



Ecole « techniques de base du détecteur » Cargèse

Pascal Vincent
Université Pierre et Marie Curie
LPNHE, Paris

Introduction

Les systèmes expérimentaux

Les interactions des particules chargées

Les interactions des particules neutres

Les détecteur de particules

Visite d'une expérience

Les neutres

Photons

Effet photoélectrique

Effet Compton

Création de paires

Neutrons

Diffusion élastique

Absorption

Neutrinos

Interaction faible

Les chargés

Excitation

Ionisation

Cherenkov

Bremsstrahlung (e^\pm)

Radiation de transition (e^\pm)

Les instables

cerveau

Détection des particules neutres

Les particules neutres ne sont pas directement détectables.

- Elles ne laissent pas de trace sur leur trajectoire.
- Elles ne sont pas déviées par les champs EM

Elles doivent transférer leur énergie à des particules chargées qui pourront être détectées par :

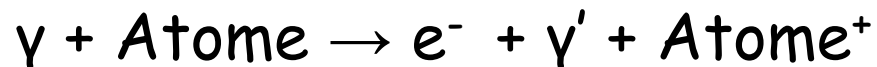
- Excitation
- Ionisation
- Bremsstrahlung
- Cherenkov

Interaction des photons dans la matière

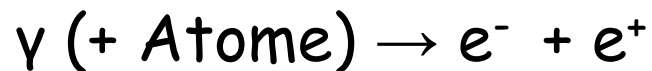
L'effet photoélectrique



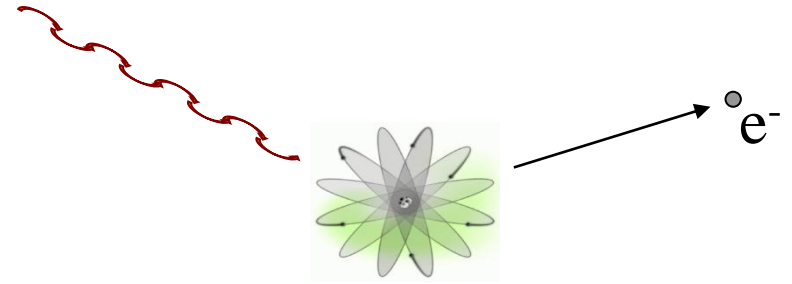
L'effet Compton



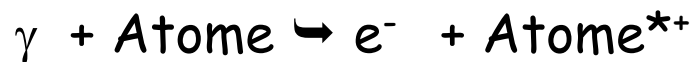
Création de paires



Effet photo-electrique



Il s'agit de l'absorption d'un photon d'énergie $h\nu$ par un atome et de l'éjection d'un électron lie suivant la réaction :

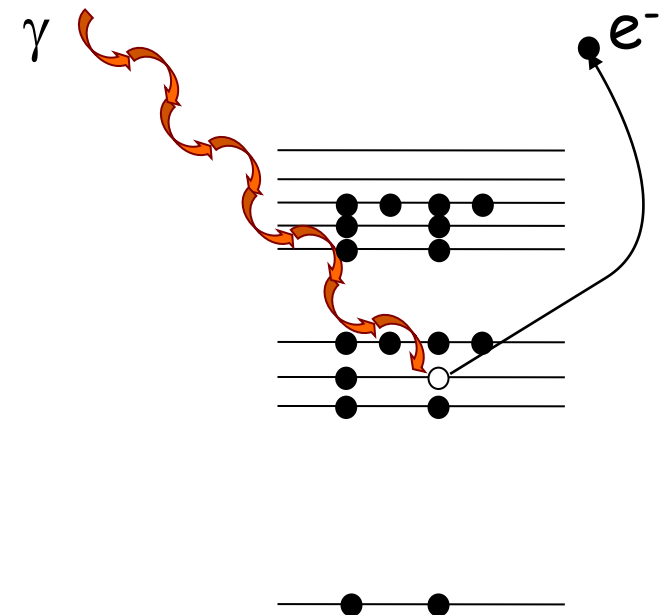


Le photon transfère la totalité de son énergie à l'atome qui en libère une large partie en émettant l'un de ses électrons.

Énergie cinétique de l'électron éjecte de l'atome :

$$E_e = E_\gamma - \text{énergie de liaison} = h\nu - E_{nlj}$$

ou E_{nlj} représente l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome. Les électrons les plus proches du noyau sont les plus liés.



Il manque E_{nlj} dans la détection?

Notion de section efficace

La **section efficace totale** est reliée à la probabilité d'interagir avec une cible donnée.

Il s'agit d'une surface qui s'exprime en barns (10^{-24}cm^2). C'est la surface totale correspondant à la somme des surfaces de chaque diffuseur présent dans un volume unité.

$$\mathcal{P} = \frac{\Sigma\sigma}{S} = \frac{nV\sigma}{S} = \frac{n(Svdt)\sigma}{S} = n\sigma vdt = n\sigma dx \quad \text{avec} \quad n = \frac{\rho}{A} \mathcal{N}_a$$

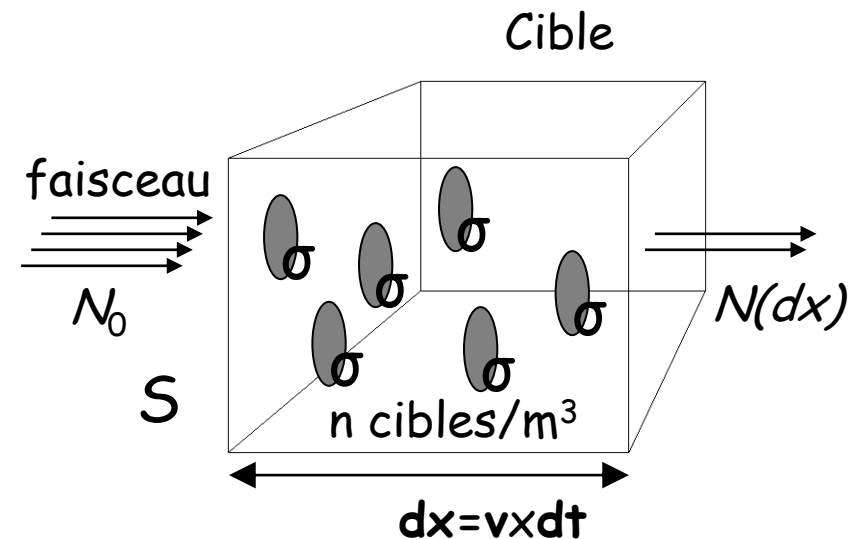
$$\mathcal{P} = -\frac{dN}{N} = n\sigma dx \Rightarrow N(x) = N_0 e^{-n\sigma x}$$

Coefficient d'atténuation linéique (m^{-1}) :

$$\mu = n\sigma; \quad N(x) = N_0 e^{-\mu x}$$

Coefficient d'atténuation massique ($\text{g}\cdot\text{m}^{-2}$) :

$$\lambda = \frac{\rho}{\mu}$$



Effet photo-electrique

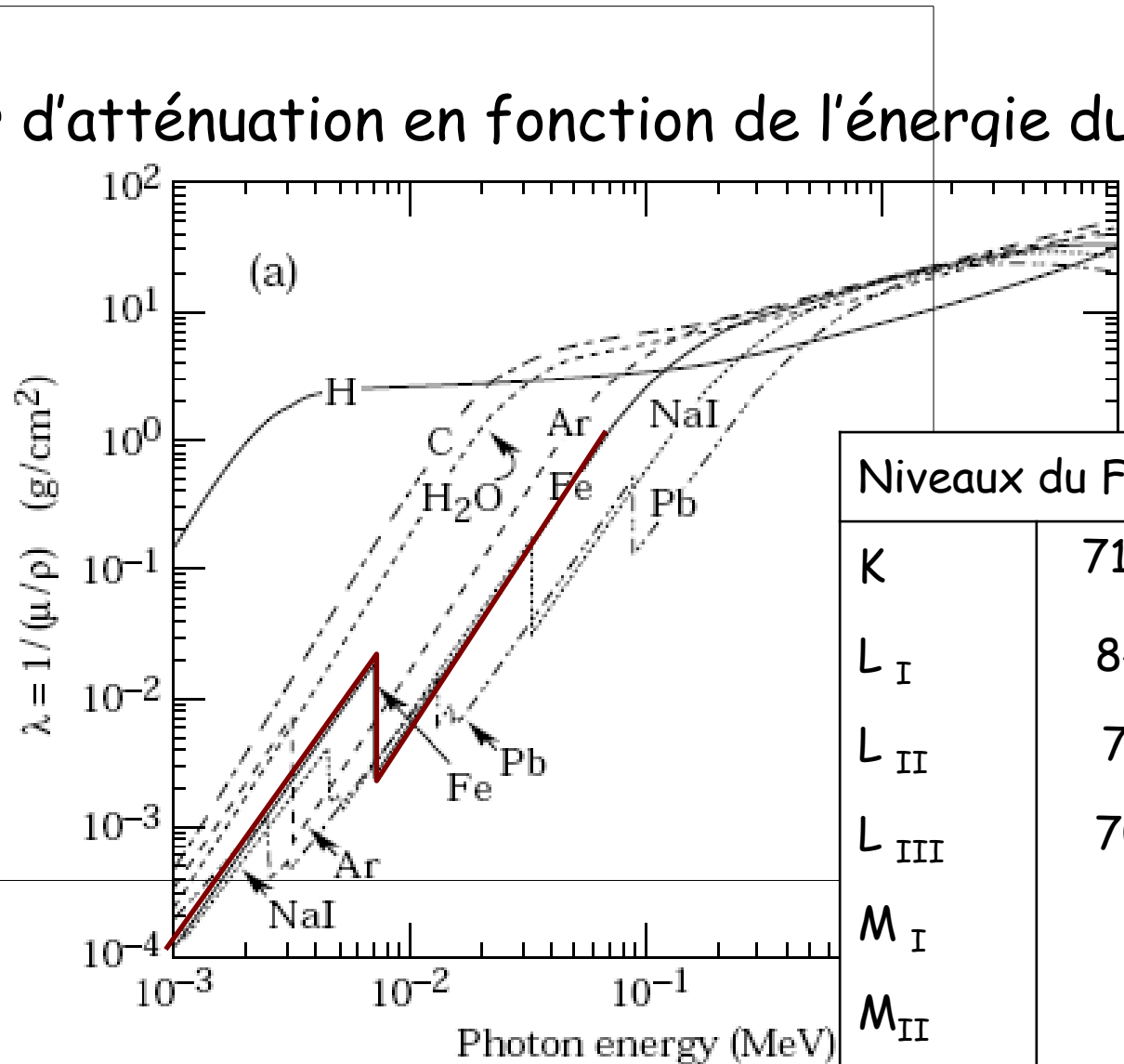
Evolution de la longueur d'atténuation en fonction de l'énergie du photon incident.

Pour le fer, elle chute fortement vers 7 keV qui correspond à la couche K de l'atome.

$$\sigma = \sigma_K + \sigma_{\bar{K}}$$

$$\lambda = \frac{1}{\sigma}$$

$$\frac{\sigma_K}{\sigma} = 90\%$$



Niveaux du Fer	
K	7112.0
L _I	844.6
L _{II}	719.9
L _{III}	706.8
M _I	91.3
M _{II}	52.7
M _{III}	52.7

Effet photo-electrique

Section efficace de l'effet photoélectrique dépend de la densité de charges des atomes constituant le milieu et de l'énergie du photon incident :

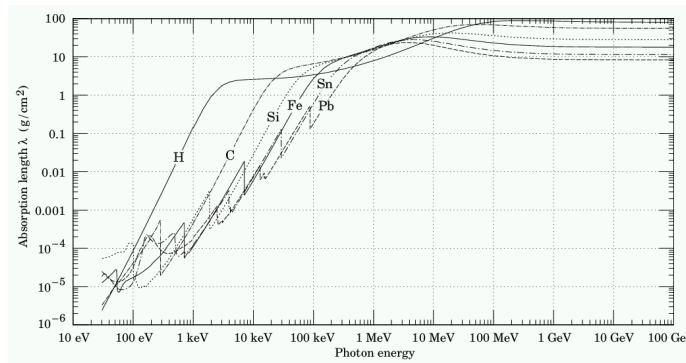
$$\sigma_{\phi} \propto \frac{Z^5}{(h\nu)^n} = \frac{Z^5}{E_{\gamma}^n}$$

avec $n \sim 3$ pour $h\nu < 0,5 \text{ MeV}$ et $n \sim 1$ pour $h\nu \sim 2 \text{ MeV}$

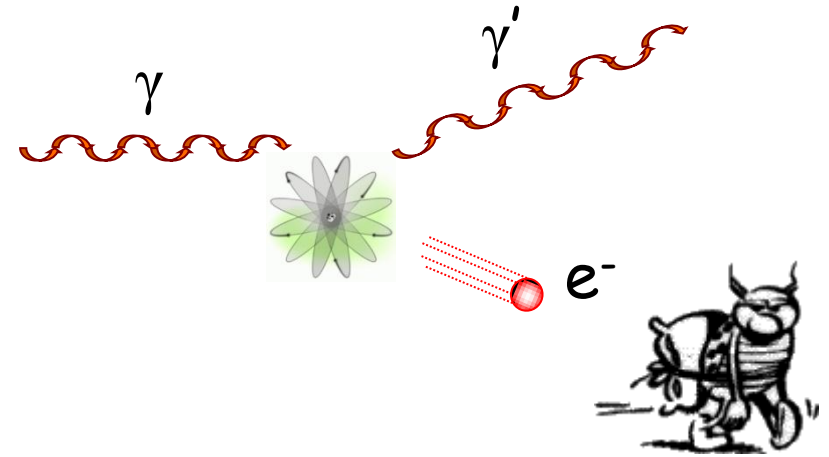
$\sigma \propto Z^5$: les milieux denses seront plus opaques aux photons.

L'effet photo-electrique est dominant aux basses énergies (qqs dizaines de keV)

Plus l'énergie du photon augmente plus il pourra arracher un électron des couches profondes.



Effet Compton



Énergie du photon diffusé :

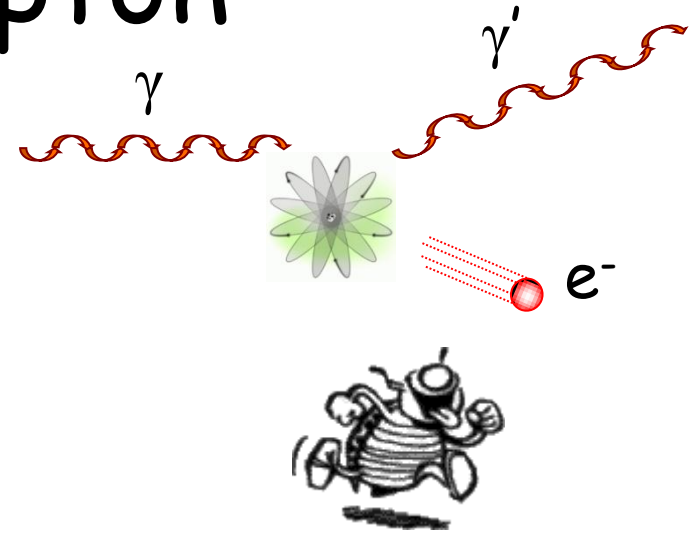
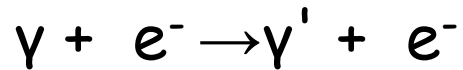
$$h\nu' = h\nu \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}$$

si $\theta=0 \rightarrow h\nu=h\nu'$;

si $\theta=\pi \rightarrow E_{\gamma'} = h\nu / (1 + 2h\nu / m_e c^2) = E_{\min}$

Remarque : La relation ne fait pas intervenir l'énergie de liaison des électrons. L'effet Compton est une diffusion sur des électrons quasi-libres (couches supérieures).

Effet Compton



Énergie de l'électron diffusé :

$$E_e = E_\gamma - E_{\gamma'} = h\nu - h\nu'$$

si $\theta=0 \rightarrow h\nu=h\nu' \rightarrow E_e=0$;

si $\theta=\pi \rightarrow E_{\gamma'} = E_{\min} \rightarrow E_e = E_{\max}$;

Puisque l'énergie emportée par le photon dans l'état final possède un minimum, on ne pourra pas reconstruire l'énergie du photon incident en une seule fois.

Effet Compton

Section efficace totale a basse énergie ($\gamma = hv/m_e c^2 \ll 1$) :

$$\sigma_c = \sigma_{Th} \left(1 - 2\gamma + \frac{26}{5}\gamma^2 + \theta(\gamma^3) \right) \propto \gamma^2 \quad \sigma_{Th} = \left(\frac{8\pi}{3} \right) r_e^2$$

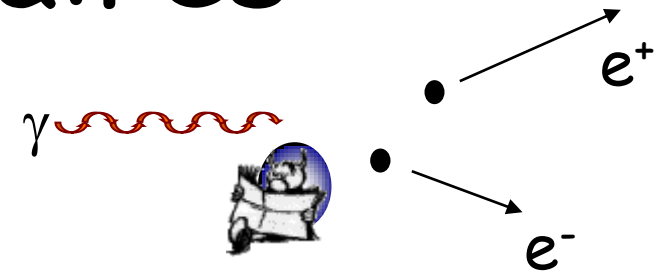
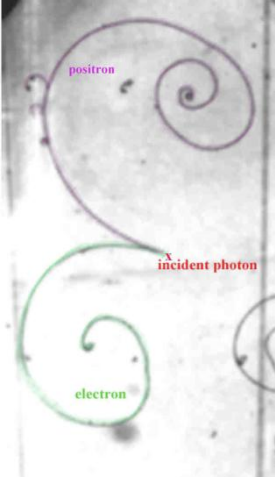
A haute énergie ($\gamma = hv/m_e c^2 \gg 1$) :

$$\sigma_c = \frac{3}{8} \sigma_{Th} \frac{1}{\gamma} \left(\ln 2\gamma + \frac{1}{2} \right) \propto \frac{1}{\gamma}$$

Il est dominant aux énergies intermédiaires (MeV)

La section efficace différentielle comporte une forte asymétrie.

Création de paires



Lorsque le photon possède une énergie suffisante il y a annihilation du photon et création d'une paire électron-positron :

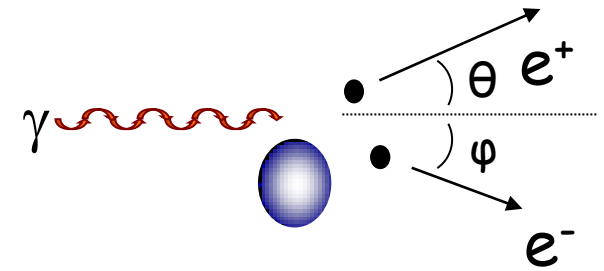


Cette réaction ne peut pas se produire en absence de matière spectatrice.

Il existe un seuil à la réaction (il faut produire de la matière) :

$$E_\gamma = 2 \frac{m_e^2}{M} + 2m_e \sim 2m_e = 1,022 \text{ MeV}$$

Création de paires



La section efficace de création de paire varie en Z^2 suivant que l'on considère l'effet d'écran des électrons du milieu négligeable ou au contraire total on aboutit respectivement à:

$$\sigma_{\pi} = \alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{28}{9} \ln \left(\frac{2h\nu}{m_e c^2} \right) - \frac{218}{27} \right) \propto Z^2 \ln(E_{\gamma})$$

A haute énergie :

$$\sigma_{\pi} = \alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{28}{9} \ln \left(183 Z^{1/3} \right) - \frac{2}{27} \right) \sim \text{constante en fct de } E$$

Il manquera $2 \times m_e$ dans la détection?

$$\begin{aligned} E_f &= E_{e^+} + E_{e^-} \\ &= E_{\gamma} - 2m_e = E_{\gamma} - 1,022 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Interaction des photons dans la matière

Atténuation : Un faisceau de photons est atténué en flux pas en énergie.

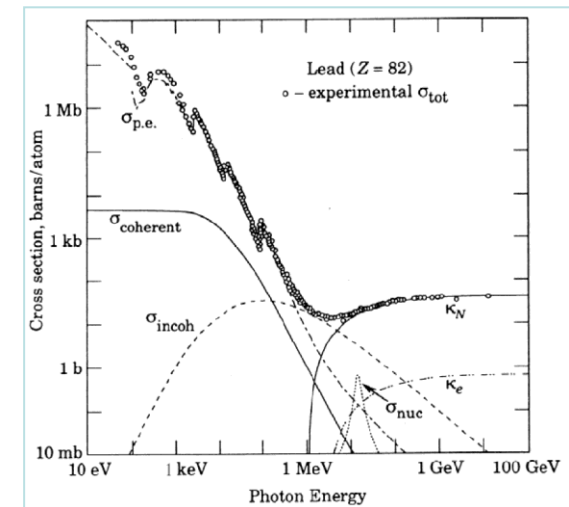
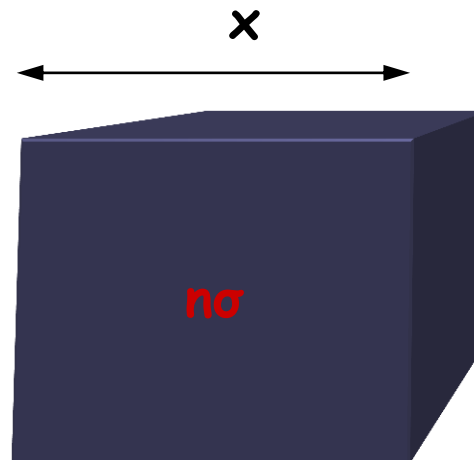
$$I(x) = I_0 e^{-\sigma n x} = I_0 e^{-\mu x}$$

Densité de centre diffuseurs :

$$n(\text{at} / \text{m}^3) = \frac{\rho(\text{g} / \text{m}^3)}{A(\text{g} / \text{mol})} N_a(\text{at} / \text{mol})$$

section efficace totale :

$$\sigma = \sigma_{\phi} + Z\sigma_c + \sigma_{\pi}$$



Interaction des photons dans la matière

Atténuation des photons

$$\mu_{pb} = 52.2 \text{ cm}^{-1}$$

$$\mu_{Al} = 0.765 \text{ cm}^{-1}$$

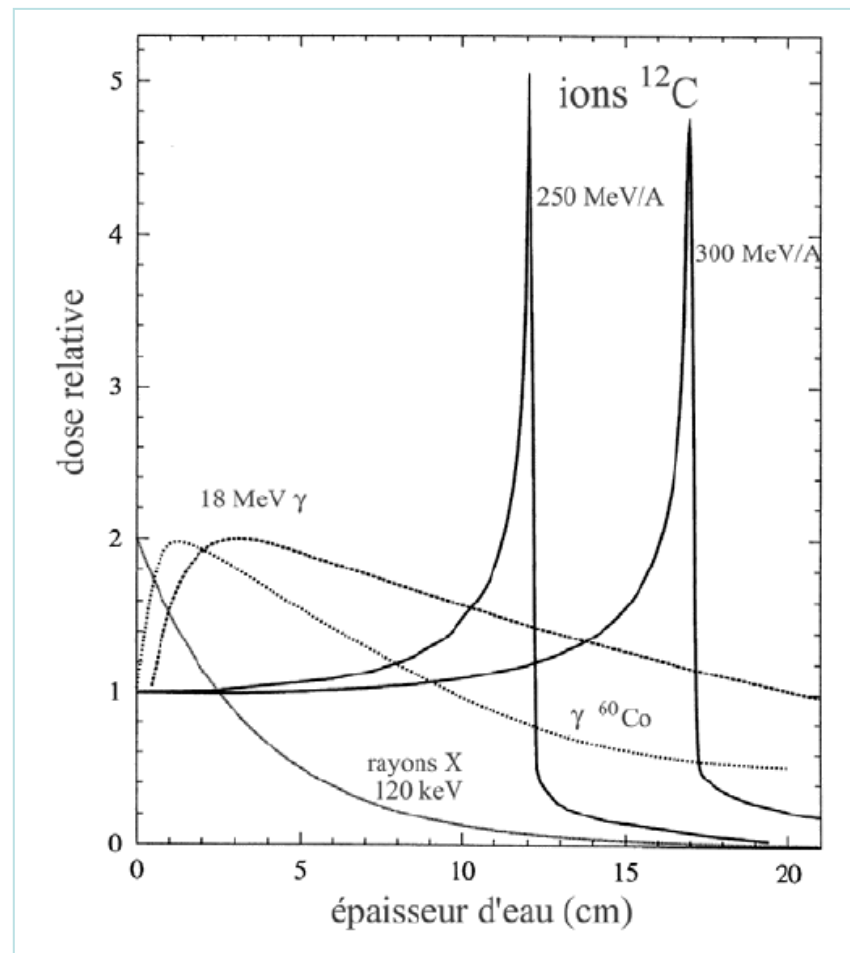
$$I(L_{pb}) = I_0 e^{-\mu_{pb} L_{pb}}$$

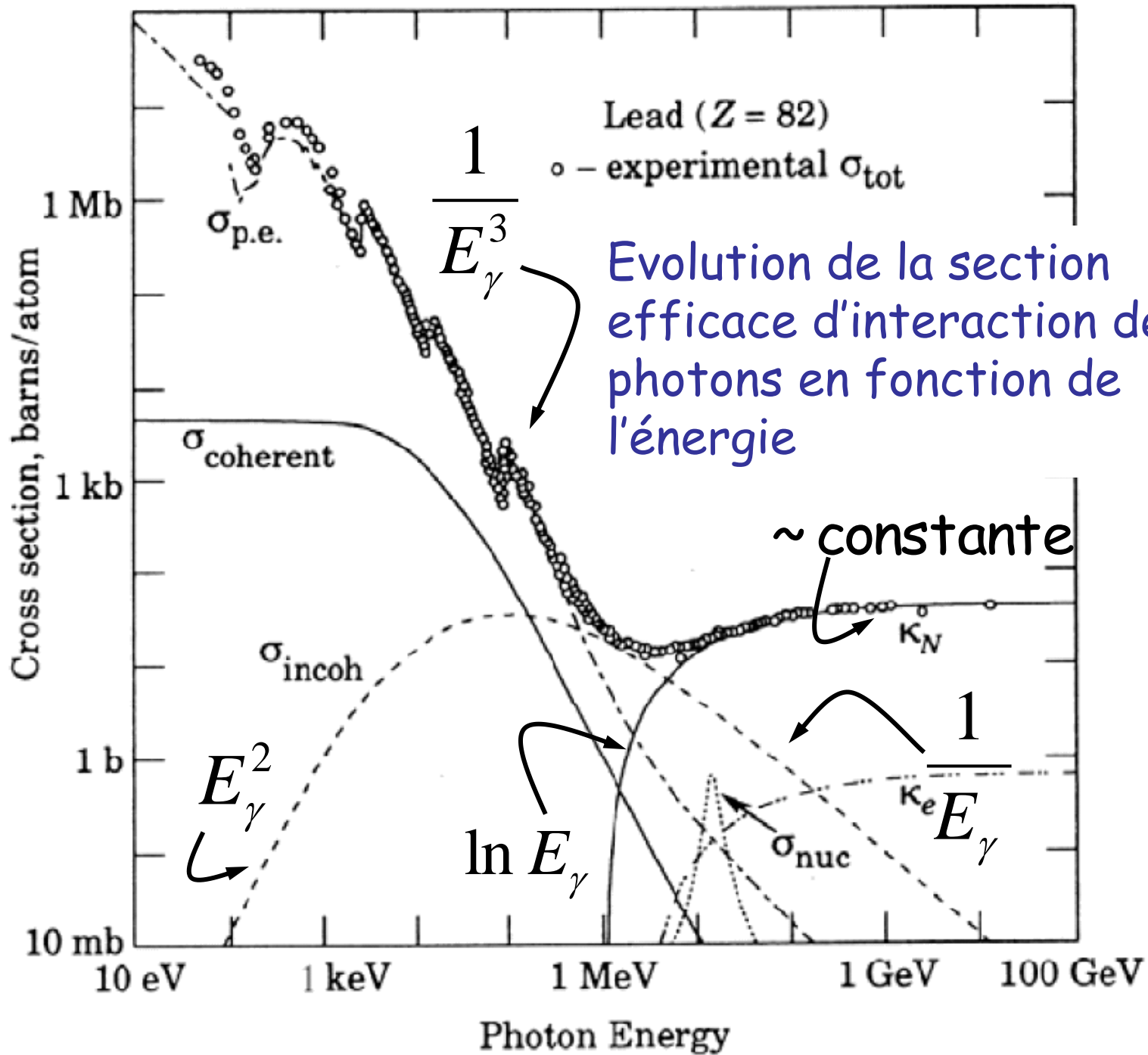
$$I(L_{Al}) = I_0 e^{-\mu_{Al} L_{Al}}$$

Pour une même atténuation

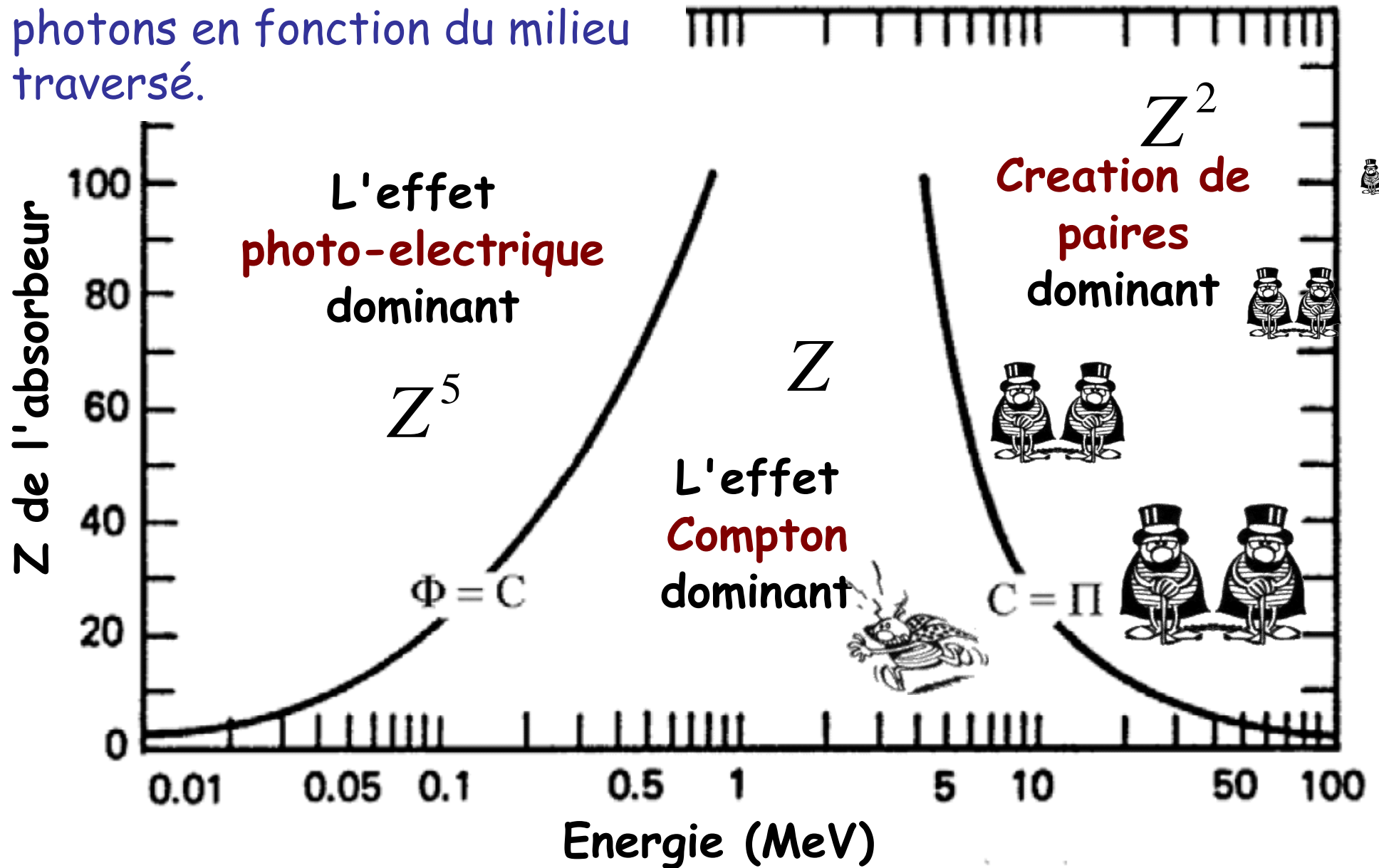
$$L_{AL} = L_{pb} \frac{\mu_{pb}}{\mu_{Al}}$$

Pour 5 mm de plomb il faudra 34 cm d'aluminium.





Evolution de la section efficace d'interaction des photons en fonction du milieu traversé.

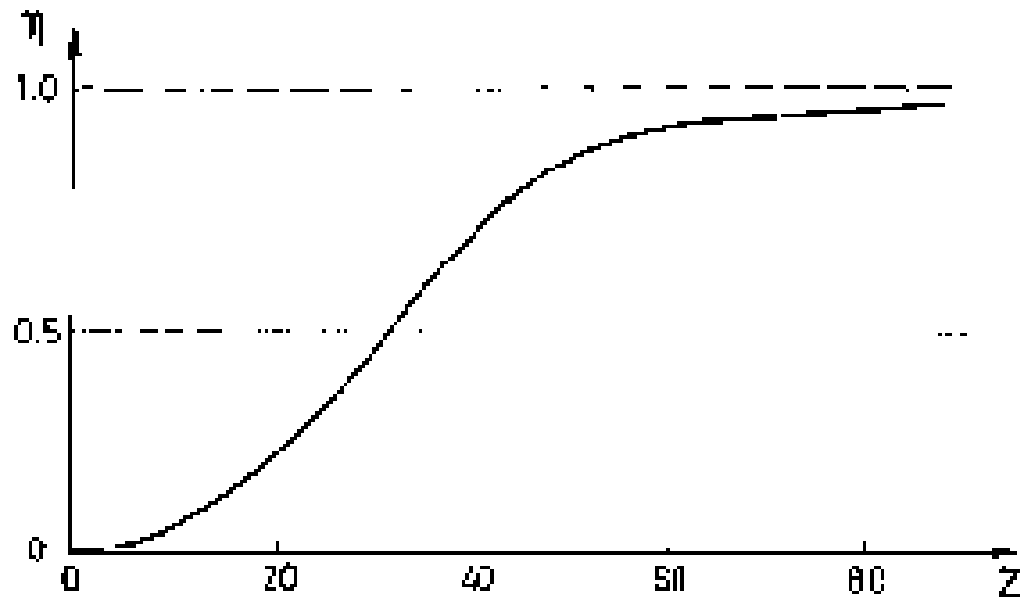


Que devient d'énergie perdue

Elle est contenue dans l'état excité de l'atome ionisé. Celui-ci se désexcitera selon deux processus :

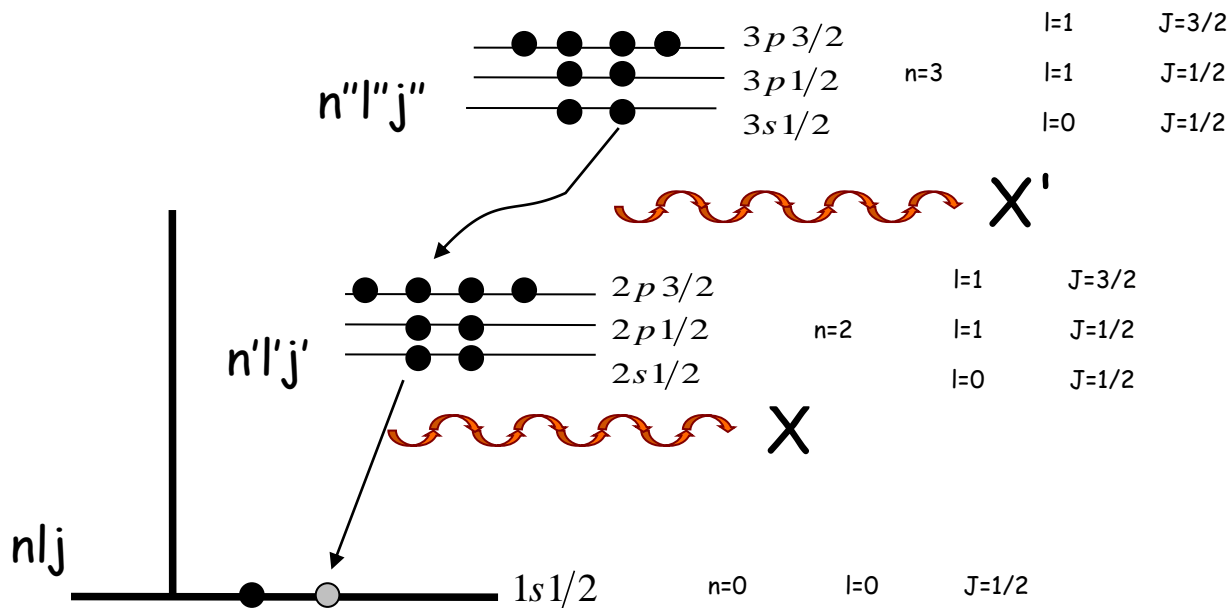
- La fluorescence X : réarrangement de l'atome avec émission d'un rayonnement X.
- L'émission d'électrons Auger : réarrangement de l'atome avec émission d'électrons.

$$\eta = \frac{\text{Auger}}{\text{Auger} + \text{Fluorescence}}$$



La fluorescence X

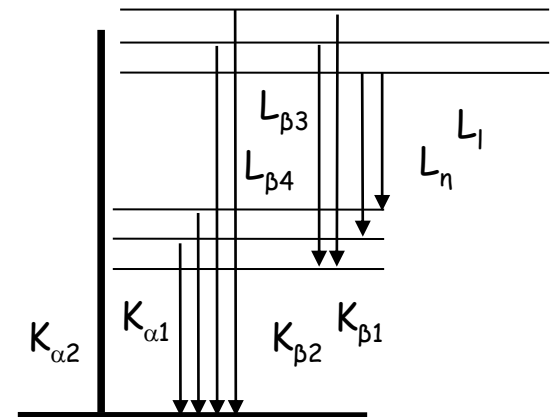
Un électron des couches supérieures prend la place qui a été libère. La variation de son énergie entraîne une émission X.



$$E_x = E_{n'l'j'} - E_{nlj}$$

$$E_{x'} = E_{n''l''j''} - E_{n'l'j'}$$

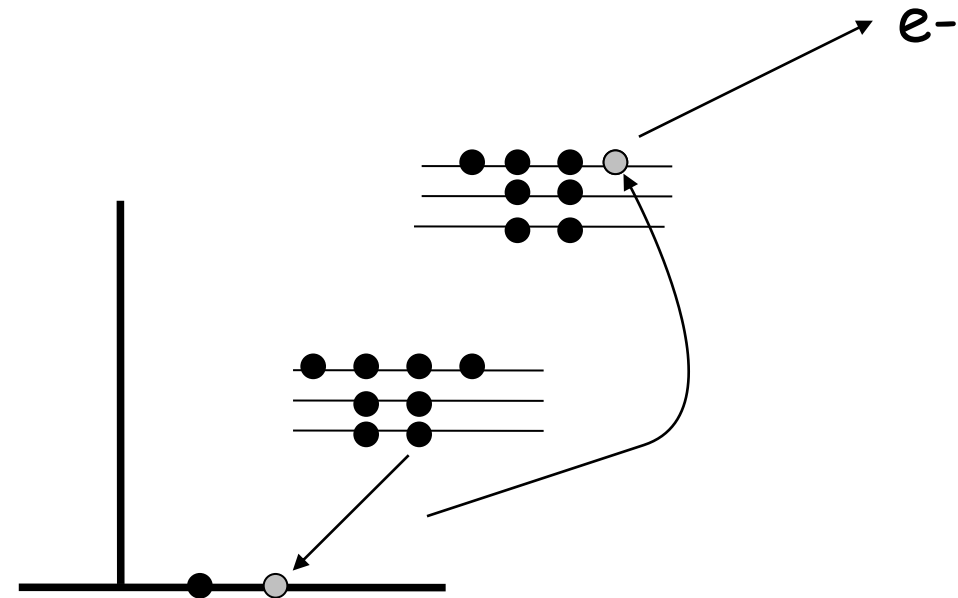
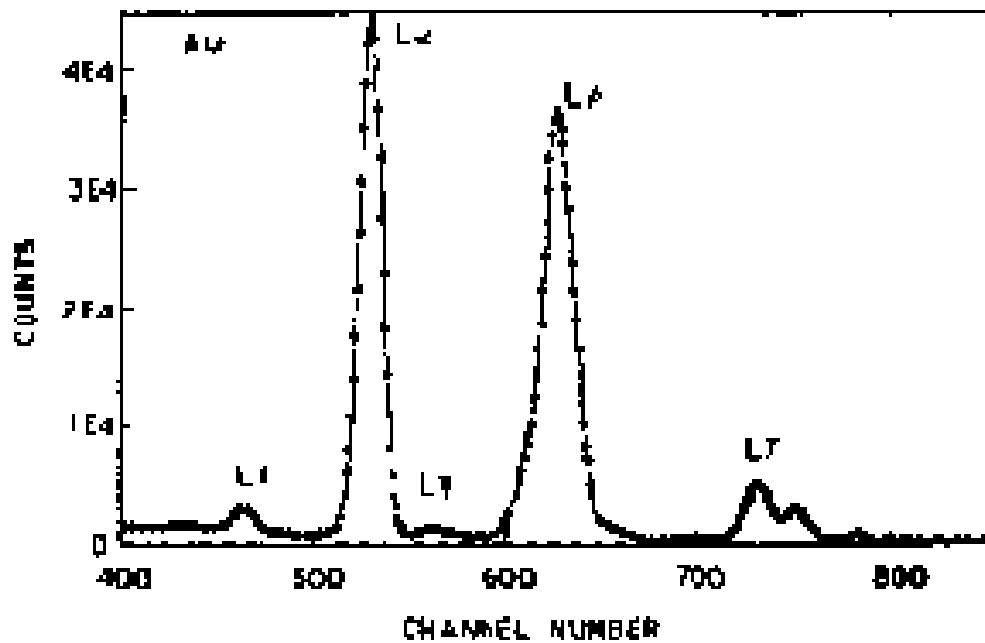
règles de sélection : $\Delta l = \pm 1$; $\Delta j = 0, \pm 1$; $\Delta n \text{ qcq}$



L'émission Auger

b : énergie de liaison de l'électron émis

$$E_e = (E_{n'l'j'} - E_{nlj}) - b$$



l'effet Auger correspond en général à l'émission de plusieurs électrons

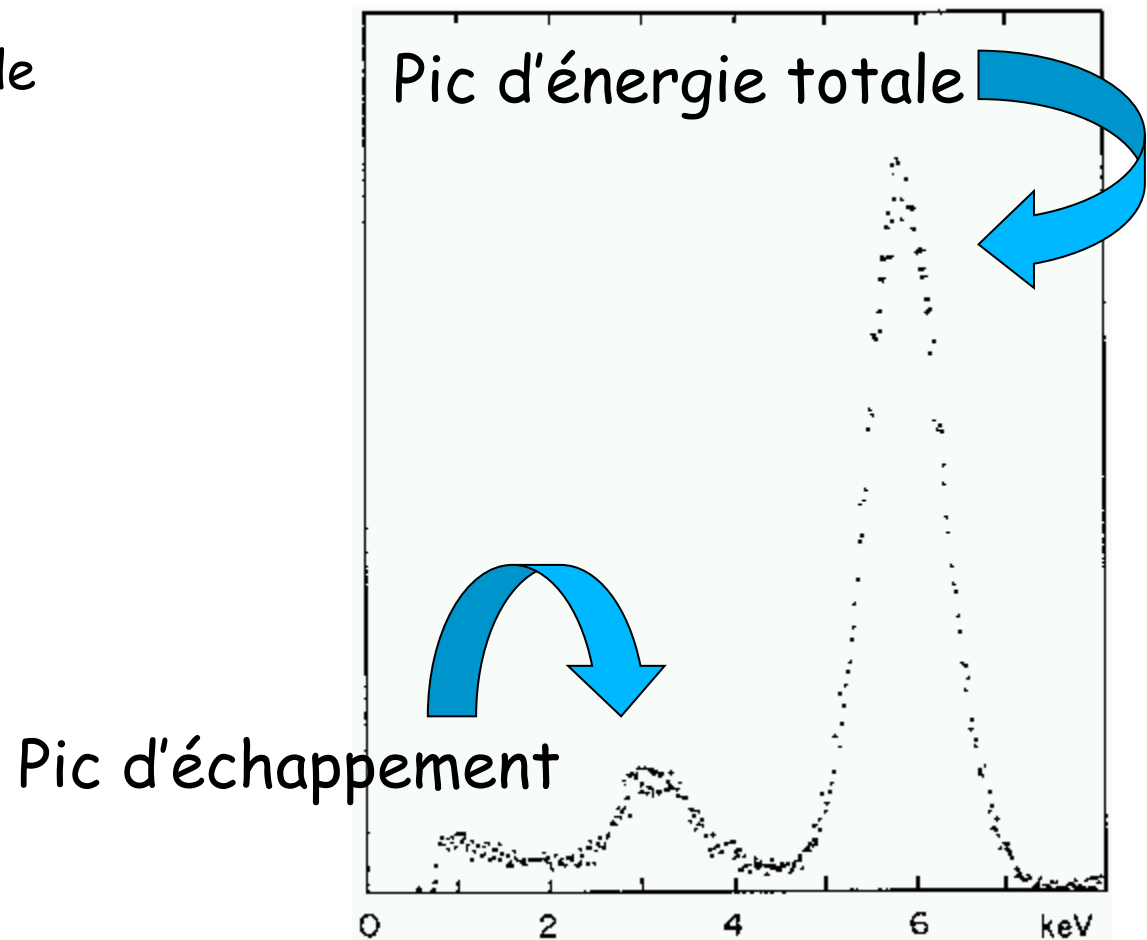
Exemple 1

Réponse au rayonnement X du Fer (5.9keV) par une chambre à gaz en mode proportionnel à l'Argon.

L'énergie de liaison des électrons de la couche K est de 3 205.9 eV.

Le pic d'échappement correspond à la perte du photon de fluorescence :

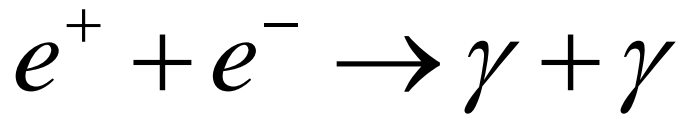
$$E = 5.9 - 3.2 \sim 2.7 \text{ keV.}$$



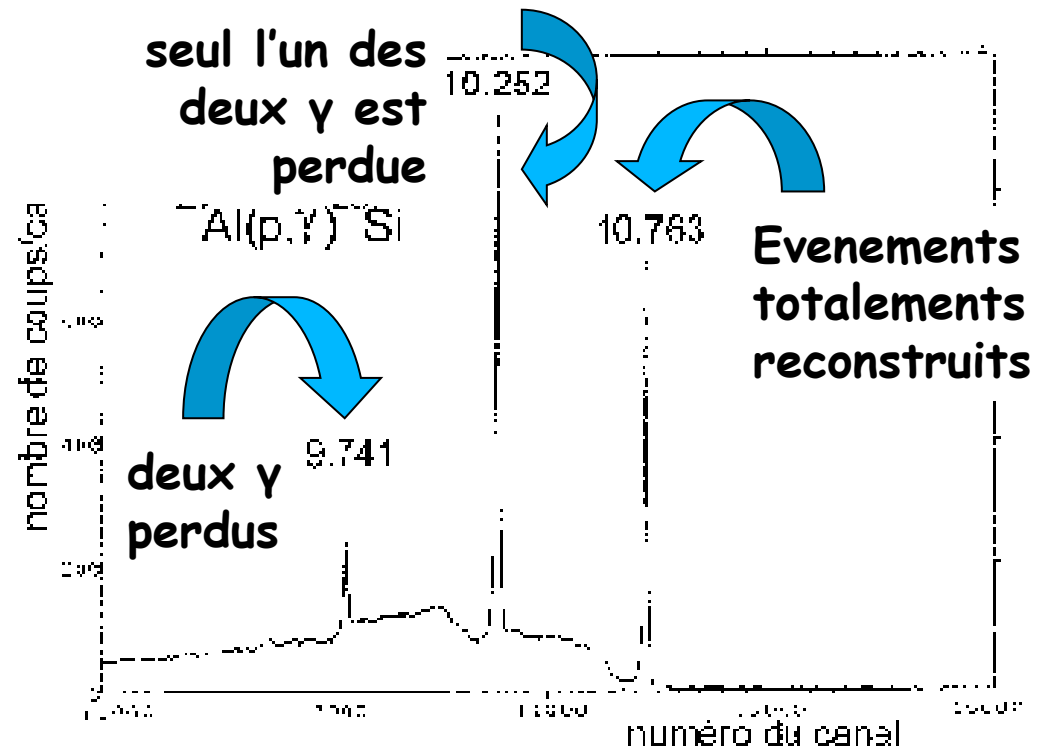
Exemple 2

Réponse à un rayonnement γ de 10.763 MeV, issus du bombardement de noyaux d'Aluminium par des protons, par un détecteur au germanium \rightarrow production de paires dominant.

Le positon produit devra se thermaliser avant de se désintégrer.



On récupère ainsi l'énergie de masse de 2 électrons.



Interaction des neutrons avec la matière

Photons

- Effet photoélectrique
- Effet Compton
- Création de paires

Les charges

- Excitation
- Ionisation
- Bremsstrahlung
- Synchrotron (e^\pm , μ^\pm)
- Cherenkov
- Radiation de transition

Neutrons

- Diffusion élastique
- Absorption

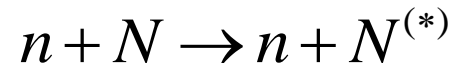
Neutrinos

- Interaction faible

Interaction des neutrons avec la matière

Les neutrons, dénués de charge électrique, ne sont pas sensibles à l'interaction électromagnétique. Ils peuvent donc traverser une quantité importante de matière sans interagir. Les types d'interaction sont les suivants :

- ✓ La diffusion élastique (si la cible reste dans son état fondamental) ou inélastique :



- ✓ La capture radiative :

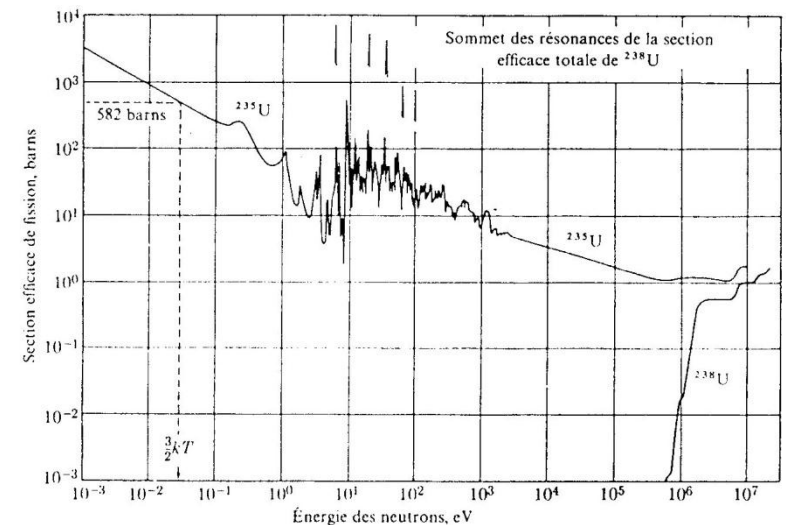


- ✓ La fission :



La capture et la fission sont prépondérantes à basse énergie.

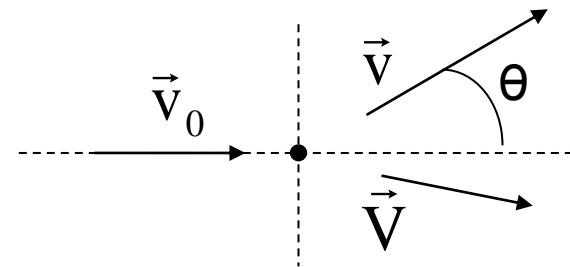
Au dessus du MeV la diffusion domine.



Interaction des neutrons avec la matière

Pour des énergies de neutron inférieures à 10 MeV, un traitement non relativiste des collisions peut être effectuée.

$$m\vec{v}_0 = m\vec{v} + M\vec{V}$$



Perte d'énergie dans une diffusion :

perte moyenne :

$$\langle \Delta E \rangle = \frac{E_0}{2} (1 - \alpha) \text{ avec } \alpha = \left(\frac{1 - A}{1 + A} \right)^2$$

transfert maximal et minimal d'énergie :

$$|\Delta E| = \frac{E_0}{2} (1 - \alpha) |\cos \theta_{CM} - 1| \Rightarrow \begin{cases} \Delta E_{\max} = E_0 |1 - \alpha| \\ \Delta E_{\min} = 0 \end{cases}$$

Pour une cible légère ($A=1$) : $\alpha = 0$

$$\langle \Delta E \rangle = \frac{E_0}{2} \quad \Delta E_{\max} = E_0$$

Pour une cible lourde ($A \gg 1$) : $\alpha \sim 1 - O(1/A)$

$$\langle \Delta E \rangle = 0 \quad \Delta E_{\max} \rightarrow 0$$

Interaction des neutrons avec la matière

Thermalisation des neutrons : Après n chocs successifs, l'énergie du neutron est donnée par la relation :

$$\langle E_n \rangle = \frac{E_0}{2^n} (1 + \alpha)^n \Rightarrow n = \frac{1}{\ln((1 + \alpha)/2)} \ln\left(\frac{\langle E_n \rangle}{E_0}\right)$$

Pour de l'hydrogène le ralentissement d'un neutron de 2 MeV jusqu'à 1/40 eV nécessite environ 26 chocs alors qu'il faudra 120 chocs dans le graphite ($A=12$).

La diffusion des neutrons dans le laboratoire sera répartie dans les directions avant et arrière pour des valeurs de A grandes et essentiellement vers l'avant pour A petit.

$$\langle \cos\theta \rangle = \frac{2}{3A}$$

Interaction des neutrons avec la matière

Après ralentissement par chocs élastiques les neutrons thermiques sont capturés par des noyaux. Les réactions de capture de neutrons thermiques les plus significatives sont :

capture	σ (barns)	Q (MeV)
${}^1\text{H} + n \rightarrow {}^2\text{H} + \gamma$	0,33	2,22
${}^3\text{He} + n \rightarrow {}^3\text{H} + p$	5 330	0,765
${}^6\text{Li} + n \rightarrow {}^3\text{H} + \alpha$	940	4,782
${}^{10}\text{B} + n \rightarrow {}^7\text{Li} + \alpha$ (6%)	3 840	2,792
$\rightarrow {}^7\text{Li}^* + \alpha$ (94%)		2,310
${}^{113}\text{Cd} + n \rightarrow {}^{114}\text{Cd} + \gamma$	21 000	9,043
${}^{157}\text{Gd} + n \rightarrow {}^{158}\text{Gd} + \gamma$	242 000	7,9
${}^{235}\text{U} + n \rightarrow$ fission	582	200
${}^{135}\text{Xe} + n \rightarrow {}^{136}\text{Xe}$	3 000 000	-
${}^{149}\text{Sm} + n \rightarrow {}^{150}\text{Sm}$	50 000	-

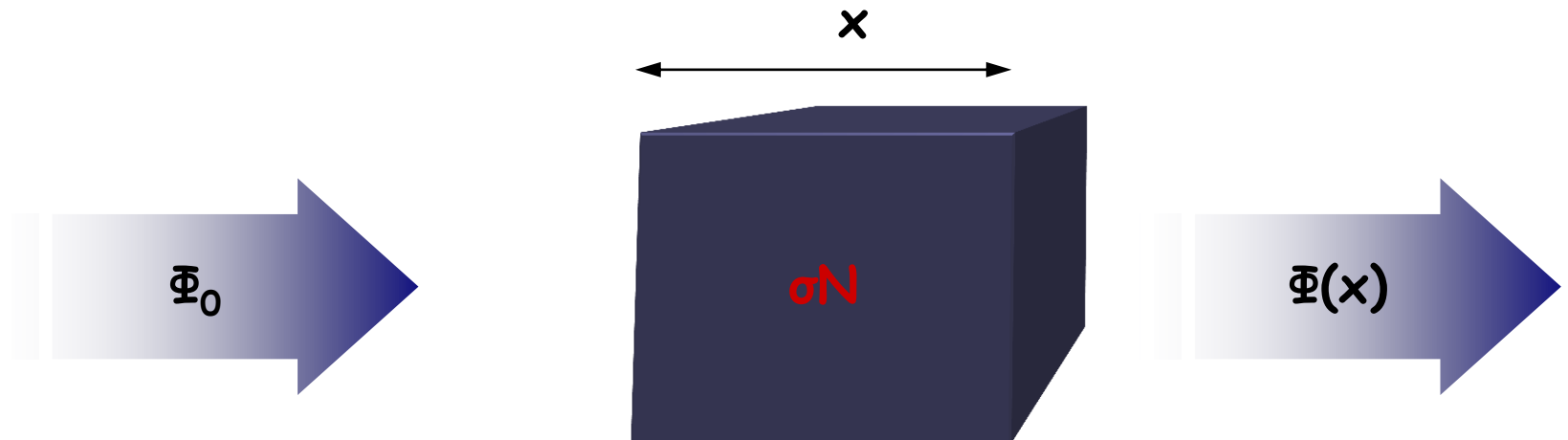
Interaction des neutrons avec la matière

Atténuation. De façon analogue aux photons :

$$\sigma = \sigma_d + \sigma_c + \sigma_f$$

$-d\Phi = \Phi n \sigma dx$ avec n =nombre de cible par unité de volume

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-\sigma n x}$$



Les neutrinos

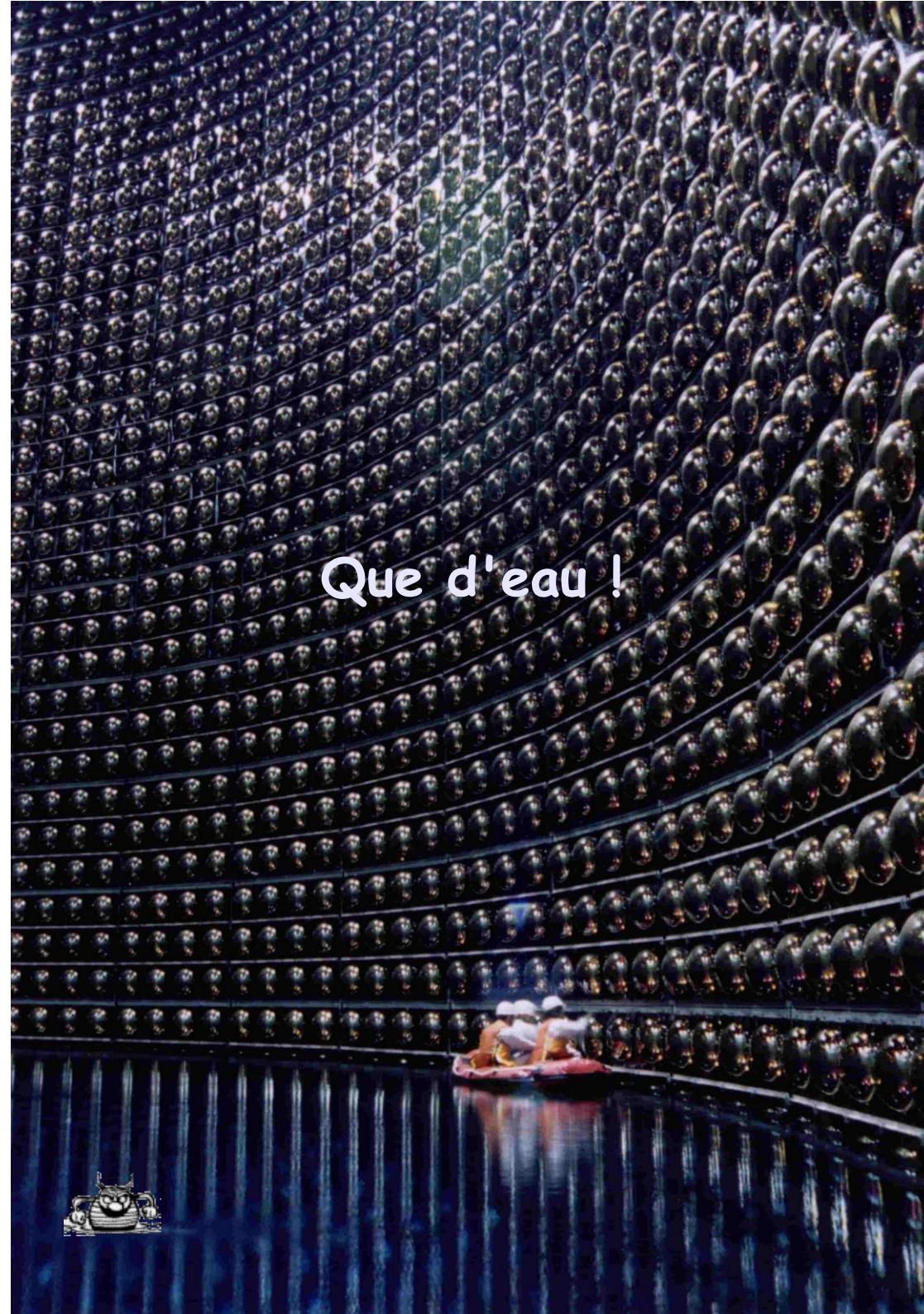
section efficace :

$$\sigma \approx 10^{-38} \text{ cm}^{-2} = 10^{-11} \text{ mbarns}$$

400 000 milliards de ν
solaires par seconde.

Fréjus : (1 000 tonnes)
détecte ~ 1 neutrino
atmosphérique par semaine.

→ détecteurs le plus massif
possible, enterrés (pour
limiter le bruit de fond).

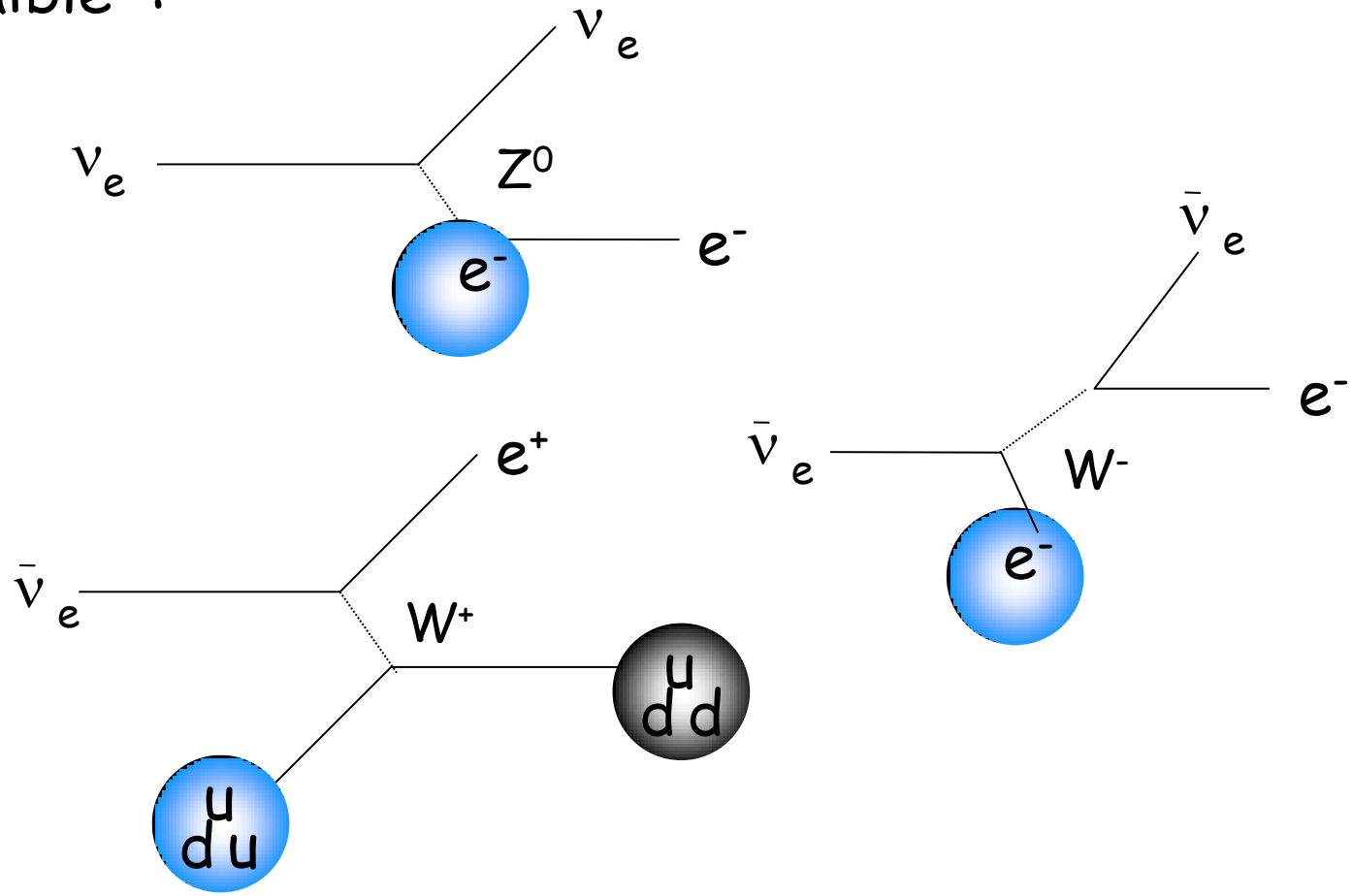


Que d'eau !



Interaction des neutrinos avec la matière

Interaction faible :



Les neutrinos

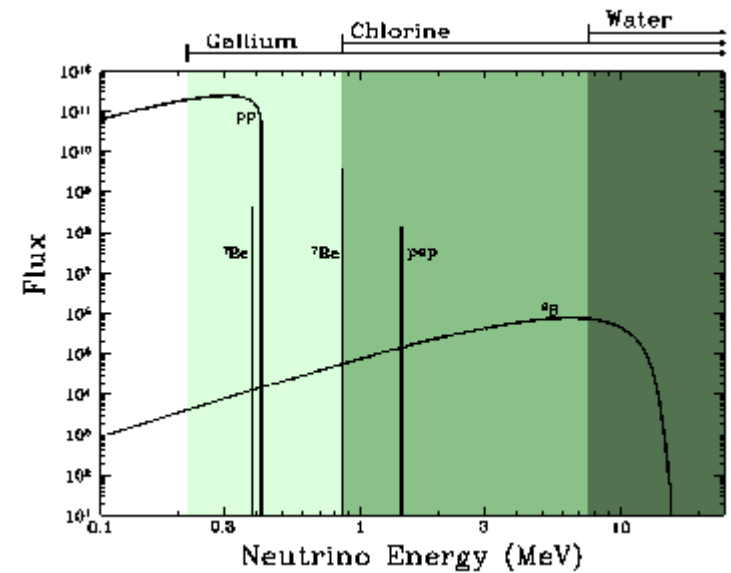
$\sim 10^{-3}$ eV : produits 10^{-2} secondes après le big-bang (reste $\sim 100/\text{cm}^3$).
jamais vus car pas assez d'énergie pour : $\nu + p \rightarrow n + e^+$

keV \rightarrow MeV : domaine de la physique nucléaire.
réactions dans le soleil (< 20 MeV)
désintégration de noyau (centrales)
 ~ 4 MeV

détection :
capture électronique.
Effet Cherenkov après conversion

$> \text{GeV}$: désintégrations de particules de hautes énergie
(pions)

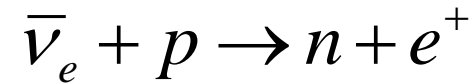
Accélérateurs ($< 30 \text{ GeV}$)
rayons cosmiques.



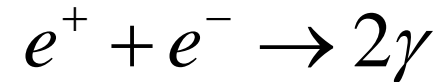
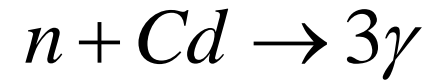
Exemples

Exemple de détection (Reines et Cowan) :

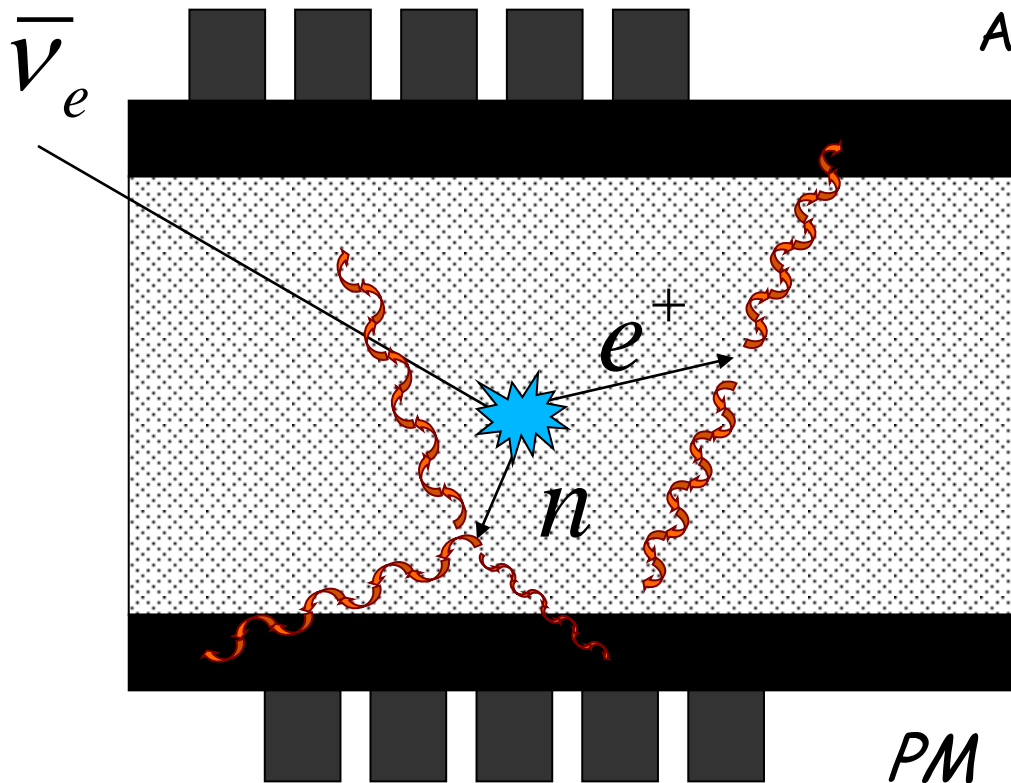
Capture radiative des neutrons par le Cadmium (émission retardée des γ de $\sim 15 \mu\text{s}$).



Annihilation des positons dans le milieu.

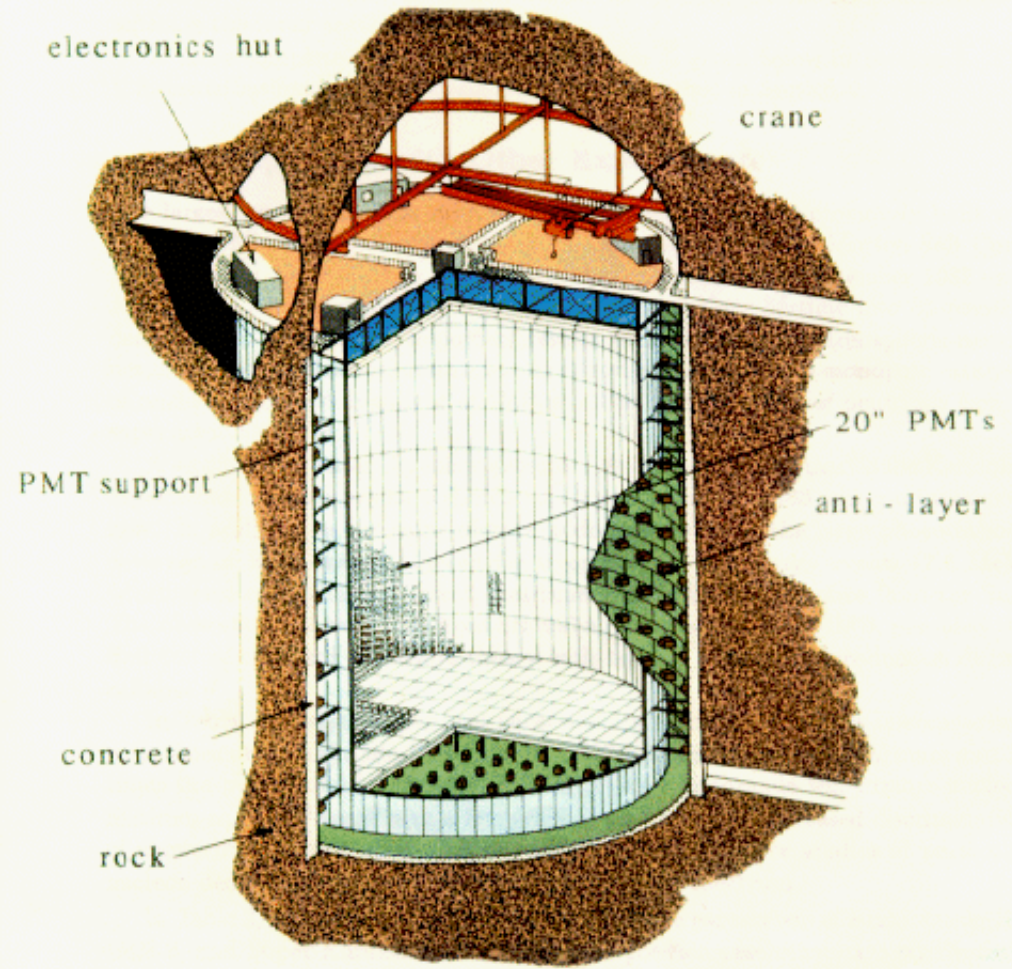


Cible : 400 l d'eau+Chlorure de cadmium



50,000 ton Water Cherenkov Detector

11,200 20" PMTs



Super-Kamiokande

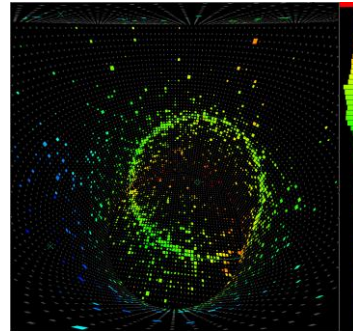
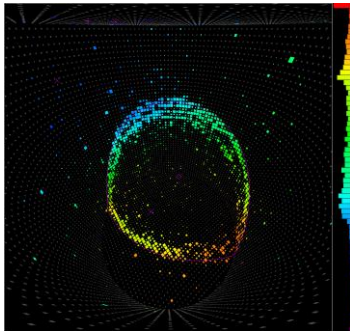
50 000 tonnes d'eau.

39.3 m Φ - 41.4m de hauteur

11 146 PM

1km sous terre : réduction du
nombre de rayons cosmique
 $1/10^5 \rightarrow 1.88$ Hz

eau = cible+détecteur.

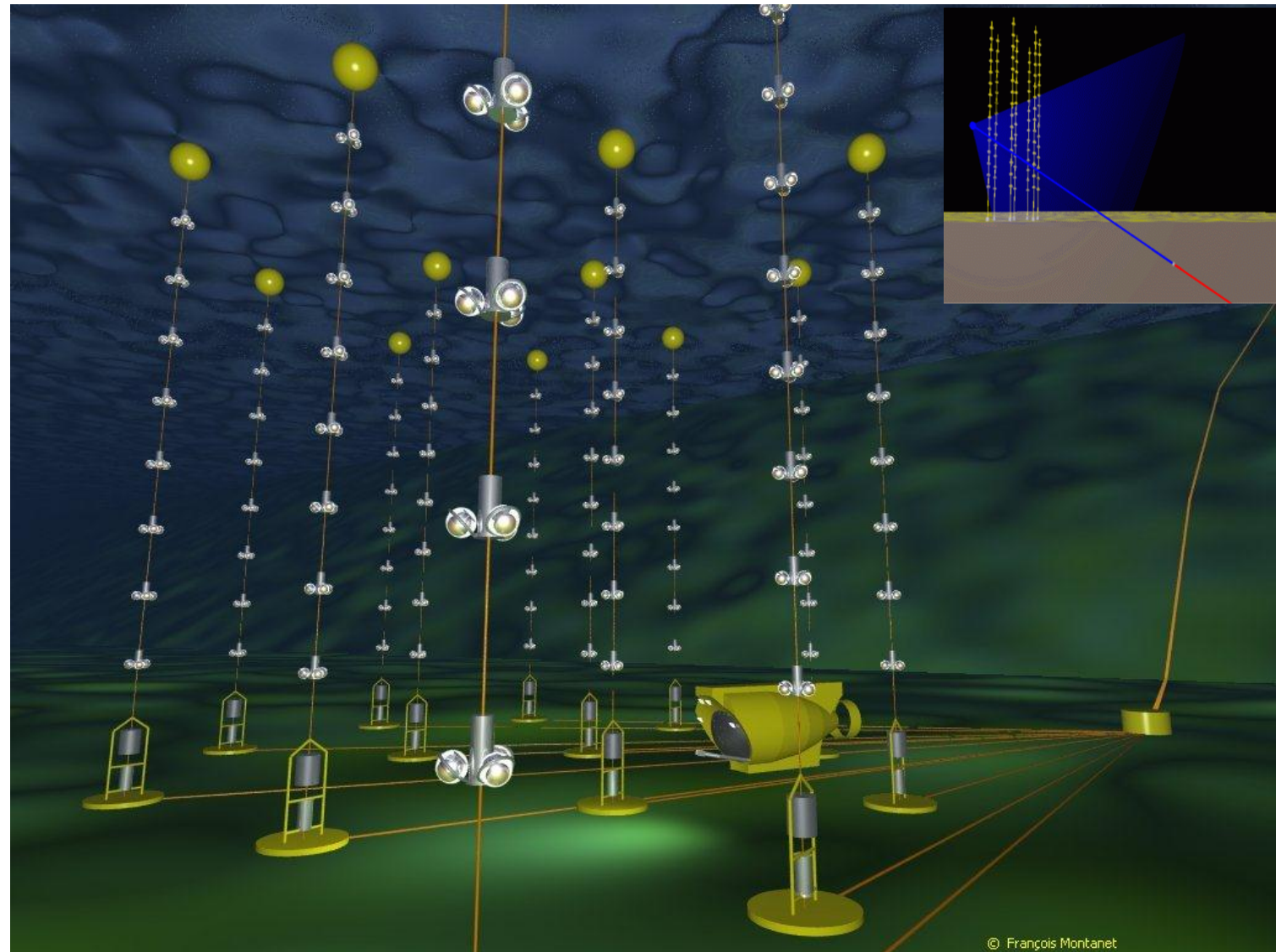
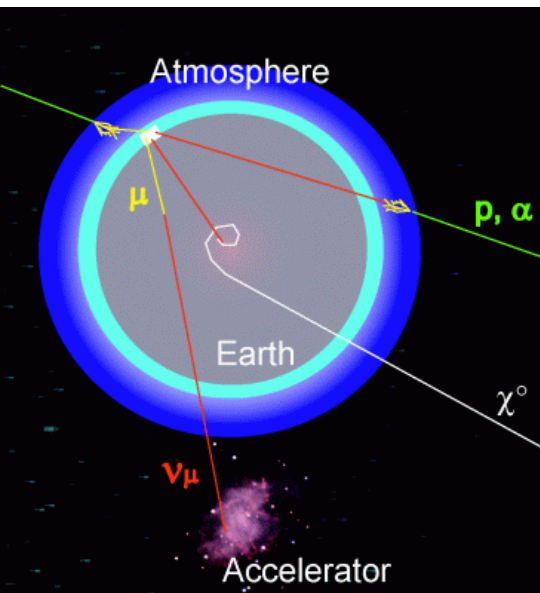


ANTARES :

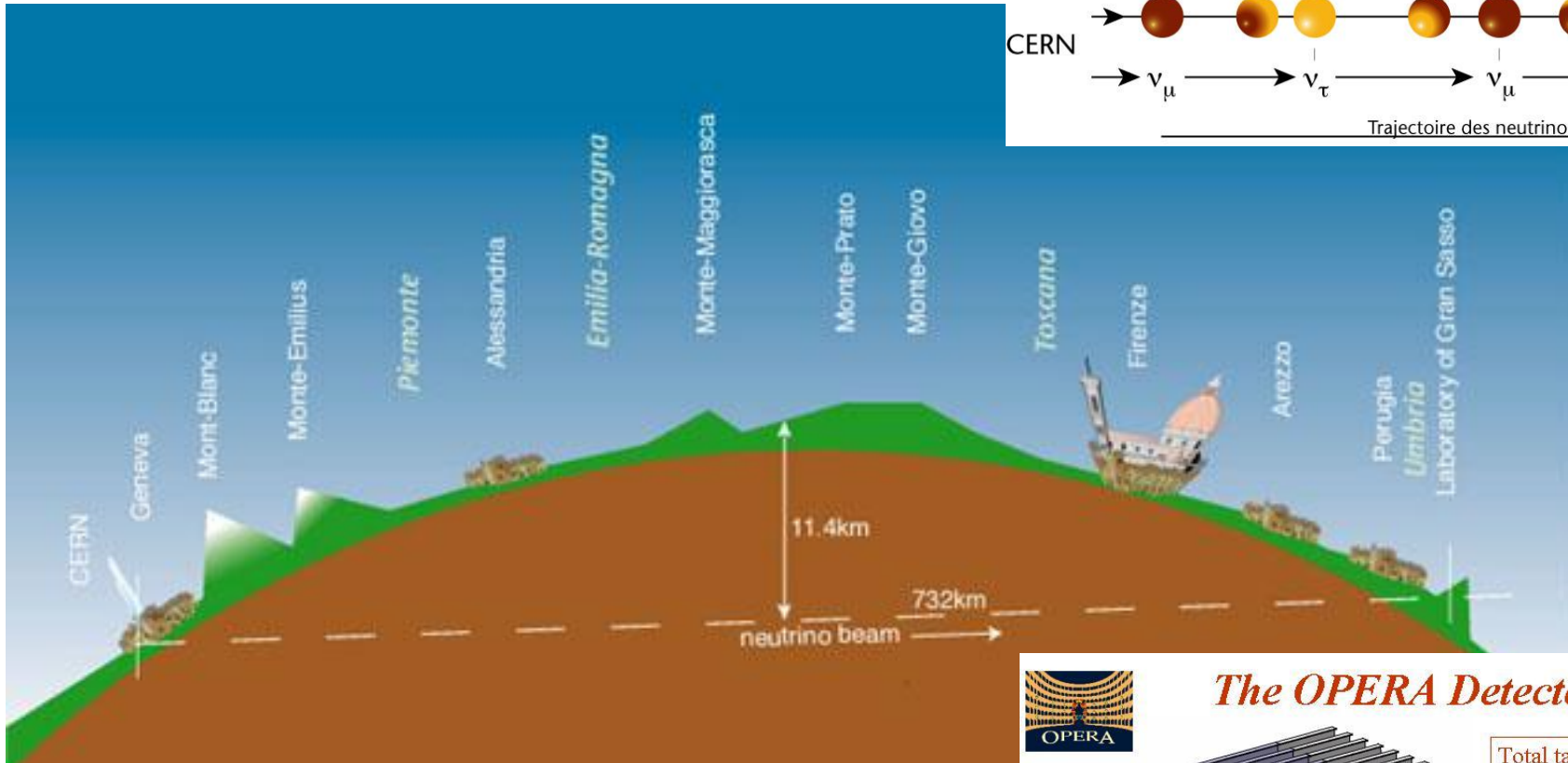
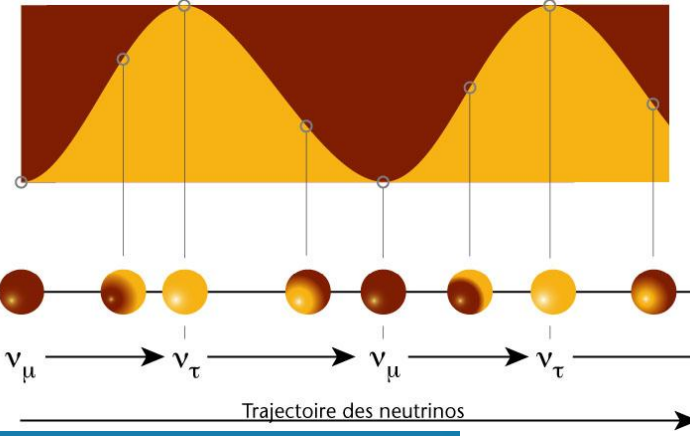
10 lignes de 450 m

~1 000 modules de 3 PM

~0.1 km²

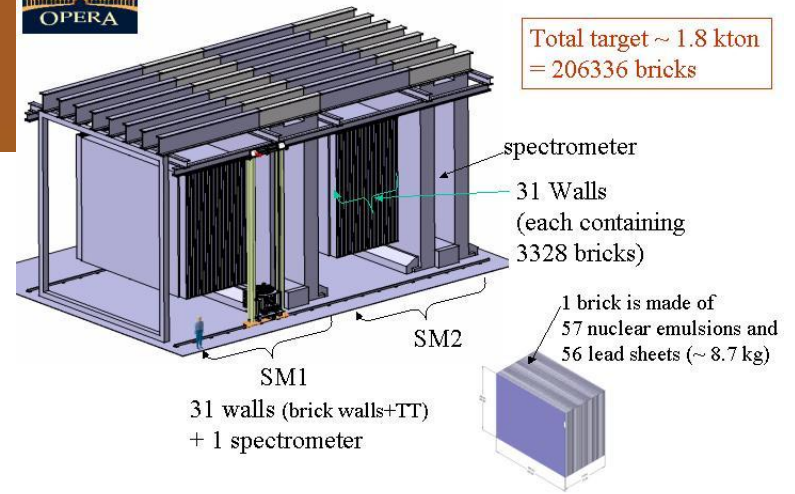


OPERA



The OPERA Detector

Total target ~ 1.8 kton
= 206336 bricks



OPERA

Le neutrino interagit dans le plomb (briques).

Un neutrino tau donnera naissance a un tau qui se désintégrera en formant un coude (neutrinos secondaires).

Reconstruction de ce coude dans les émulsions.

La mise en évidence du tau prouvera l'oscillation (faisceau initial ν_μ)

