (2009) 1398

Résultats:

- Gain de 1,4% à 2,4% de l'énergie déposé par  $\gamma$  de 60keV en  $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$
- Réduction de la réponse due à
  - $\tau$  quasi-particules
  - Mauvaise transmission de phonons de Pb à  $\text{Al}_2\text{O}_3$



✓ Absorbants en semiconducteurs de  $E_{\text{gap}} \downarrow \downarrow$ . Exemple: InSb  $E_{\text{gap}} = 0,17\text{eV}$  à 300K mais  $C \uparrow$   
Il faudrait le déposer sur saphir

✓ Traitement anti-réfléchissant de la surface de l'absorbant pour améliorer l'absorption

P. C. F. Di Stefano et al., *J. Appl. Phys.* **94**, 6887 (2003)

# Optimisation du bolomètre optique (2)

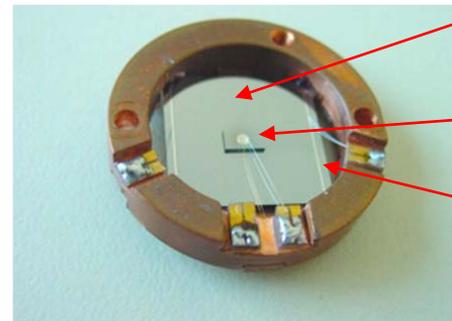
Bolomètres optiques à effet Luke:

Les photons absorbés créent des paires  $e^-h$  dans le semiconducteur

En appliquant un  $\vec{E}$  au semiconducteur, la dérive des  $e^-$  et  $h$  vers les électrodes crée une excitation phononique : Le signal de phonons est amplifié par  $\vec{E}$

✓ CRESST: effet Luke en Si

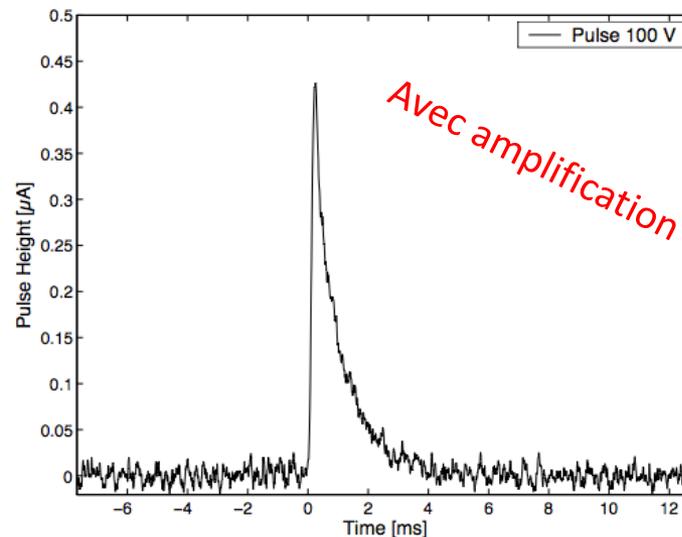
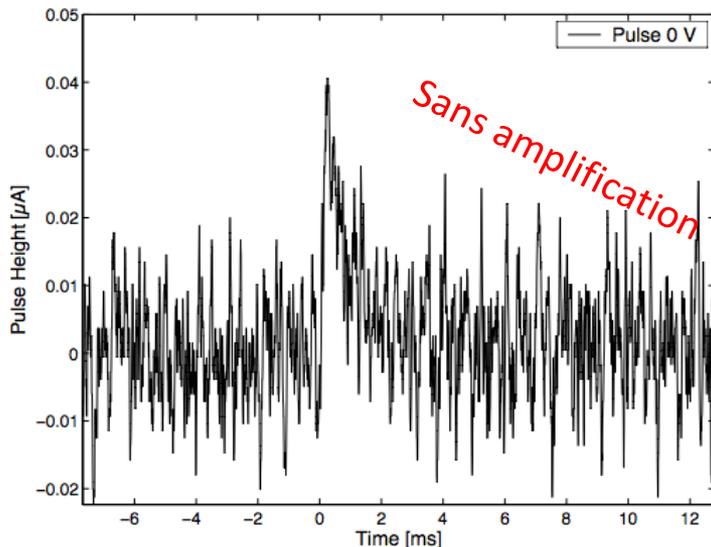
C. Isaila et al., Jour. Low. Temp. Phys. 151 (2008) 394



Si absorbant  
(20 x 20 x 0.5mm<sup>3</sup>)

TES (Ir-Au on Si)

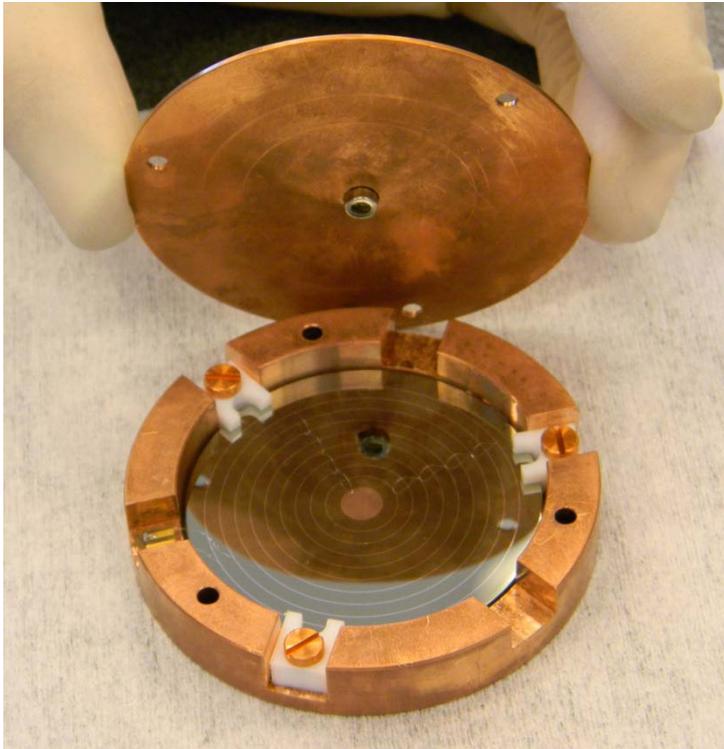
Electrodes Al



Gain en signal x13  
Gain en S/B x10

## Bolomètres optiques à effet Luke:

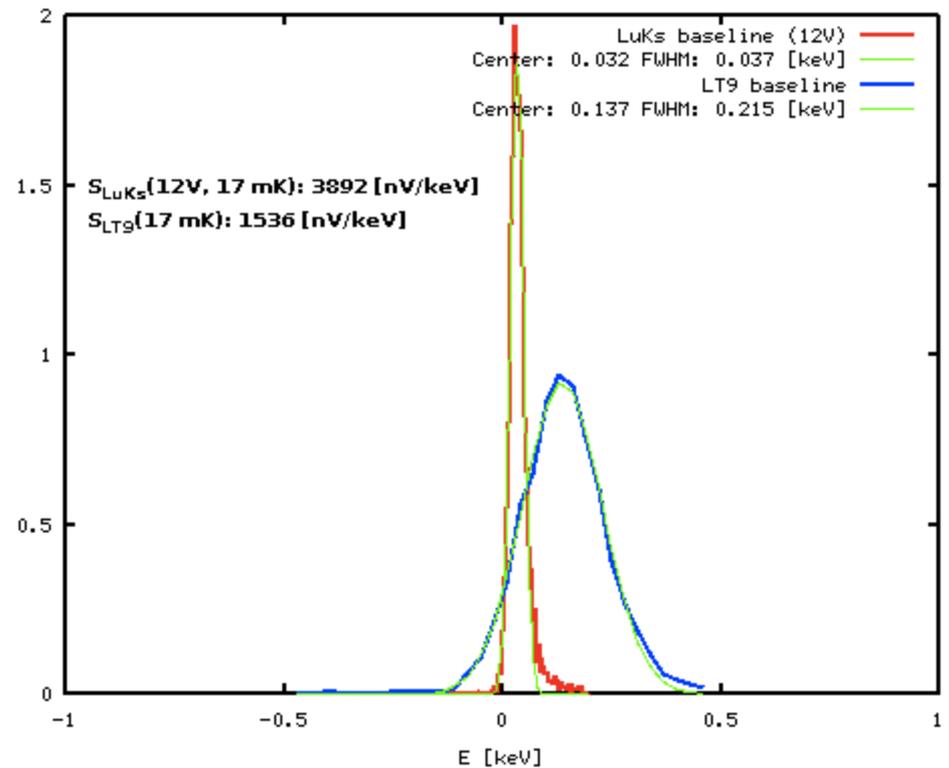
- ✓ CSNSM: effet Luke en Ge ( $\phi=50\text{mm}$ )



Concentric electrodes done with the same technology of EDW-FID detectors.

**$\text{FWHM}_{\text{Luks}} (12\text{V}, 17\text{ mK}): 37\text{ eV}$**

**$\text{FWHM}_{\text{LD}} (17\text{ mK}): 215\text{ eV}$**



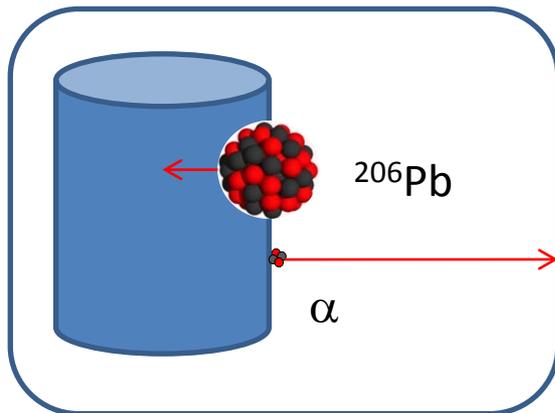
# Optimisation de l'efficacité optique ( $\epsilon$ )

- ✓ Des simulations optiques sont nécessaires pour optimiser la géométrie
- ✓ Adaptation de la réflectivité de la cavité à la  $\lambda$  de la scintillation: Ag pour IR,VIS  
Al pour UV
- ✓ Les multicouches réfléchissantes scintillent!

Les multicouches permettent le rejet des évènements superficiels:

Exemple pour la Matière noire (voir CRESST, [cours Jules Gascon](#))

Cristal avec contamination superficielle de  $^{210}\text{Po}$  (il vient du  $^{222}\text{Rn}$ )



La lumière produite par le réflecteur permet d'identifier ce fond et de le rejeter

# Optimisation du scintillateur à basse T ( $\sim 10-20$ mK)

Il s'agit d'une discipline nouvelle ( $\sim 10$  ans)

Les résultats obtenues à 300K ne sont pas extrapolables à T↓

- le transport de l'énergie aux centres de scintillation est  $f(T)$
- La probabilité d'émission d'un centre est  $f(T)$
- La interaction entre centres actifs est  $f(T)$

Pour optimiser le scintillateur, il faut comprendre le mécanisme d'émission

Caractérisation d'un scintillateur à basse T:

- Etude de la luminescence  $f(T)$
- Etude du spectre de scintillation  $f(T)$
- Etude des constantes de temps de scintillation  $f(T)$



Article Review: V.B. Mikhailik et al., Phys. Status Solidi B 247, No. 7 (2010)

# Qqs montages pour l'étude de la scintillation à basse T

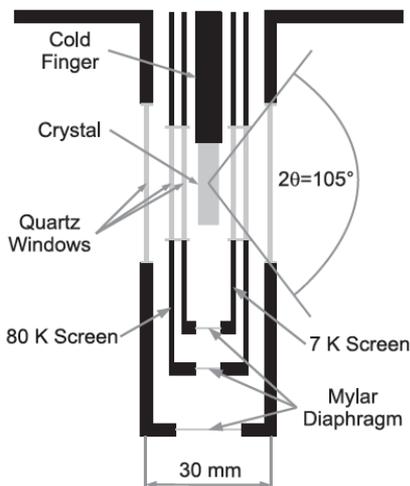
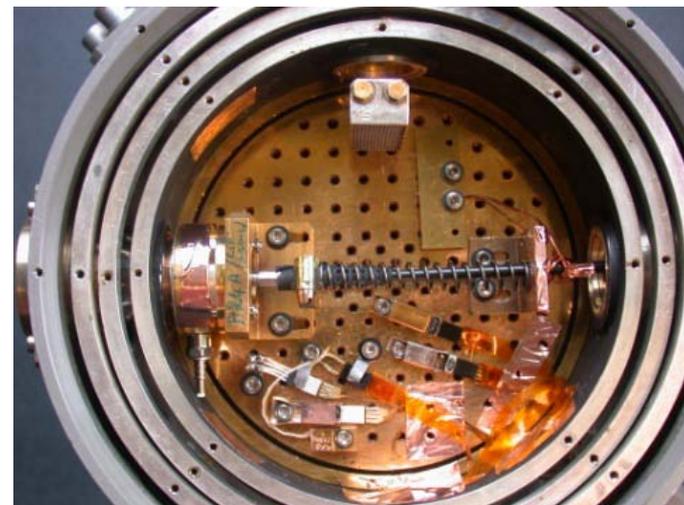
Cryostat à fibre à l'IAS



Tube X

Spectro à fibre

Photodiode Si  
Luminescence  $f(T)$

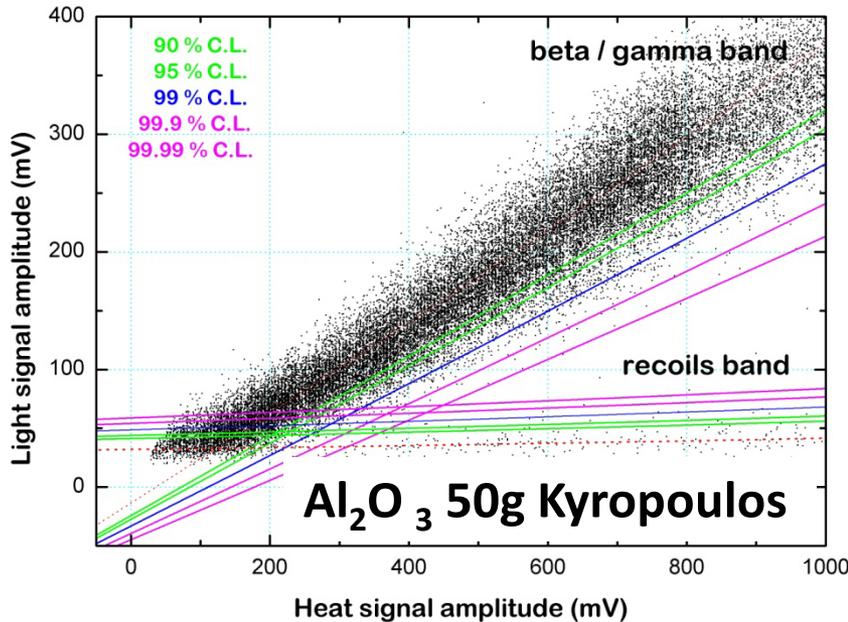


**Cryostat optique** de Lyon pour la mesure de luminescence et constants de temps du BGO et BaF2 sous excitation  $\gamma$

Thèse M.A. Verdier, Université de Lyon, 2010

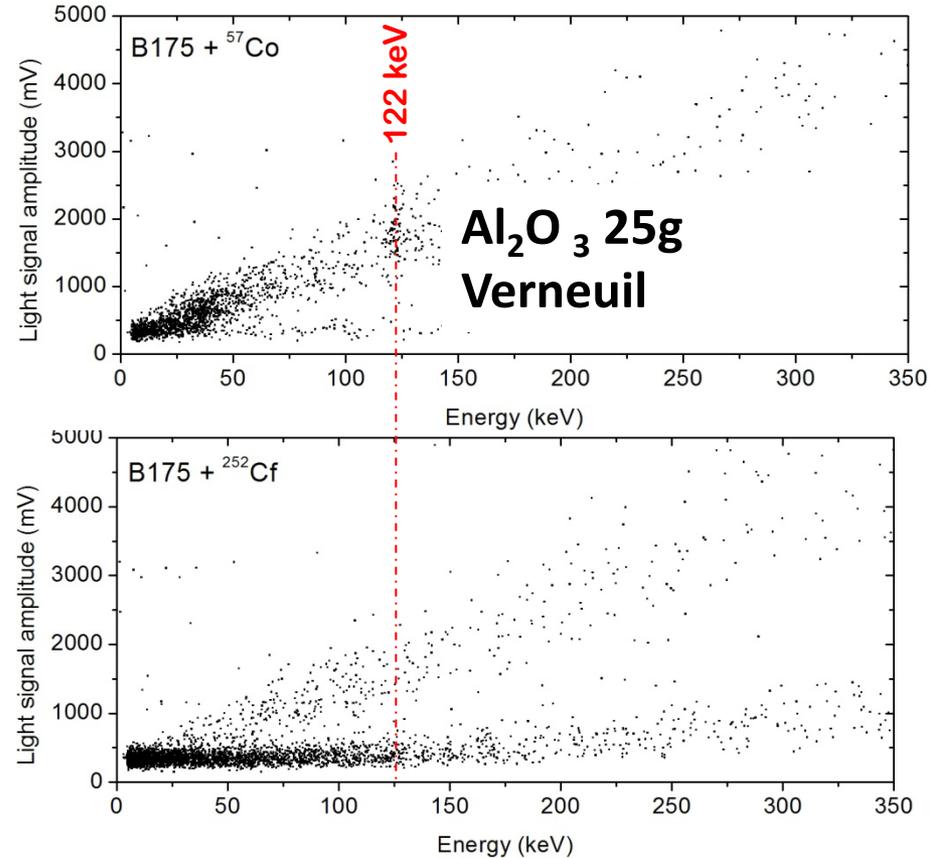
# Ex des études sur un scintillateur extrinsèque.

## Motivation: $\text{Al}_2\text{O}_3$ pour la matière noire



C.L (1tailed)	E (keV)
90 %	8.7
95 %	10.0
99 %	13.0
99.9 %	17.1
99.99 %	21.3

Très bon seuil de discrimination des recoils nucléaires (~10 keV)



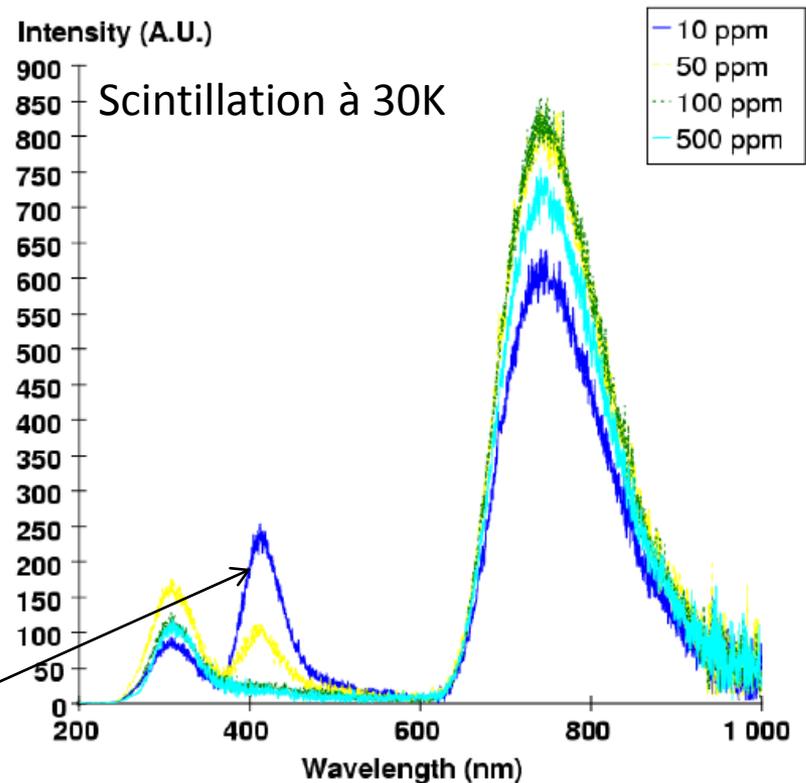
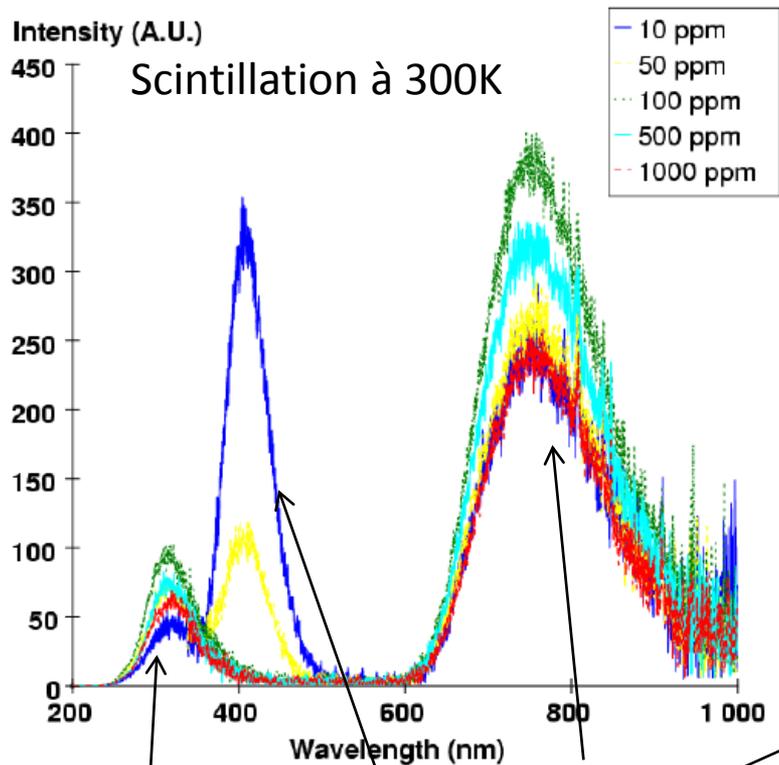
Seuil de discrimination des recoils nucléaires = 60keV



Exclu pour la matière noire

# Ex des etudes du scintillateur extrinsèque: $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}$

Etudes menées à Lyon par M. Luca et complétées par M.A.Verdier + Mikhailik



Recombinassions des excitons liés au  $\text{Ti}^{3+}$

Emission liée au défauts F (lacunes de  $\text{O}^{2-}$  avec 2  $e^-$  piégés)

- ✓ Augmente pour les faibles concentrations de  $\text{Ti}^{3+}$ .
- ✓ Mécanisme d'interaction entre centres actifs

# Conclusion

- Les bolomètres scintillants sont un outil extrêmement sensible pour la détection des événements rares
- Thématique promise à un avenir « lumineux »

# Remerciements

- Maurice Chapellier,
- Noël Coron,
- Pierre de Marcillac,
- Claudia Nones,
- Andrea Giuliani