

# Détection de rayonnement à très basses Température

4<sup>ème</sup> Ecole d'Automne D'Aussois : Balaruc les Bains 14- 20 Novembre 1999

Bolomètres massifs ionisation chaleur

Xavier-François Navick

DRTBT1999-15



## Bolomètres massifs ionisation-chaueur

### Intérêt :

La recherche d'événements rares (application particulière : la recherche des WIMPs dans le cadre d'EDELWEISS) grâce à la distinction des reculs électroniques et des reculs nucléaires permise par la production d'une plus grande quantité de paires électron-trou pour une énergie donnée dans le premier cas.

### Effet Neganov Luke :

Effet d'amplification (dans le cas général) ou de diminution (dans le cas des diodes à faible polarisation en directe) du signal chaleur du fait de la mesure de l'ionisation.

### Mesure de l'ionisation :

A très basse température, pas de porteurs excités thermiquement, densités de porteurs libres nulles. Pas de courant de diffusion ni de région désertée au sens habituel. Les profils de bandes dépendent de l'état ionisé ou non des pièges. La génération de porteurs libre par le rayonnement d'une LED permet de neutraliser les pièges. La mesure de l'ionisation est alors possible sur des distance inter-électrodes importante (10-20 mm) même à très faible tension électrique appliquée (1 à 5 V).

Or juste après la création des paires électron-trou, le champ électrique peut être écranté et les charges diffusent. Si le dépôt d'énergie a eu lieu à une distance inférieure à 40 microns, une partie des charges qui auraient dû traverser le détecteur sont piégées dans l'électrode la plus proche et ne contribuent pas au signal ionisation. Ceci entraîne une dégradation du pouvoir de distinction entre recul nucléaire et recul électronique. La détermination de la profondeur à laquelle a lieu le dépôt d'énergie est un moyen de réduire l'effet de la dégradation du signal ionisation. Elle peut être obtenue par une analyse des front de montée des impulsions de la voie ionisation, mais une localisation grâce à la mesure des phonons balistiques semble possible.

### Simulation de la voie chaleur :

Simulations effectuées pour différentes conditions de fuite thermique, de température du bain, de volume et de résistance d'un thermomètre (isolant d'Anderson).

Les amplitudes des pulses simulés croît avec la résistance du thermomètre.

Le maximum des amplitudes des pulses en fonction du volume du NTD et de la surface d'échange absorbeur-thermomètre est supérieur dans le cas où la fuite thermique est sur l'absorbeur plutôt que sur le thermomètre.

Plus la température du bain est élevée, plus le choix de la taille du NTD devient critique.

Masse lumineuse < Masse dynamique



Masse cachée

Nucléosynthèse primordiale  
Théorie de l'Inflation



Matière Noire non baryonique (WIMPs)

WIMPs



reculs nucléaires

0,001 à 1 evt. jour<sup>-1</sup>.kg<sup>-1</sup>  
entre 1 et 100 keV

Protections

Cosmiques : et Radioactivité :  
LSM Ecrans...

X, γ, β

reculs électroniques

10 à 100 evt. jour<sup>-1</sup>.kg<sup>-1</sup>  
entre 10 et 100 keV

L'ionisation du milieu dépendante du type d'interaction

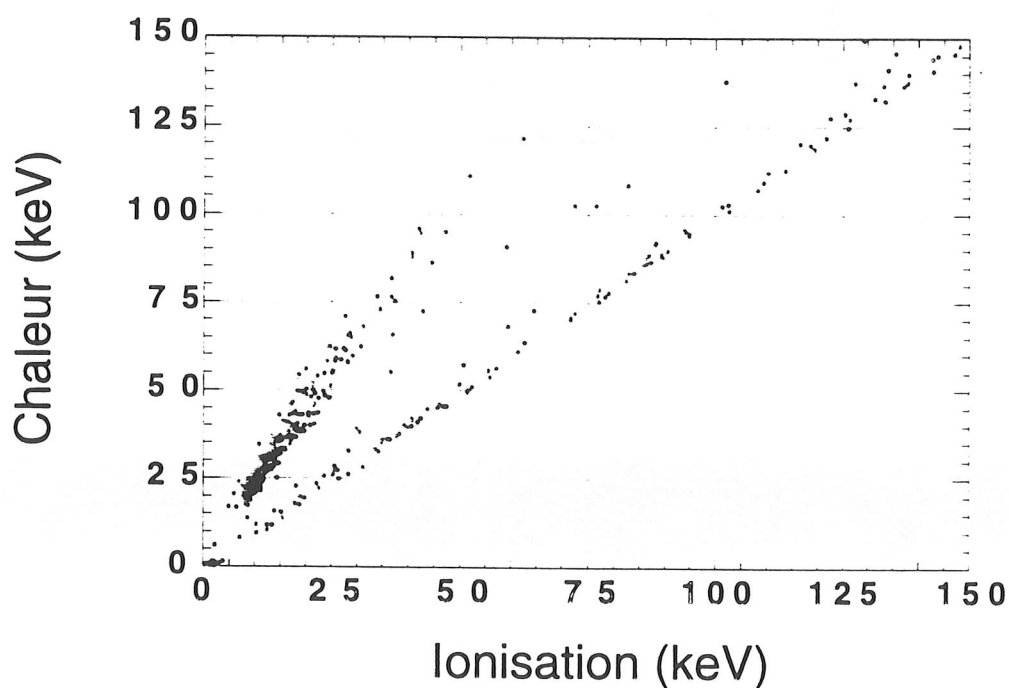


Deux types de mesure simultanément ⇒ réjection



**Bolomètres ionisation-chaueur**

# Réjection à l'aide d'un bolomètre à mesure simultanée de l'ionisation et de la chaleur



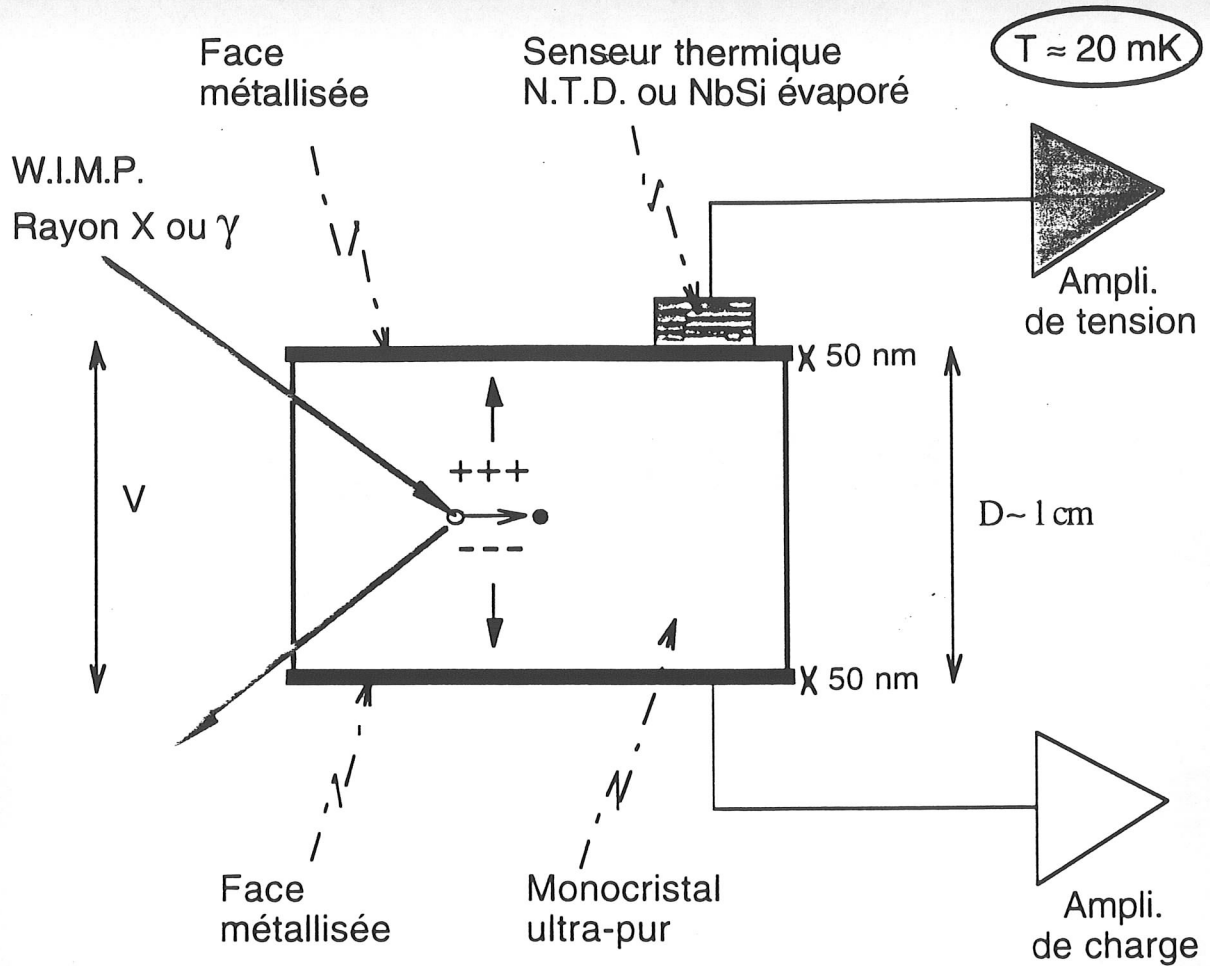
Energie mise sous forme d'ionisation :

pour recul nucléaire  $E_i \approx E_o / 12$

pour recul électronique  $E_i \approx E_o / 3$



**Réjection**



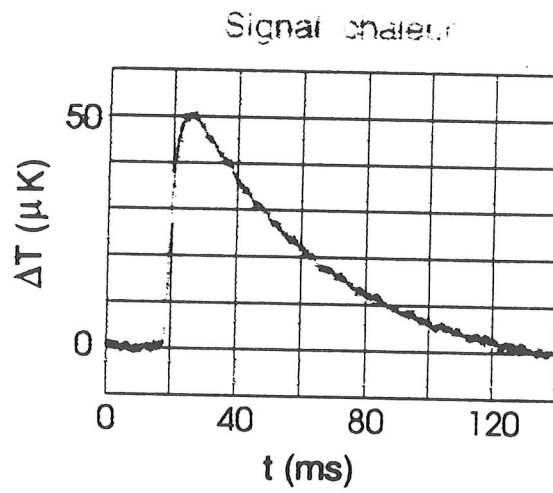
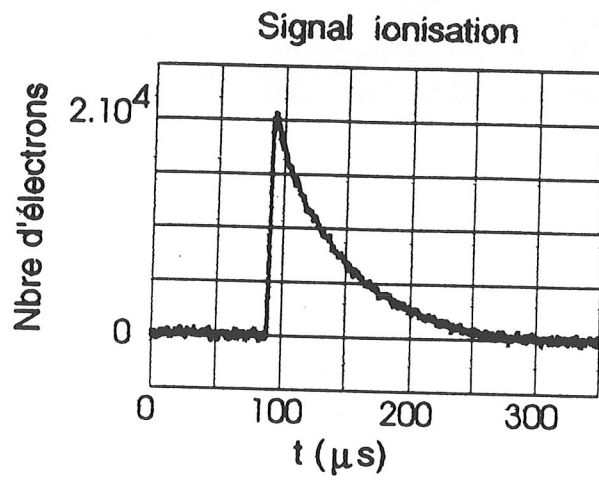
## Hauteur des impulsions de la voie ionisation

$$h \propto N \cdot d / D$$

- où N nombre de paires créées ( $N = E_0 / \epsilon_i$ ),  
 d la distance de migration parcourue,  
 D l'épaisseur de l'absorbeur,  
 et  $\epsilon_i$  énergie moyenne par paire électron - trou créée.

## Signal de la voie chaleur

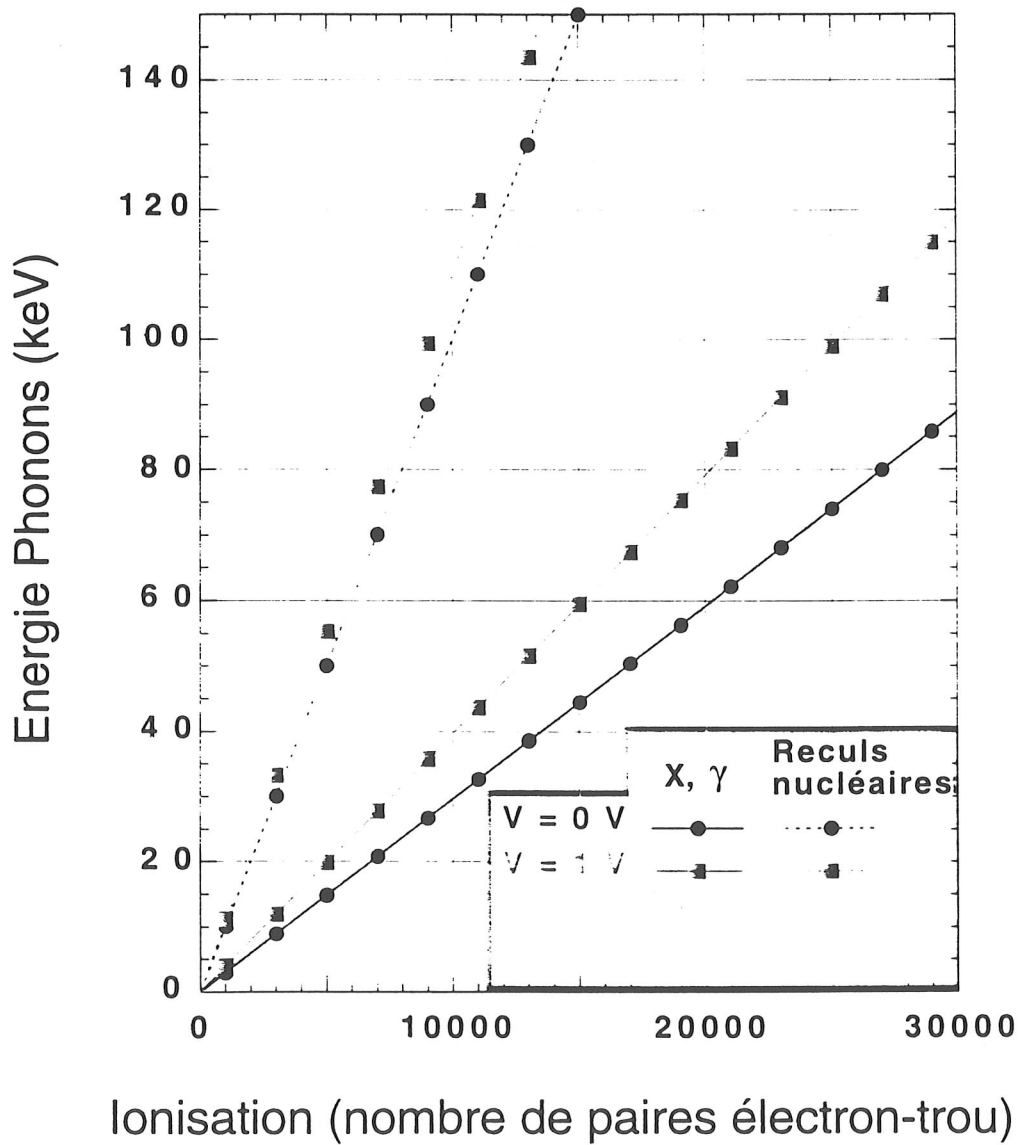
$$\Delta T = E_{ph} / C \quad \text{et} \quad R = R_0 \exp \sqrt{T_0 / T}$$



# Conséquences de l'Effet Luke

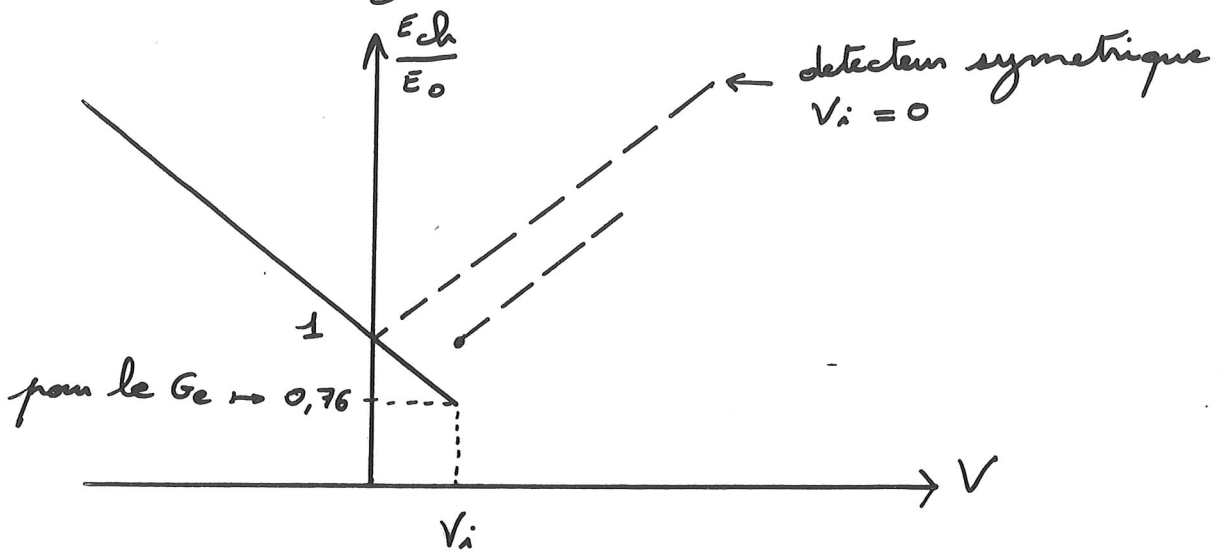
$$E_{ph} = E_0 + NeV$$

$$N = E_0/\epsilon_i$$





# Effet Neganov Lube



$V_i$  potentiel intrinsèque dû à la différence des travaux de sortie des électrodes

pour  $V < V_i$ :

$$\frac{E_{ch}}{E_0} = 1 - \frac{eNV}{E_0}$$

$$N = \frac{E_0}{E_i} \quad E_i = 2,94 \text{ eV do Ge}$$

$E_{ch}$  énergie voir chaleur  
 $E_0$  énergie déposée  
 $e$  charge de l'électron

$N$  nombre de paires créées  
 $E_i$  quantum de création de paires.

pour  $V > V_i$ :

$$\frac{E_{ch}}{E_0} = 1 + \frac{e}{E_i} (V - V_i)$$

$\Rightarrow$  si  $V_i \neq 0$  • effet Neganov Lube négatif entre 0 et  $V_i$   
 • saut à  $V = V_i$ .

# Mesure de l'ionisation à très basse température (TBT)

## Performances recherchées :

- Collection complète,
- Réponse constante au cours du temps,
- Très bonnes résolutions,
- Région utile dans le détecteur.

## Déterminer les procédures :

- de fabrication des détecteurs,
- et d'utilisation (tension minimale de polarisation, degrés de protection aux IR nécessaire,...).

## Expériences de recherche des WIMPs :

- Tension de polarisation limitée à quelques Volts,
- Masse importante et matériaux différents.

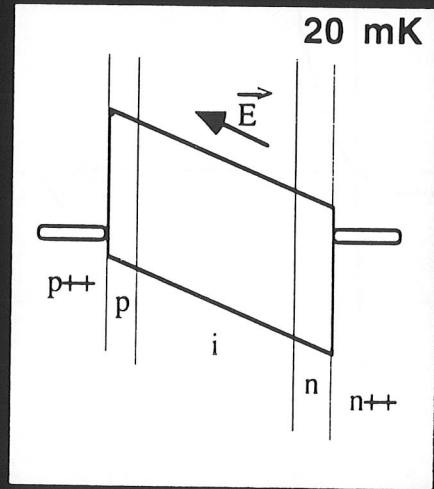
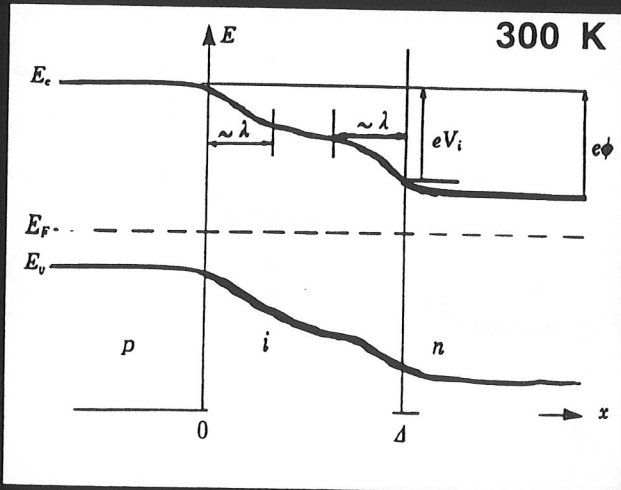
**A TBT, pas d'excitation thermique  $n = 0, p = 0$**

⇒ Désertion  $\neq$  effet contact (diode à T élevée).

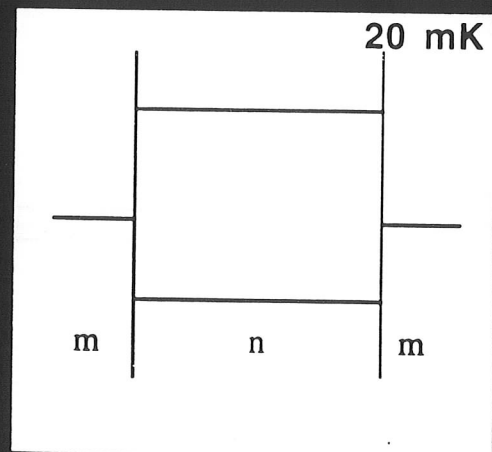
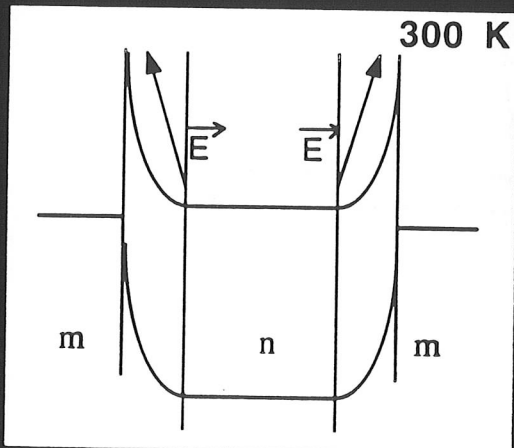
Pas de dépiégeage, production de porteurs libres par absorption de rayonnement.

# Profil de bandes à très basse température

## Diodes p-i-n



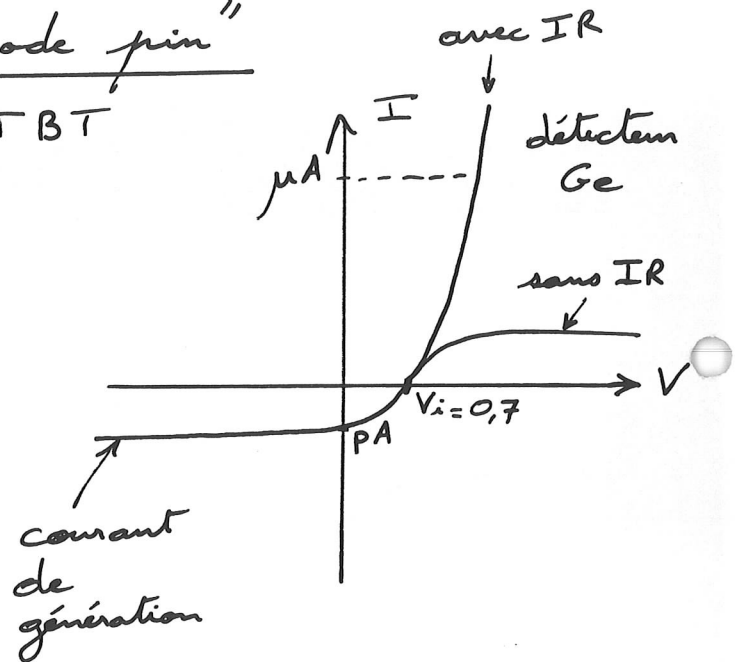
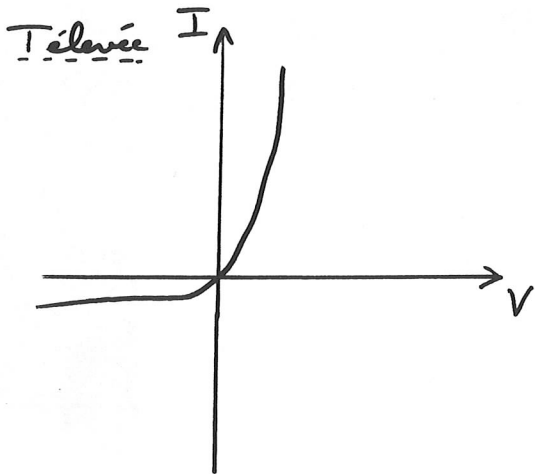
## Double contact metal - semi-conducteur



# I(V) Voie ionisation

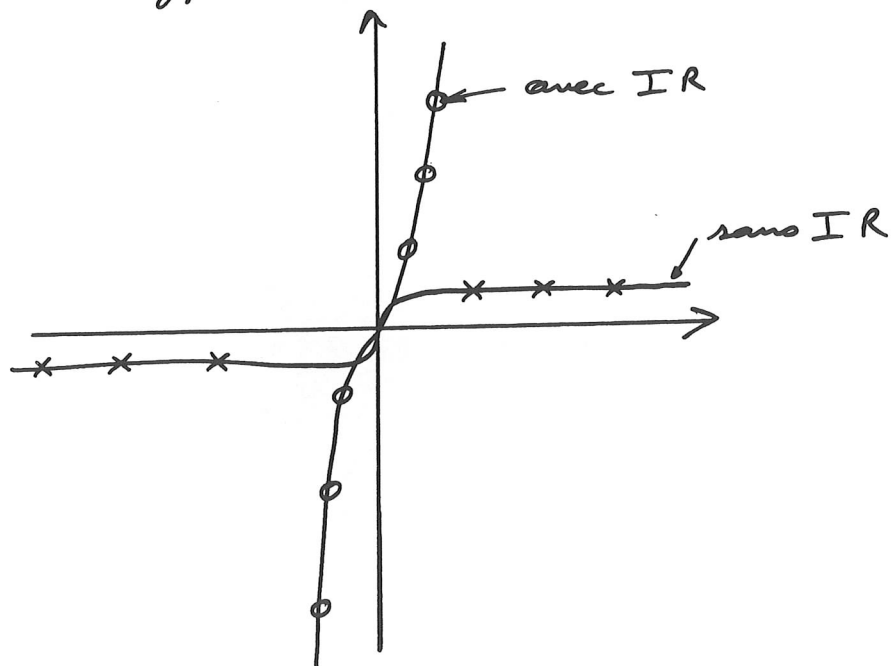
## Détecteurs de type "diode pin"

TBT

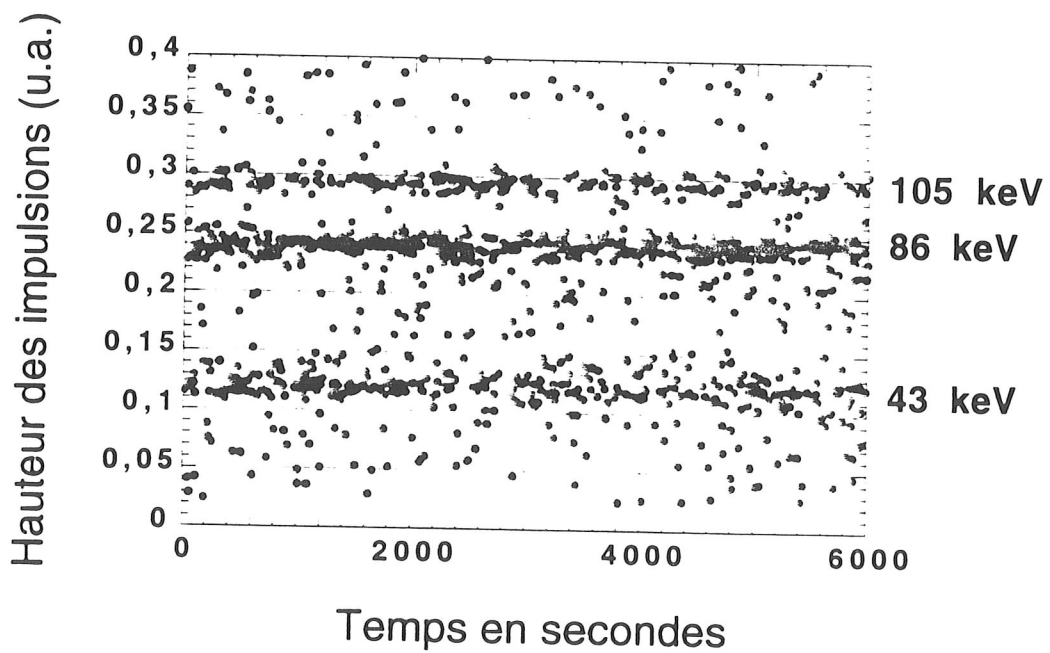
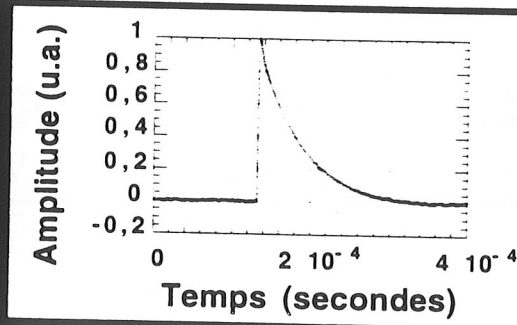
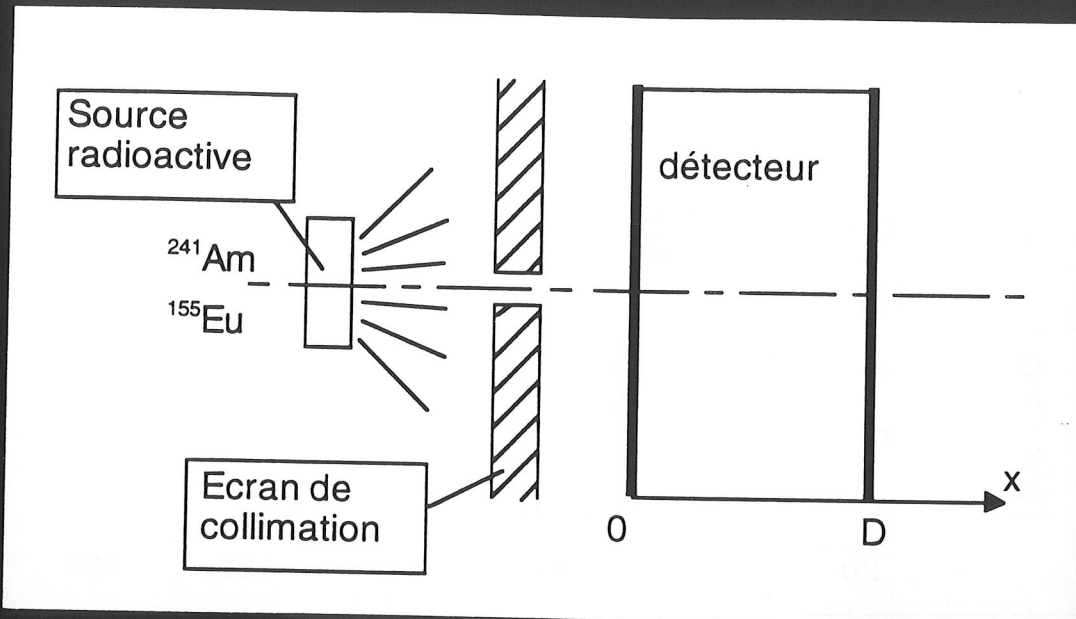


## Détecteurs de type métal-semiconducteur-métal

A TBT

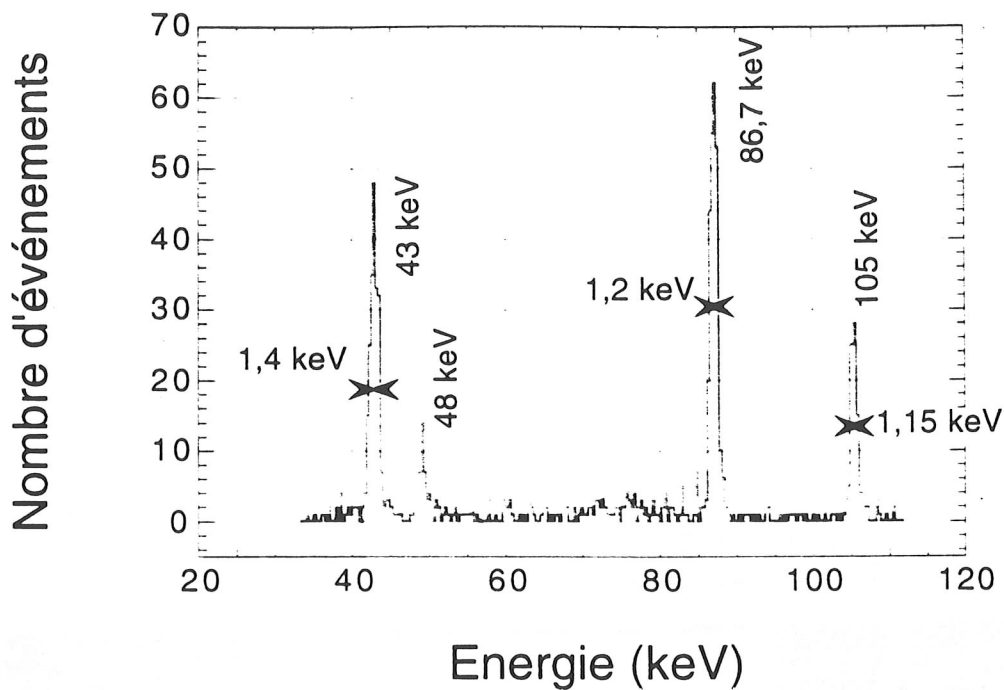


# Méthode expérimentale

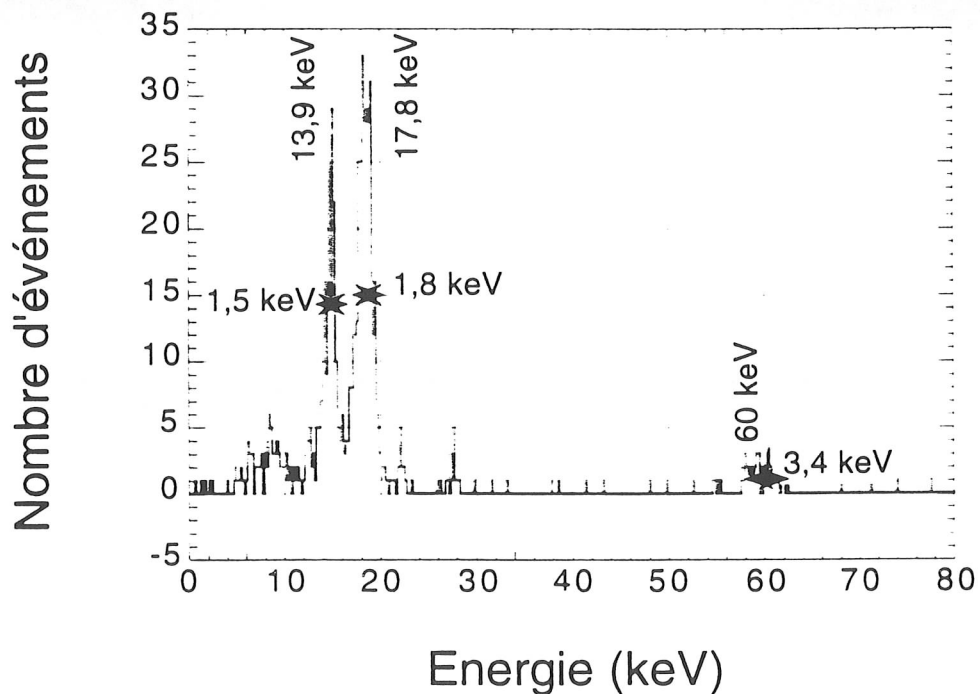


# Spectres ionisation: résolutions

Al-Ge-Al V= 1 Volt Source  $^{155}\text{Eu}$

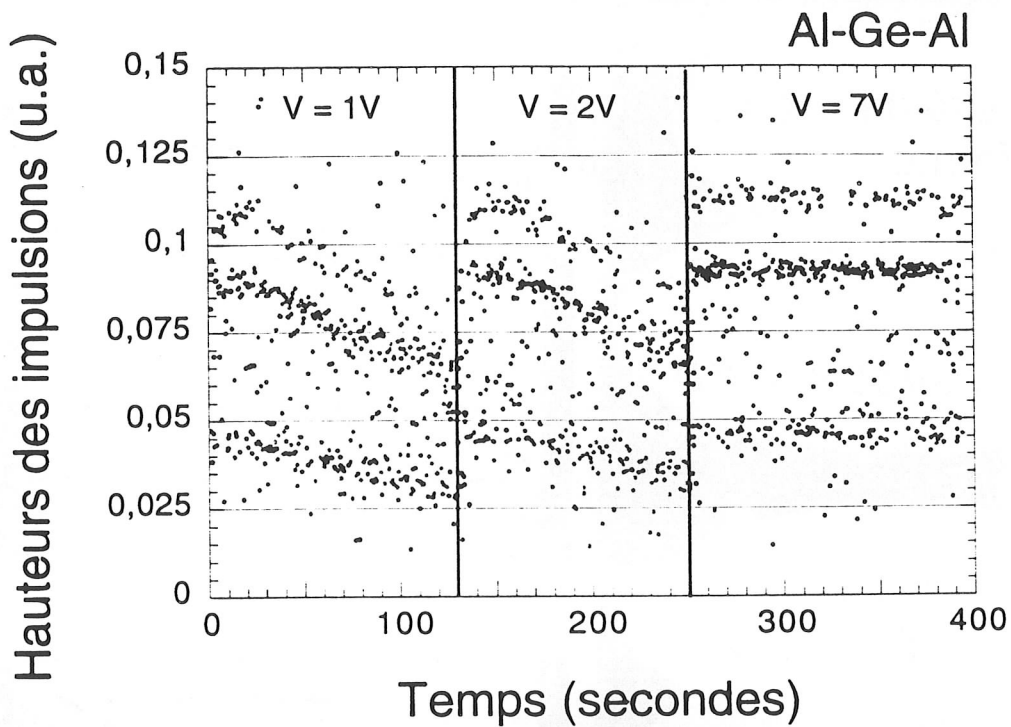


Si p-i-n V= 2,7 Volts Source  $^{241}\text{Am}$

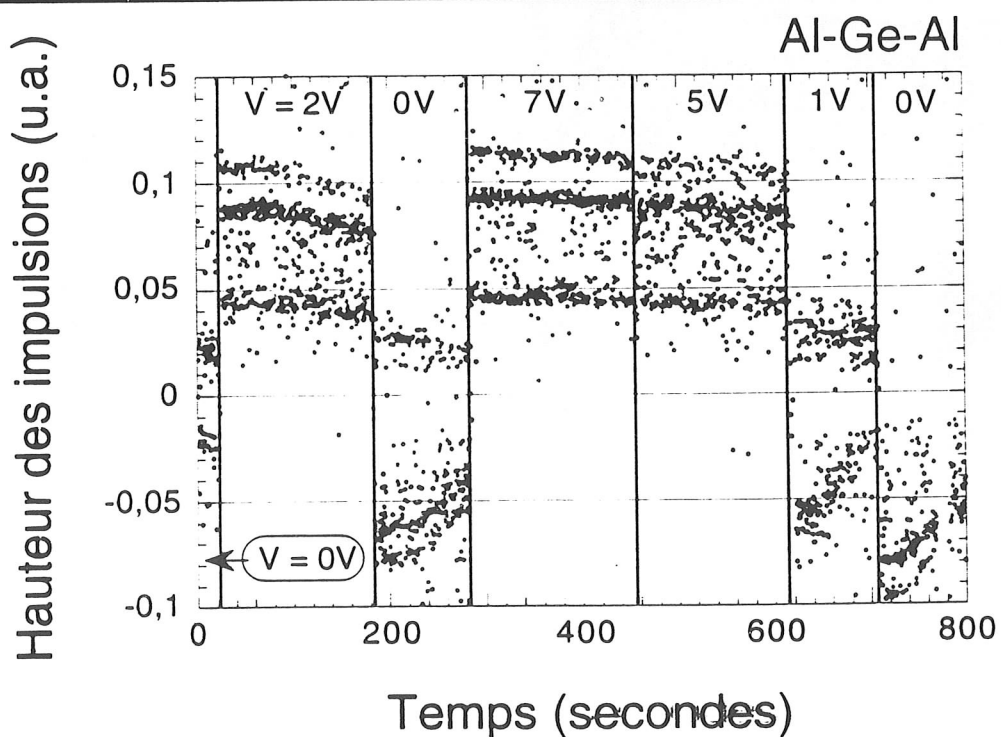


# Evolution au cours du temps

## Dépendance en fonction de la tension



## Dépendance en fonction de l'histoire de la tension



# Evolution de la charge d'espace

$\rho$  densité de charge uniforme

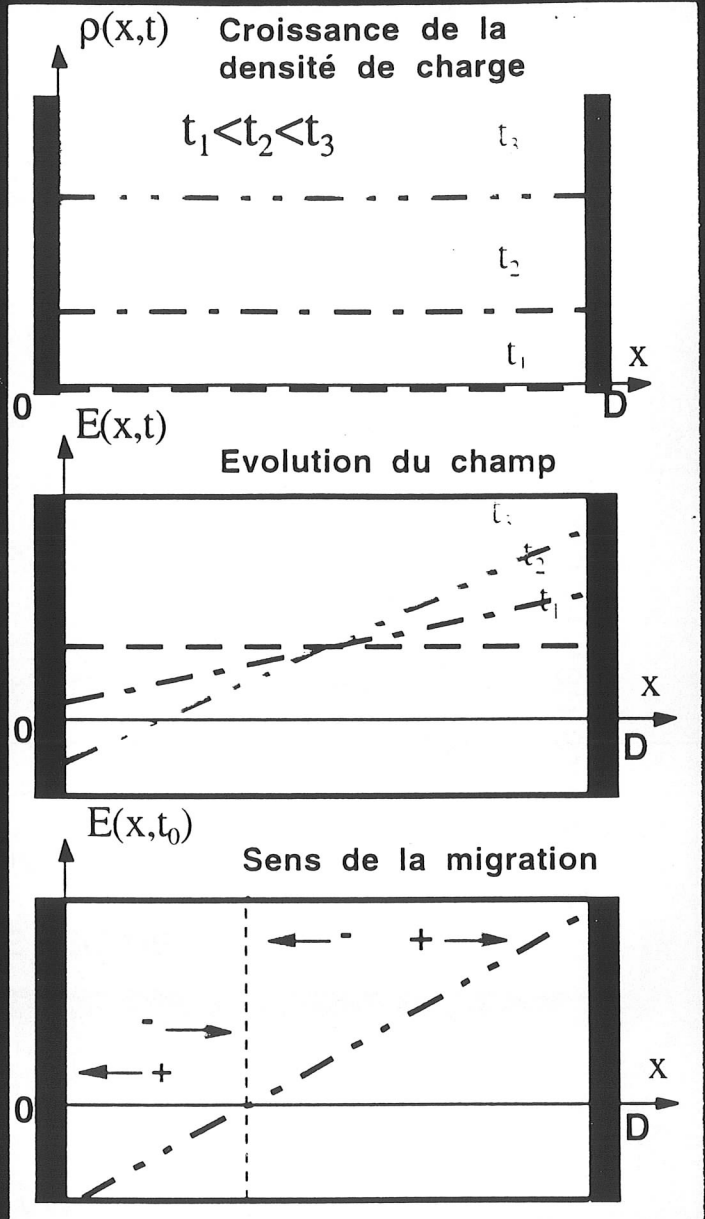
Equation de Poisson

$$E(x) = \rho (x - 0.5D) / \epsilon - V / D$$

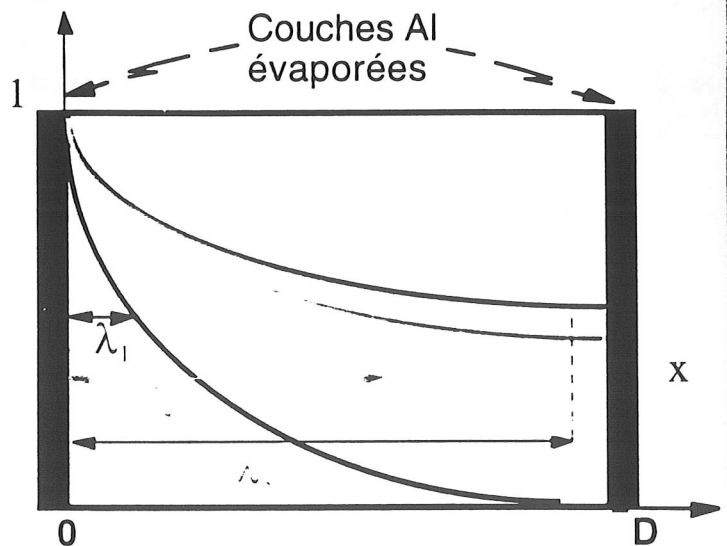
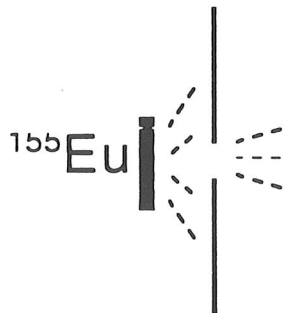
E s'annule en 0 ou en D pour  $\rho_0 = \pm 2 V \cdot \epsilon / D^2$

pour  $V=1$  volt et  $D=1$  cm  
 $\rho_0 \approx \pm 10^7$  e.cm<sup>-3</sup>

$$h \propto N \cdot d / D$$



Distribution des longueurs de pénétration





$$\rho_c = 2\varepsilon (V_A - V_i) / D^2$$

$$V_i = 0,7 \text{ V for Ge } (-1,1 \text{ V for Si})$$

$$\text{Pom } V_A = 1 \text{ V}$$

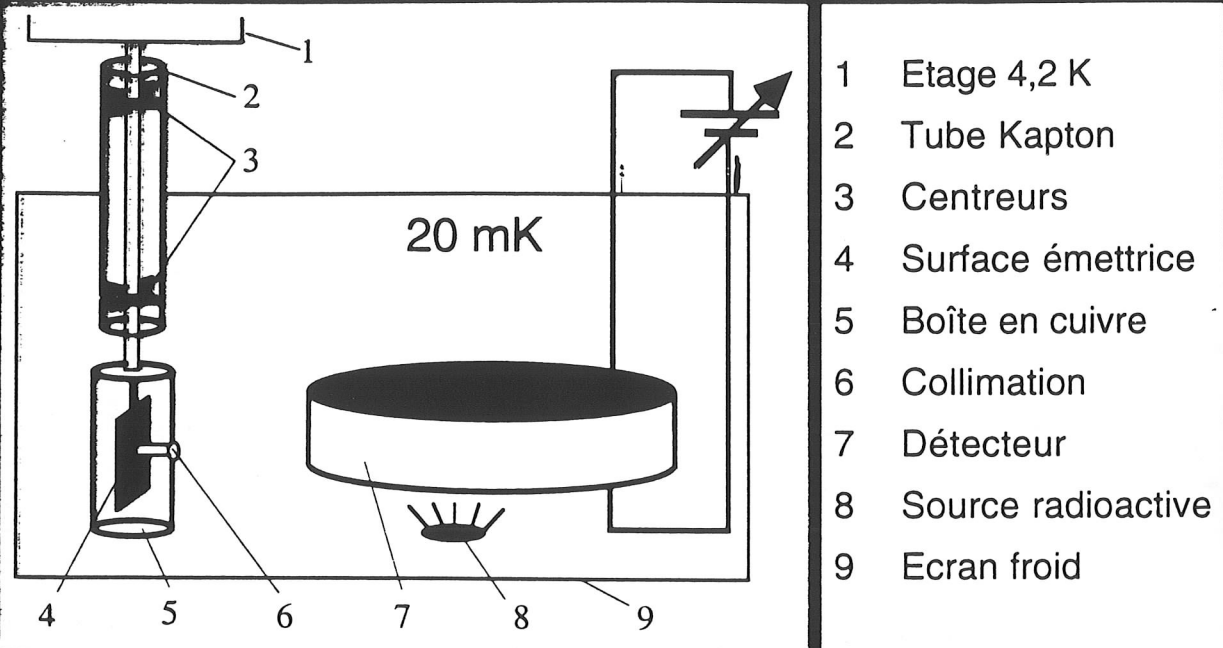
$$\rho_c = 10^5 \text{ e cm}^{-3} \quad \text{for Al Ge Al } D = 4 \text{ mm}$$

$$\rho_c = 4,4 \cdot 10^6 \text{ e cm}^{-3} \quad D = 20 \text{ mm}$$

$$\rho_c = 7,5 \cdot 10^6 \text{ e cm}^{-3} \quad \text{for Ge-pim } D = 80 \text{ mm}$$

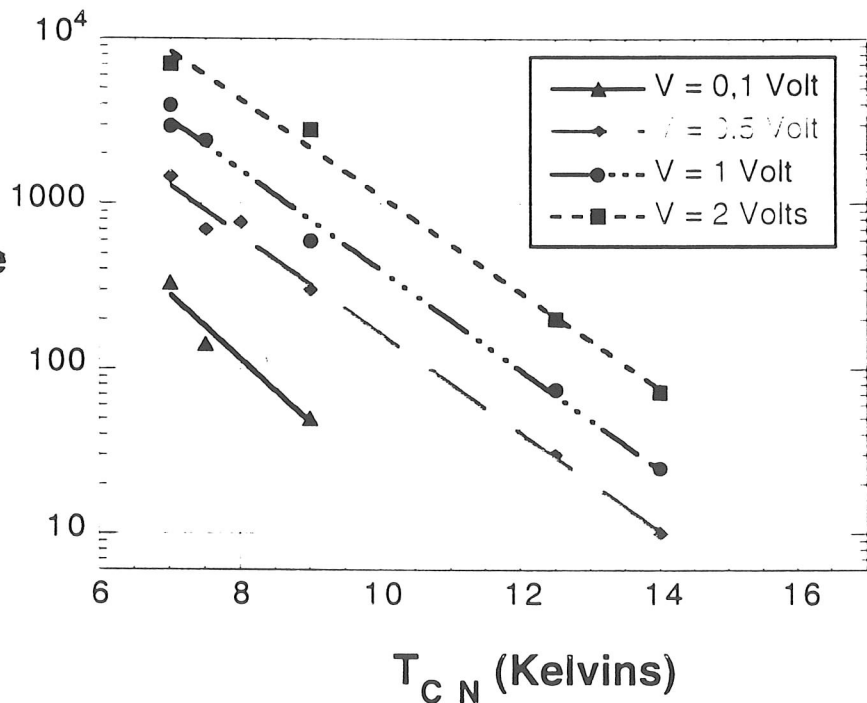
# Effet du rayonnement d'un corps noir

## Schema de la source infrarouge de type Corps Noir (CN)

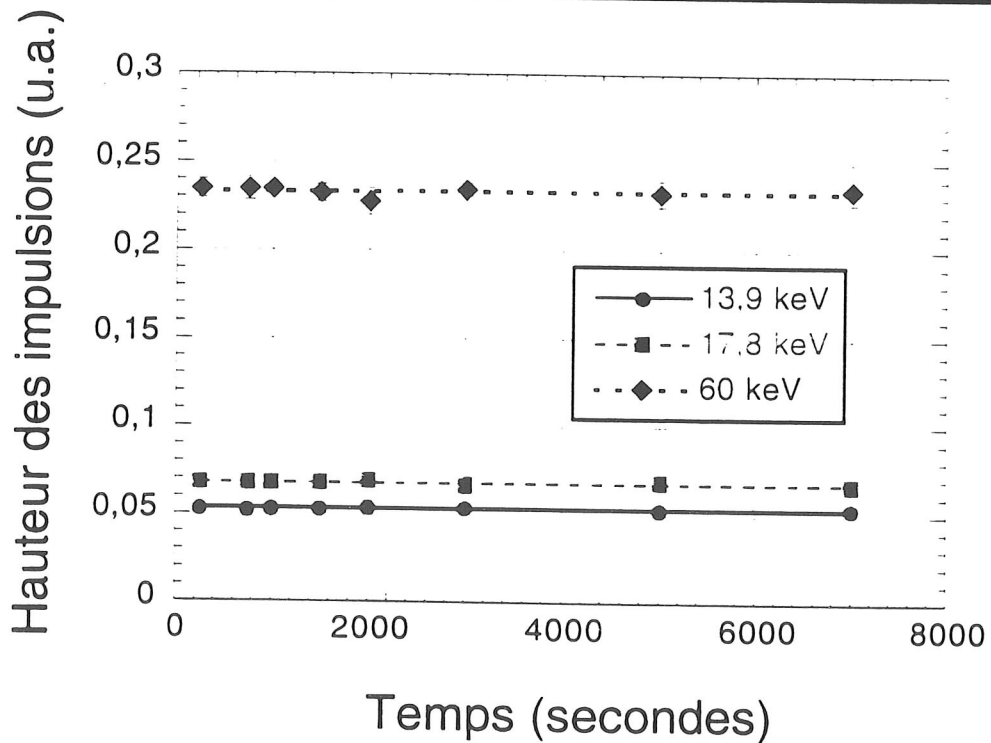
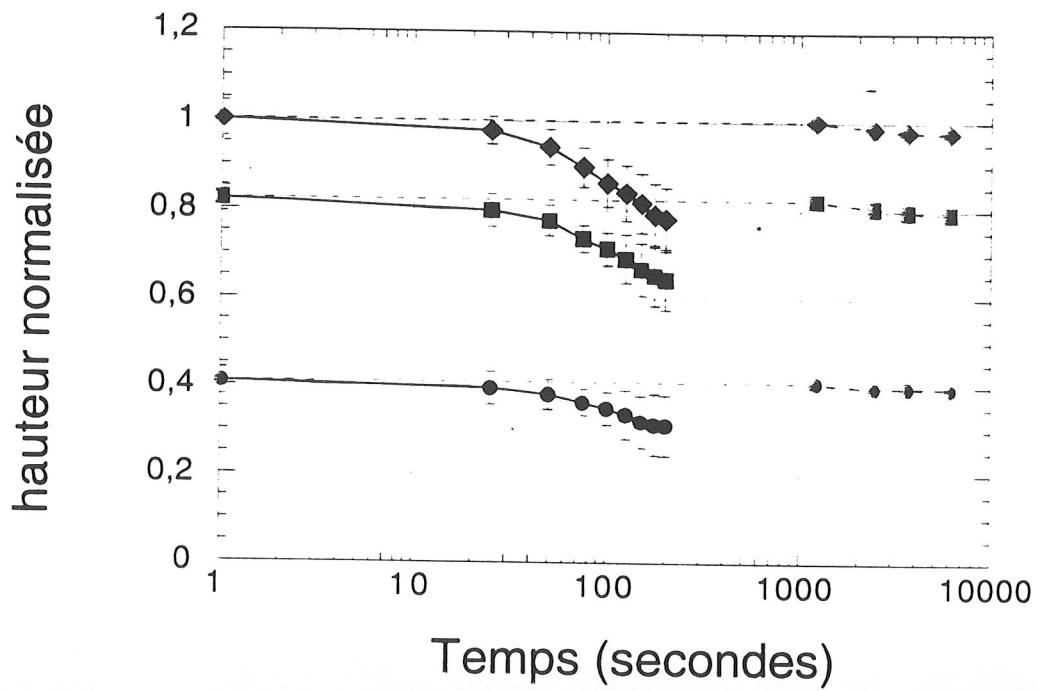


## Dépendance en fonction de la température du CN

Constante de temps de la décroissance de la hauteur des impulsions (secondes)

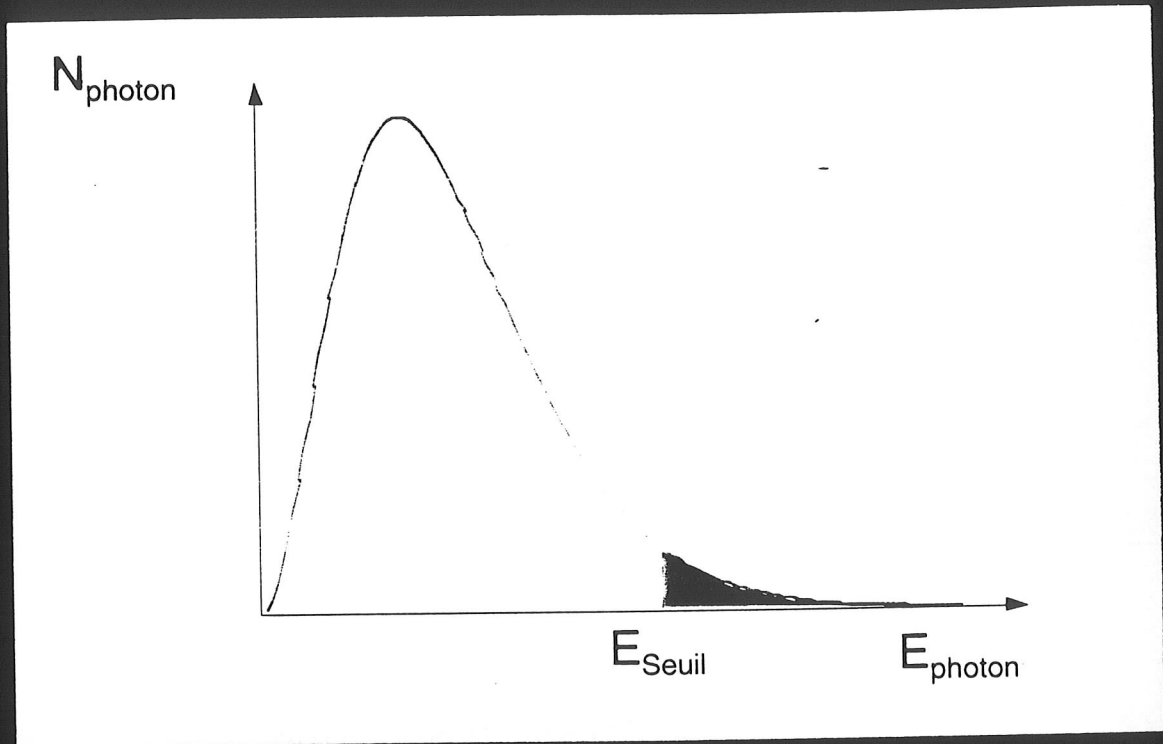


# Origine de la charge d'espace



# Spectre du Corps Noir :

## Partie ionisante



Nombre de photons émis par un corps noir de température  $T_{\text{CN}}$ , par  $\text{cm}^2$  et par seconde :

$T_{\text{CN}}$ en K	$E_{\text{photon}} > 0,01 \text{ eV}$	$E_{\text{photon}} > 0,04 \text{ eV}$
4,2	$4 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^{-32}$
7	$4 \cdot 10^8$	$10^{-12}$
10	$9 \cdot 10^{10}$	$10^{-3}$
20	$7 \cdot 10^{13}$	$2,5 \cdot 10^7$

# Modélisation

- Evacuation des charges par migration et par diffusion
- Génération de charges libres par absorption X,  $\gamma$ ,
- Photo-ionisation des impuretés neutres
- Piégeage sur impuretés chargées et neutres

$$\frac{dn_e}{dt} = -\frac{d(n_e v_{de})}{dx} + D_e \frac{d^2 n_e}{dx^2} + g_p + (n_d - n_{di}) \cdot \Phi_{IR} \cdot \sigma_{Idb} - \frac{n_e}{\tau_{+o}} - \frac{n_e}{\tau_{o-}}$$

$$\frac{dn_{ai}}{dt} = (n_a - n_{ai}) \cdot \Phi_{IR} \cdot \sigma_{Ia\omega} - \frac{n_t}{\tau_{-o}} + \frac{n_e}{\tau_{o-}}$$

où  $\tau_{+o} = (v_e \sigma_{+o} n_{di})^{-1}$ ,  $\tau_{o-} = (v_e \sigma_{o-} (n_a - n_{ai}))^{-1}$

Section efficace de photo-ionisation des impuretés neutres  $\sigma_{Ge}(IR) \approx 10^{-14} \text{ cm}^2$  ( $\sigma_{Si}(IR) \approx 10^{-15} \text{ cm}^2$ )

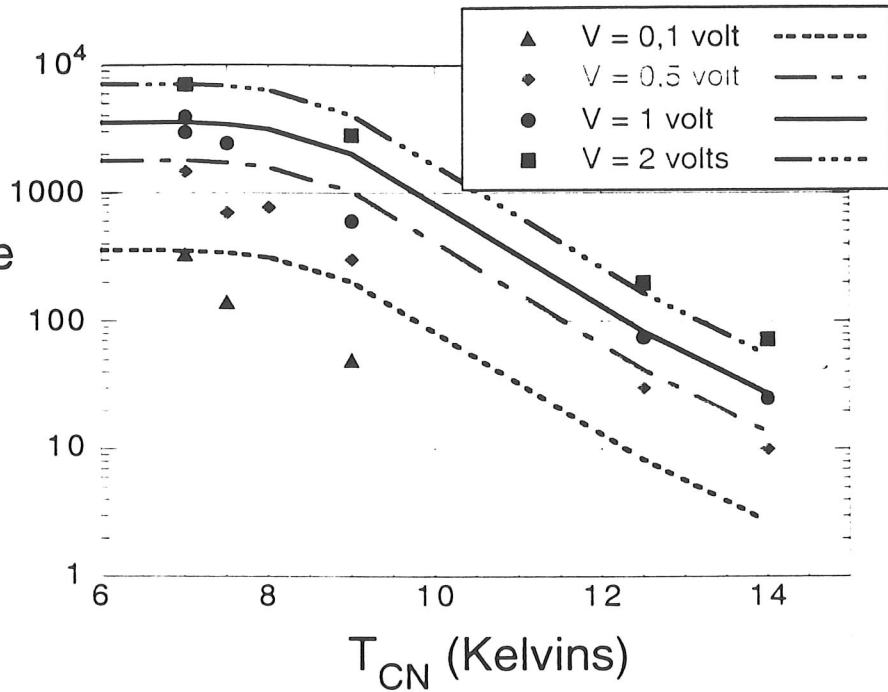
$$\Rightarrow \text{lpm}(IR) \approx 20 \text{ cm (resp. } \approx 200 \text{ cm)}$$

$$\text{pour } n_o \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ impuretés neutres.cm}^{-3}$$

- densité de charge croît linéairement, loin de la saturation des impuretés ionisées,
- évacuation des charges, piégeage joue très peu

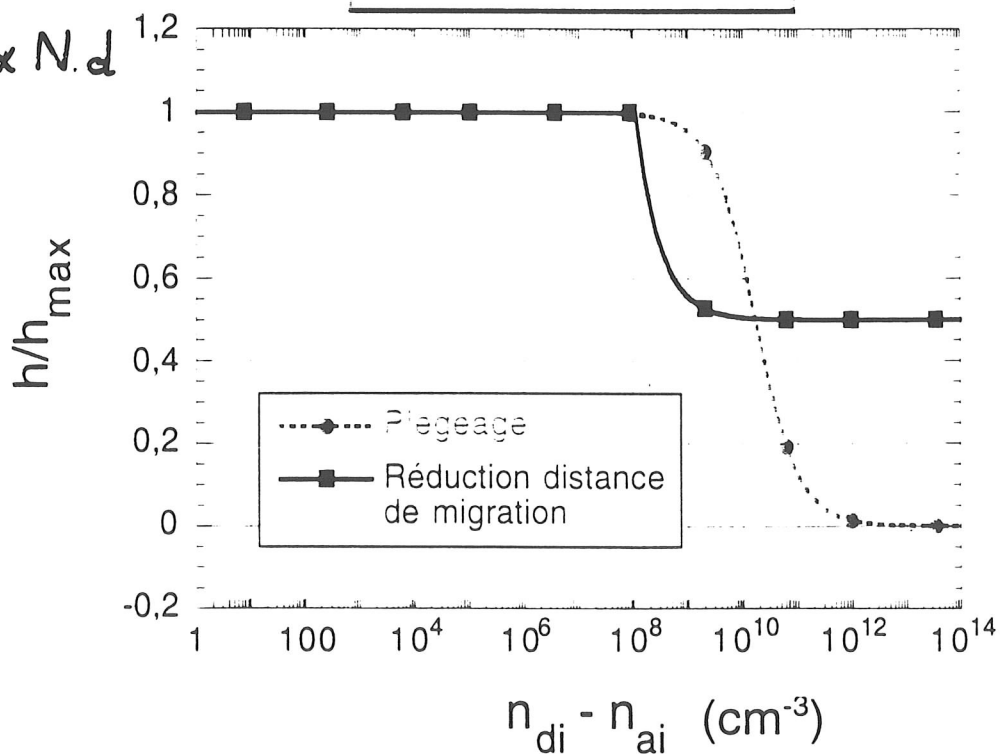
# Simulation

Constante de temps de la décroissance de la hauteur des impulsions (secondes)



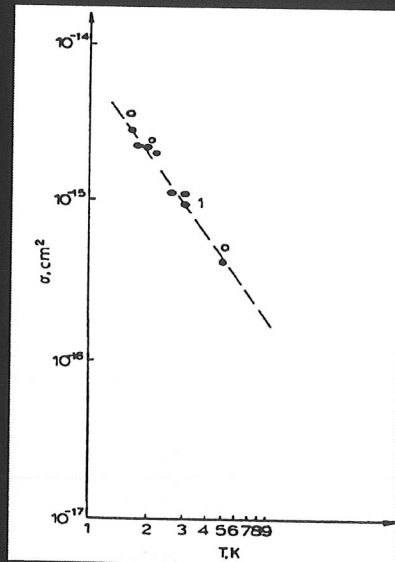
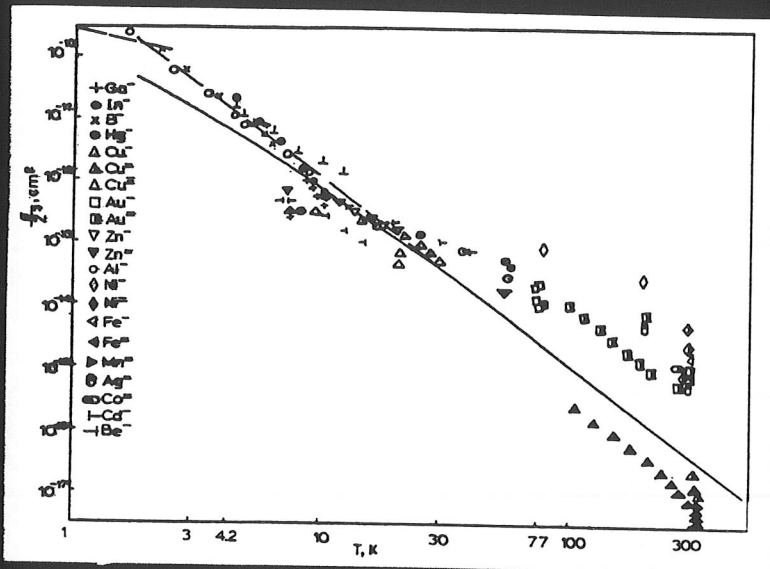
Al-Ge-Al V = 1V

$h \propto N \cdot d$



# Piégeage sur les impuretés

## Piégeage des trous dans Ge sur des centres : chargés et neutres



A  $T < 1K$

pour  $\rho_o \approx 5 \cdot 10^{10}$  impuretés neutres. $cm^{-3}$   
et  $\rho_i \approx 10^8$  impuretés ionisées. $cm^{-3}$

$$l_{pm} = 1 / \sum_i \sigma_i \cdot \rho_i$$

$$\sigma_o (\text{électrons}) \approx 3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_+ (\text{électrons}) \approx 10^{-10} \text{ cm}^2 \Rightarrow l_{pm} (\text{électrons}) \approx 10 \text{ cm}$$

$$\sigma_o (\text{trous}) \approx 5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_- (\text{trous}) \approx 10^{-10} \text{ cm}^2 \Rightarrow l_{pm} (\text{trous}) \approx 10 \text{ cm}$$

à comparer aux épaisseurs des détecteurs : 0,3 et 1 cm

# Contributions à la résolution

$$L_{\text{totale}}^2 = L_{\text{stat-io}}^2 + L_{\text{elect}}^2 + L_{\text{piege}}^2$$

## Contribution statistique ionisation

$$L_{\text{stat-io}} = 2,35 \cdot \sqrt{F \varepsilon_i E_o}$$

E <sub>o</sub> (keV)	L <sub>stat-io</sub> (keV)	
	Ge	Si
17,8	0,17	0,19
43	0,27	0,30
60	0,32	0,36
105	0,42	0,47

## Contribution bruit électronique

$$L_{\text{elect}}^2 = 2,35^2 \cdot C_T \cdot e_n \cdot \sqrt{\left( \frac{e_n^2}{R_F^2} + 2e i_d + \frac{4kT}{R_F} + i_{\text{nFET}}^2 \right)}$$

$$L_{\text{elect}} \approx 0,24 \text{ keV}$$

## Mesures résolution ligne de base

Détecteur	L <sub>elect</sub> (keV)
Ge diode p-i-n	0,93
Al-Ge-Al	0,7
Si diode p-i-n	1,2

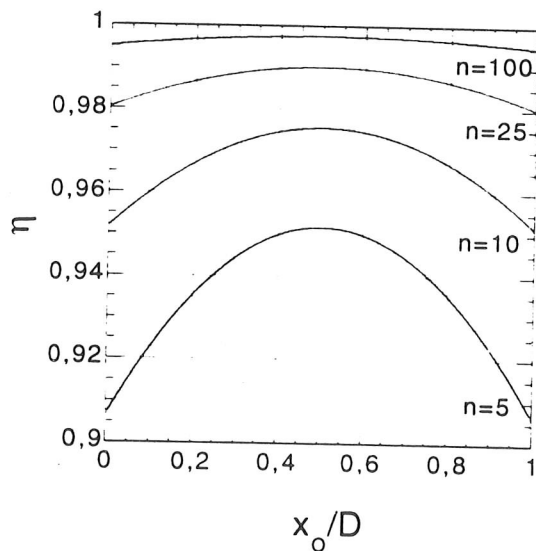


# Contribution du piégeage

$$L_{\text{piege}}^2 = L_{\text{stat-piege}}^2 + L_{\text{var-eff}}^2$$

## Variation de l'efficacité de collection

$$\eta(x_0) = \frac{\lambda_e}{D} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{D-x_0}{\lambda_e}\right) \right] + \frac{\lambda_t}{D} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{x_0}{\lambda_t}\right) \right]$$



$$n = \lambda_e/D = \lambda_t/D$$

## Contribution du piégeage et résolution totale

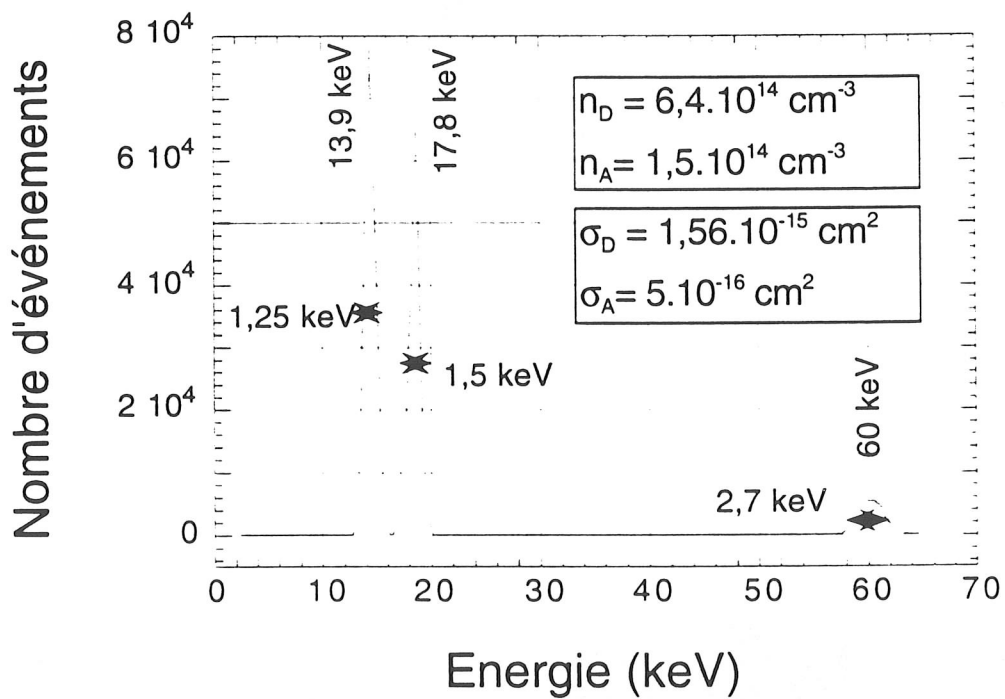
Al-Ge-Al

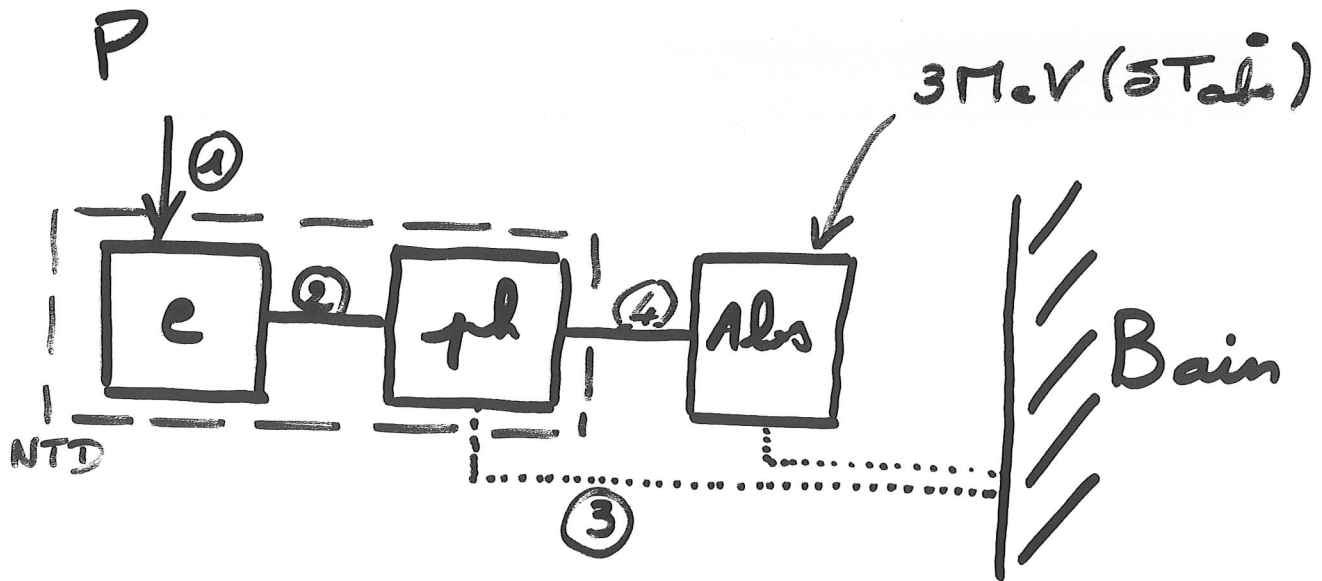
$\gamma$  de 86 keV

$n_{a^-}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$n_{d^+}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$L_{\text{stat-piege}}$ (keV)	$L_{\text{var-eff}}$ (keV)	$L_{\text{totale}}$ (keV)
$2,0 \cdot 10^8$	$2,0 \cdot 10^8$	0,84	0,12	1,08

# Simulation du spectre en énergie

## Si diode p-i-n





A l'équilibre

- ①  $P = Ri^2$
- ②  $P = \alpha V (T_e^6 - T_{ph}^6)$
- ③  $P = \beta S_2 (T_{ph}^4 - T_{bain}^4)$
- ④  $0 = \beta S_1 (T_{abs}^6 - T_{ph}^6)$

Après linéarisation

$$\frac{1}{T} \begin{pmatrix} \delta T_e \\ \delta T_{ph} \\ \delta T_{abs} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{C_e} \left( \frac{\partial R}{\partial T} i^2 - 6\alpha V T_e^5 \right) & \frac{6\alpha V T_{ph}^5}{C_e} & 0 \\ \frac{6\alpha V T_e^5}{C_{ph}} & -\frac{(6\alpha V T_{ph}^5 + 8\beta S T_{ph}^3)}{C_{ph}} & \frac{4\beta S T_{abs}^3}{C_{ph}} \\ 0 & \frac{4\beta S T_{ph}^3}{C_{abs}} & -\frac{4\beta S T_{abs}^3}{C_{abs}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta T_e \\ \delta T_{ph} \\ \delta T_{abs} \end{pmatrix}$$

