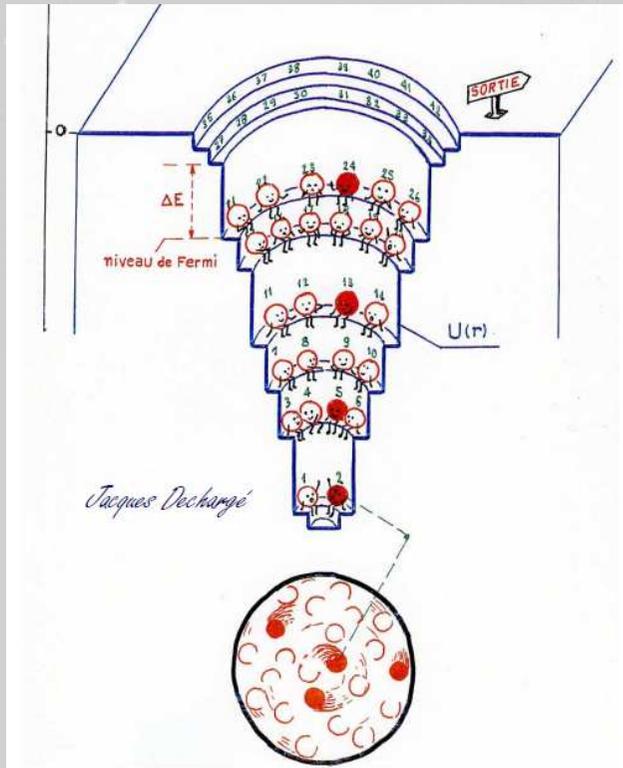


Mesure du rayonnement α

La spectrométrie α

Licence Métrologie Chimique et Nucléaire



Structure du noyau

The background of the slide is a dark, stylized periodic table of elements. The elements are represented by their chemical symbols in various colors and sizes, scattered across the frame. In the center, the CEA logo is prominently displayed, consisting of the letters 'cea' in a white, lowercase, sans-serif font, flanked by two horizontal white lines. Below the logo, the text 'energie atomique • energies alternatives' is written in a smaller, white, lowercase font. Further down, the text 'Direction des sciences de la matière' is written in a larger, white, lowercase font, followed by 'présente' in a smaller, white, lowercase font. The overall aesthetic is scientific and modern.

cea
energie atomique • energies alternatives

Direction
des sciences de la matière

présente

Nom	Symbole	Analogie	Valeurs
Nombre quantique principal	$N = 2(n - 1) + l$	niveau d'énergie	0, 1, 2, 3, ...
Nombre quantique azimutal	l	moment angulaire orbital	0, 2, ..., n (pair) 1, 3, ..., n (impair)
Nombre quantique magnétique	m_l	projection de l sur axe	$-l, \dots, 0, \dots, l$
Nombre quantique magnétique de spin	m_s	projection moment angulaire intrinsèque (spin)	$-\frac{1}{2}$ ou $+\frac{1}{2}$

Parité	+	-	+	-	+	-	+	-
l	0	1	2	3	4	5	6	7
	s	p	d	f	g	h	i	j

Notation des spectroscopistes reprises pour les noyaux :

s = sharp (« simple »)

p = principal

d = diffuse

f = fine (ou « fundamental »)

g, h, \dots = par ordre alphabétique ensuite

Pour les noyaux, les nombres quantiques judicieux sont n (nombre quantique radial), l et la *parité* au lieu de l , m_l et m_s pour les électrons.

Oscillateur harmonique isotrope à 3 dimensions

La détermination du potentiel et des quanta d'énergie pour un puits de potentiel contenant des nucléons permet de connaître l'énergie de chaque niveau :

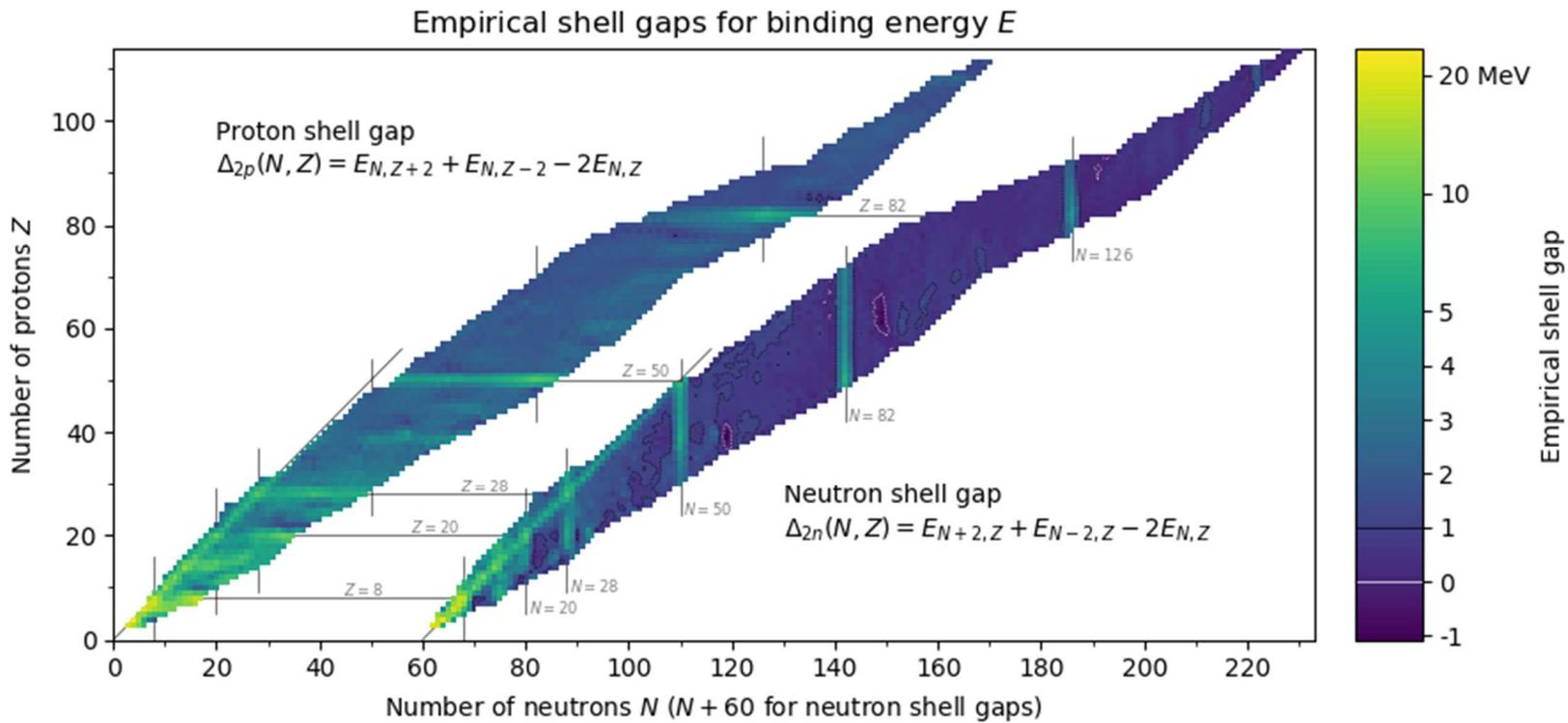
$$E = \hbar\omega_0 \left(N + \frac{3}{2} \right) = \hbar\omega_0 \left(2(n - 1) + l + \frac{3}{2} \right)$$

Remarque : $N = 2(n - 1) + l$ admet plusieurs solutions pour n et l donnés (dégénérescence). Le degré de dégénérescence est dans tous les cas (l pair ou impair) égal à $g = \frac{(N+1)(N+2)}{2}$.

En tenant compte du spin ($g = 2$; $s = \pm \frac{1}{2}$), il y a donc $g_T = (N + 1)(N + 2)$ degrés de dégénérescence.

Etat N	N, n, l	couche	g_T	N_T
4^+	4,3,0	3s	30	70
	4,2,2	2d		
	4,1,4	1g		
3^-	3,2,1	2p	20	40
	3,1,3	1f		
2^+	2,2,0	2s	12	20
	2,1,2	1d		
1^-	1,1,1	1p	6	8
0^+	0,1,0	1s	2	2

Expérimentalement, il a été observé que pour un certain nombre de protons et un certain nombre de neutrons, les noyaux résultants étaient particulièrement stables.



Etat N	N, n, l	couche	g_T	N_T
4 ⁺	4,3,0	3s	30	70
	4,2,2	2d		
	4,1,4	1g		
3 ⁻	3,2,1	2p	20	40
	3,1,3	1f		
2 ⁺	2,2,0	2s	12	20
	2,1,2	1d		
1 ⁻	1,1,1	1p	6	8
0 ⁺	0,1,0	1s	2	2

Modèle en couche avec interaction spin-orbite – nécessaire pour reproduire les nombres magiques observés (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 184, ...) [G. Mayer 1948]

C'est un modèle à particules indépendantes, qui vérifie le principe de Pauli : chaque nucléon « se déplace sur une orbite » **indépendamment** des autres nucléons.

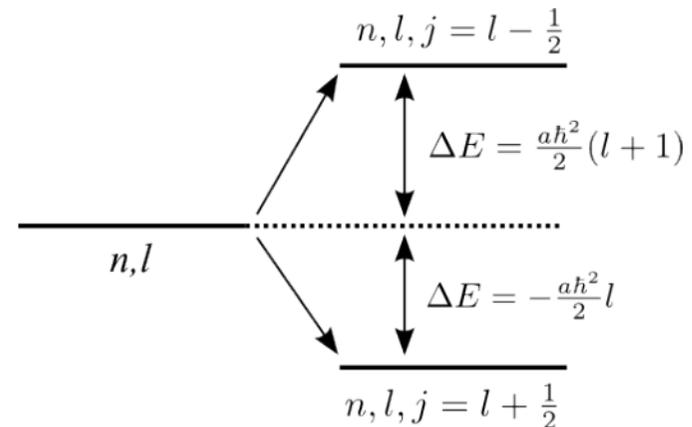
Indépendamment : Chaque nucléon baigne dans un potentiel moyen de forme simple qui simule l'attraction moyenne qu'il ressent de la part de tous les autres.

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$$

Les énergies propres sont : $E_n = \hbar\omega_0 \left(N + \frac{1}{2} \right)$

Valeurs de j : $j = l \pm \frac{1}{2}$

Il y a $(2j + 1)$ projections de \vec{j} possibles.

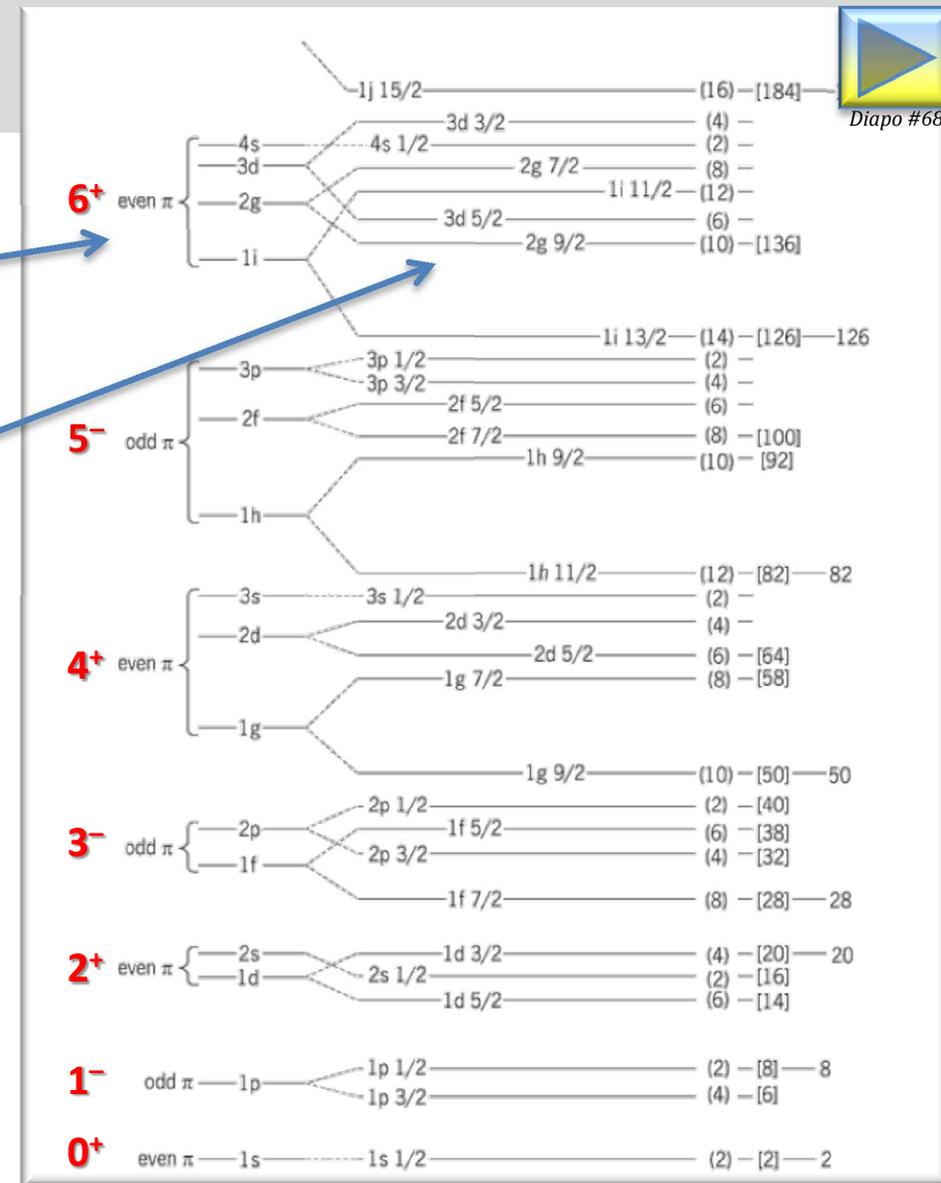


Le niveau de j le plus élevé se trouve abaissé et ce d'autant plus que l est grand.

1^{ère} levée de dégénérescence
(ex. 4 couches pour N = 6)

2^{nde} levée de dégénérescence
due au couplage spin-orbite
(ex. 7 sous-couches)

**on retrouve tous les nombres magiques,
voire une extension au-delà du tableau
périodique pour Z et/ou N = 184 !**



Diapo #68

Nombre de nucléon par couche = $4l + 2$

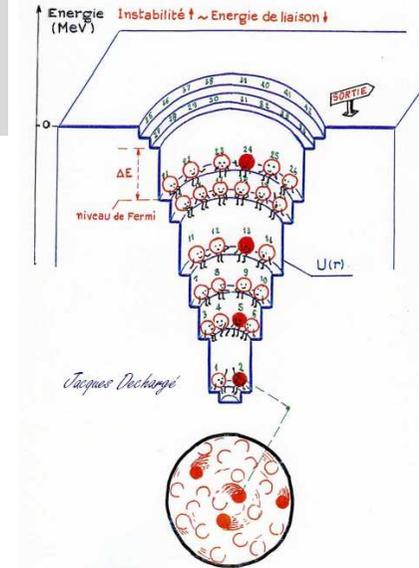
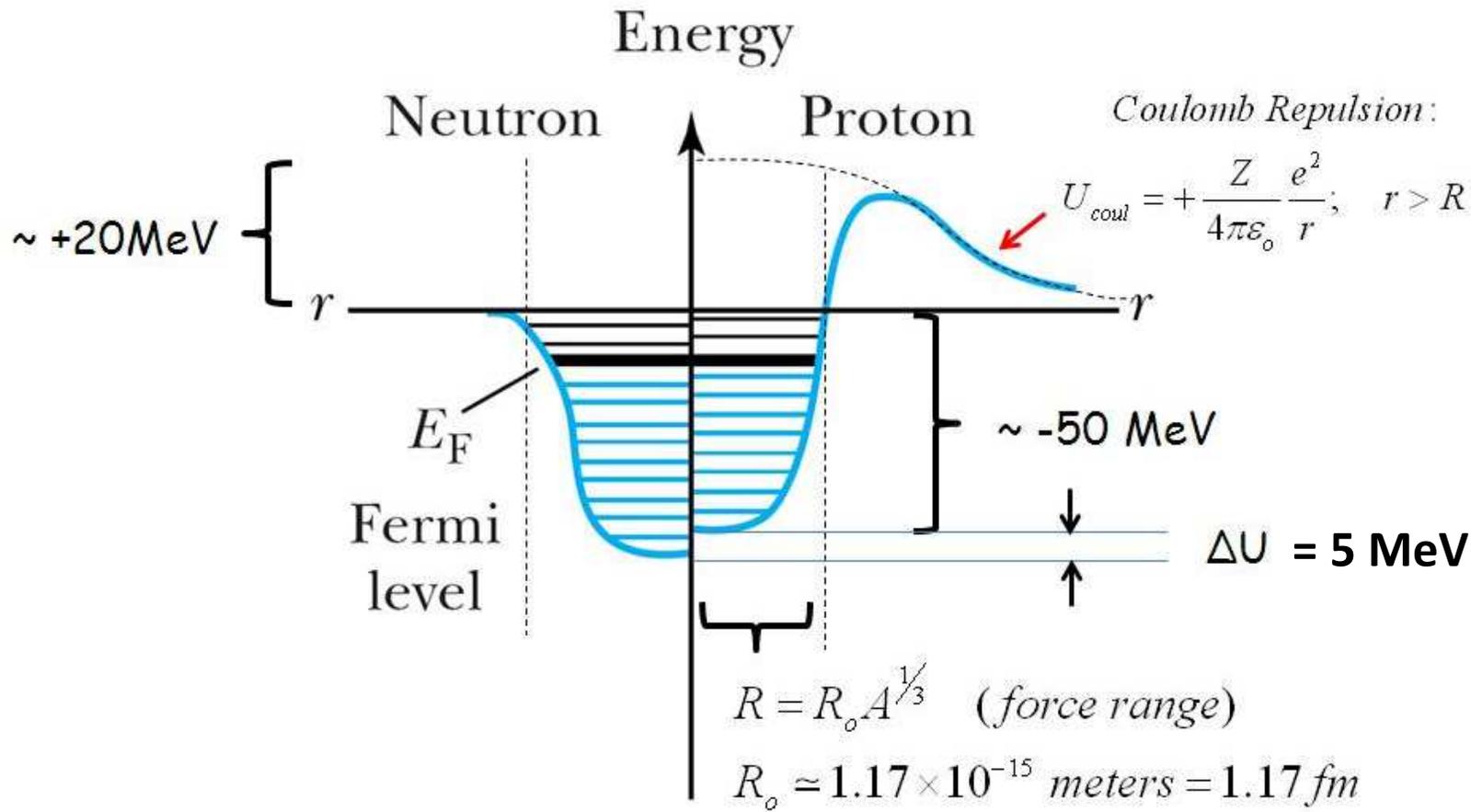
Les nucléons d'une même espèce occupant une sous-couche donnée, se couplent par paire de moment cinétique total nul, c'est-à-dire que les deux nombres quantiques m_j ($-j \leq m_j \leq +j$) prennent une valeur opposée.

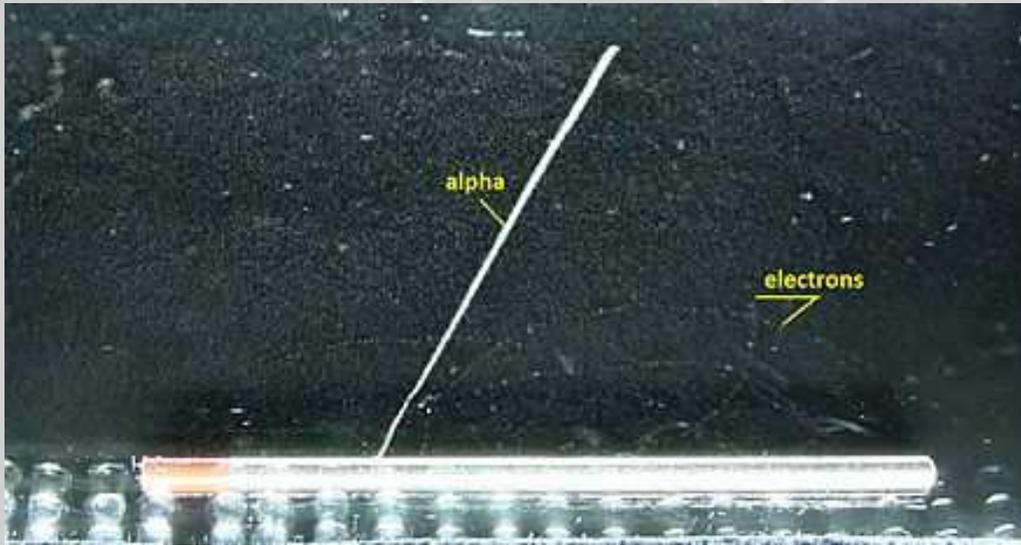
En conséquence :

- Si une orbitale contient un nombre pair de nucléons, tous ces nucléons sont appariés et leur moment angulaire résultant est nul.
- Un noyau pair-pair dans son état fondamental ne contient que des nucléons appariés : son moment angulaire et sa parité sont donc $I = 0^+$.
- Un noyau pair-impair possède un nucléon célibataire. Les autres sont appariés (moment angulaire total nul). C'est le nucléon célibataire qui gouverne le moment angulaire total I et la parité de la fonction d'onde du noyau, soit $I = j$ et $P = (-1)^l$.

Moment angulaire total $\vec{I} = \sum_{\text{tous les nucléons}} \vec{j} = \sum_{i=1}^A (\vec{l} + \vec{s}) = \text{valeur maximale projetée}$

(values appropriate for middle mass nucleus: $A \sim 120$)

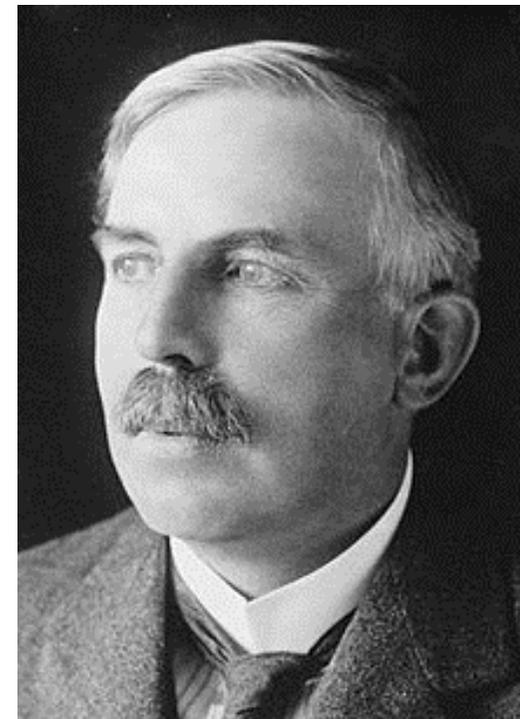
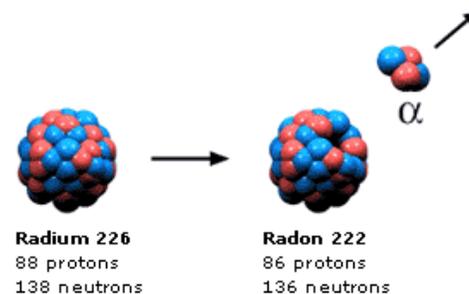




L'émission α

Découverte de l'émission α

En 1909, après avoir étudié la trajectoire des particules alpha dans un champ électrique, Ernest Rutherford indiqua que le rayonnement α avait une masse comparable à celle de l'atome d'hélium et qu'elle emportait une charge électrique égale à 2 charges élémentaires. La diffusion des rayonnements α par une feuille mince d'or permit à Rutherford en 1911 de mettre en évidence l'existence d'un noyau dans l'atome. Il en conclut que le rayonnement α était en réalité une particule cinétique de nature identique à celle d'un noyau d'hélium.



1871-1937

E. Rutherford and T. Royds, *Phil. Mag.* **17**, 281-6 (1909)

Compte tenu du défaut de masse des noyaux, la désintégration alpha libère de l'énergie qui se distribue sous forme d'énergie cinétique. Les physiciens ont cru pendant longtemps que les particules α émises par un radioélément donné avaient toutes les mêmes énergies.

En 1930, en étudiant la quantité de mouvement des particules émises par le ^{212}Bi , Rosenblum montra qu'un même radioélément pouvait émettre plusieurs rayonnements α d'énergies différentes. Cette structure fine de l'émission alpha fut attribuée à la formation d'états excités du noyau résiduel formé par la désintégration.

$$T_{\alpha_i} = \frac{m_y}{m_y + m_\alpha} (Q_\alpha - E_i)$$

T_{α_i} : l'énergie cinétique de la particule alpha pour la transition i

m_α : la masse de la particule alpha

m_y : la masse du noyau produit après l'émission de la particule alpha

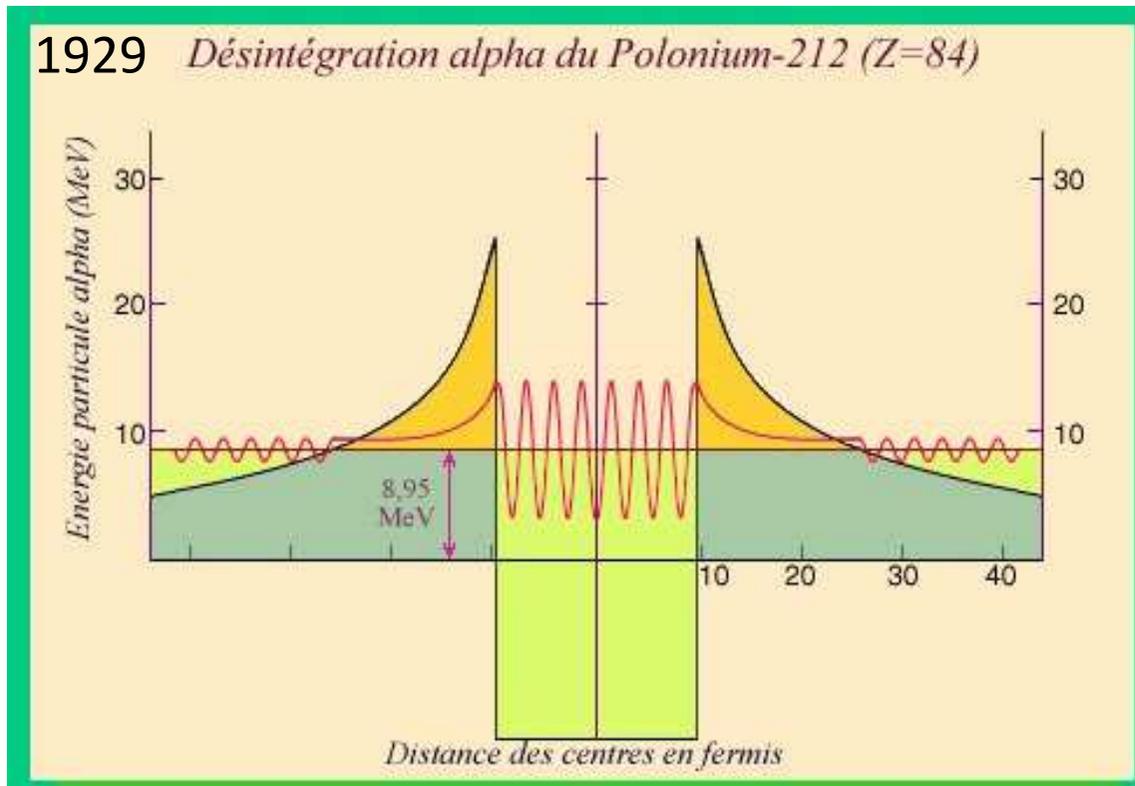
Q_α : le bilan en énergie de la désintégration

E_i : l'énergie d'excitation du noyau produit après l'émission de la particule alpha

Pour que la désintégration spontanée d'un noyau soit possible, il faut que sa masse initiale soit plus élevée que la somme des masses des noyaux produits. Dans le cas de l'uranium 238, on peut montrer (cf. tableau) que l'émission d'une particule alpha est le seul assemblage de nucléons qui conduit à un bilan d'énergie positif. Il en est de même pour la plupart des noyaux émetteurs alpha.

Particule émise	Noyau produit	Bilan d'énergie (MeV)
proton (^1H)	Protactinium 237	-7,601
deuton (^2H)	Protactinium 236	-11,159
triton (^3H)	Protactinium 235	-9,958
noyau d' ^3He	Thorium 235	-11,858
alpha (^4He)	Thorium 234	4,294
noyau d' ^5He	Thorium 233	-2,795
noyau d' ^4Li	Actinium 234	-23,101
noyau d' ^5Li	Actinium 233	-5,859
noyau de ^6Li	Actinium 232	-5,906

Energie libérée pour différentes désintégrations de l'uranium 238

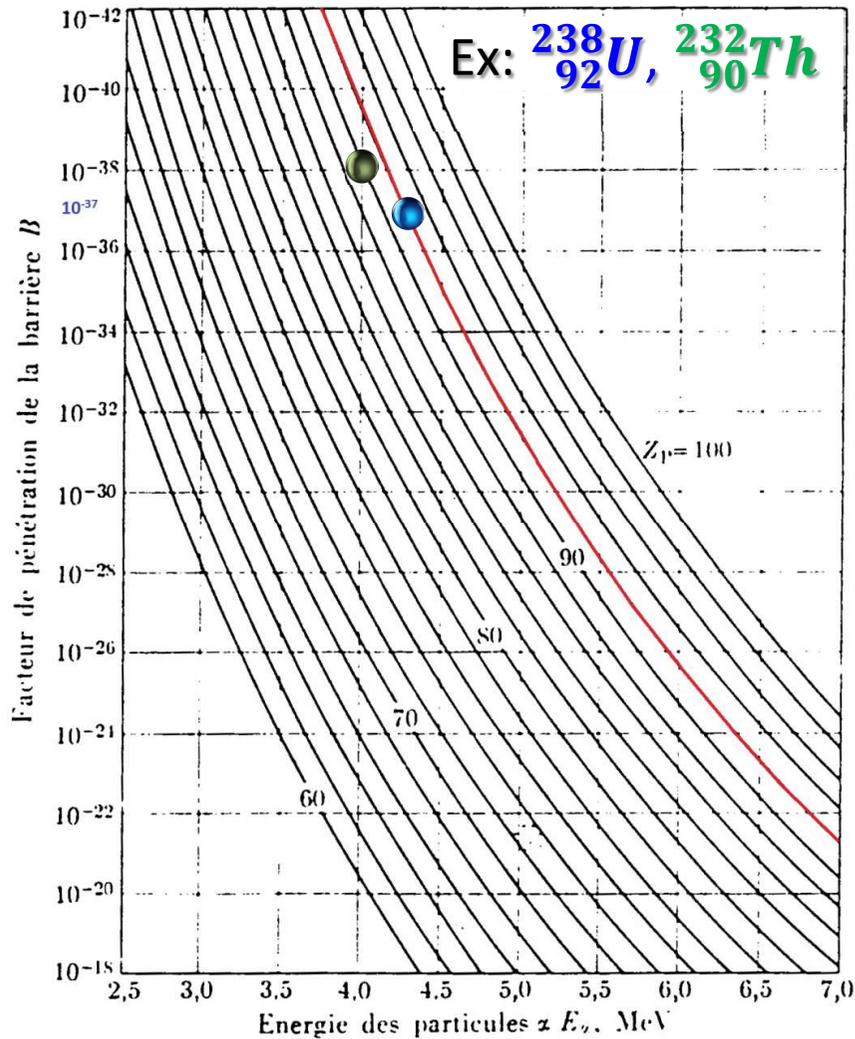


George Gamow
(1904-1968)

Potentiel $V(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2(Z-2)e^2}{r}$

$$T = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \frac{V_0^2}{E(V_0 - E)} sh^2 k_2 a}$$

Facteur de transmission



La période radioactive est reliée à la fréquence de collision de la particule α sur la barrière de potentiel (env. 30 MeV pour les actinides).

$$\lambda = \frac{\pi^2 \sqrt{2\hbar}}{m^{3/2} R^3 (B - E_t)^2} e^{\left[-\frac{R}{\hbar} \sqrt{2mB} \left(\pi \sqrt{\frac{B}{E_t} - 4} \right) \right]}$$

R = rayon du noyau formé
 B = barrière de potentiel
 E_t = énergie de la particule
 m = masse de la particule α

C'est aussi :

$$\lambda = p \times f \times t$$

Pour une particule α préformée ($p = 1$), un facteur de transmission ($t = 10^{-38}$ pour ^{232}Th par ex.), il faut calculer f .

Fréquence à laquelle se cogne l' α sur la barrière : $f \approx \frac{v_\alpha}{d}$

$$\frac{1}{2} M_\alpha v_\alpha^2 = \frac{1}{2} M_\alpha c^2 \left(\frac{v_\alpha}{c} \right)^2 = 30 (V_0) + 4 (Q)$$

$$\left(\frac{v_\alpha}{c} \right)^2 = \frac{34}{\frac{1}{2} \times 4 \times 931} = 0,018 \quad \Rightarrow \quad v_\alpha = 0,14c$$

3) Diamètre interne du noyau : d

$$d(^{238}\text{U}) = 2R = 2 \times 1,2 \times A^{1/3} = 2 \times 1,2 \times 238^{1/3} = \quad \text{fm}$$

$$d(^{232}\text{Th}) =$$

$$f_{238} \approx \quad \text{s}^{-1}$$

$$\lambda_{238} = \quad \text{s}^{-1}$$

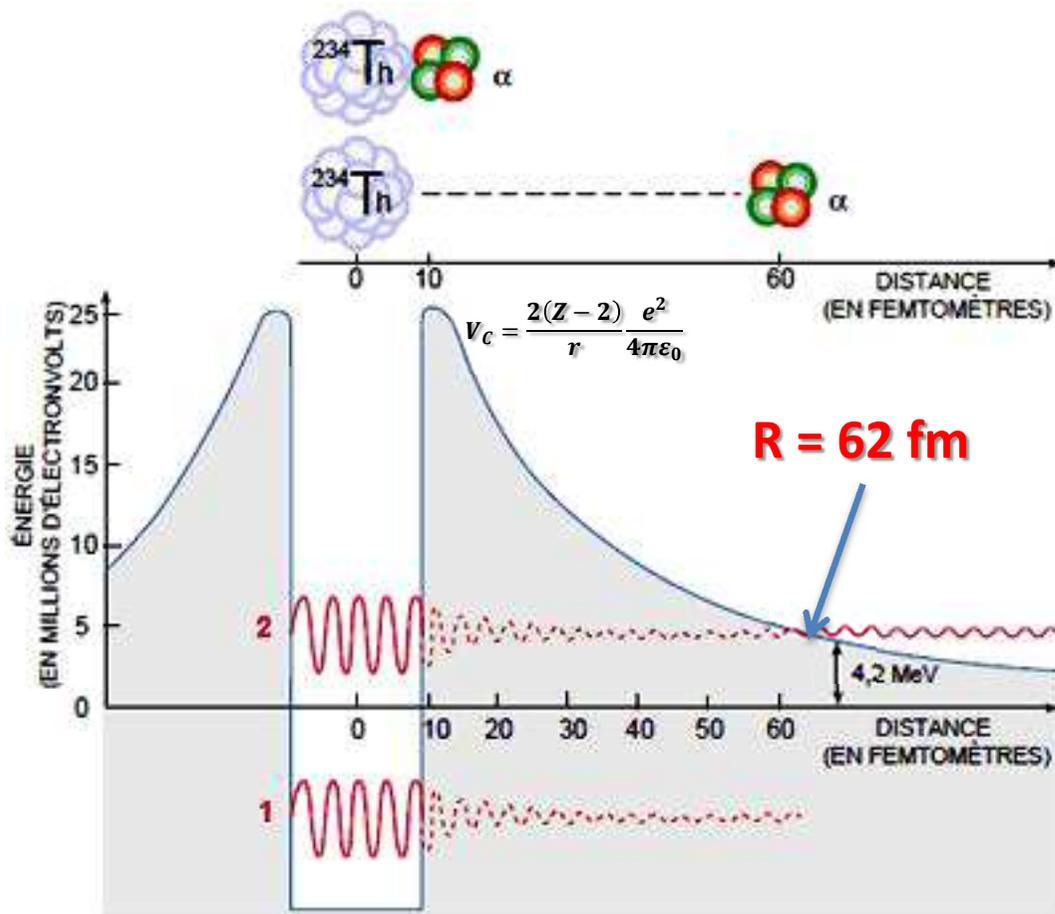
$$T_{238} = \quad \text{a} \quad T_{238} = 4,65 \cdot 10^9 \text{ a}$$

$$T_{232} =$$

$$T_{232} = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ a}$$

Quel devrait être t_{232} ?

$$t_{232} =$$



Energie de liaison de $^4\text{He} = 28,3 \text{ MeV}$

Puits de potentiel = 30 MeV

Barrière coulombienne = ?

Barrière à $R = ?$

$$V_c = \frac{2(Z-2) e^2}{R \cdot 4\pi\epsilon_0}$$

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} = 1,440 \text{ MeV} \times \text{fm}$$

$$R = 1,2(A^{1/3} + 4^{1/3}) \text{ fm}$$

$$V_c =$$

$$R =$$

En général, la décroissance alpha mène au niveau fondamental du noyau fils de telle sorte que la particule emporte le maximum d'énergie possible avec un moment angulaire le plus petit possible.



$$Q_\alpha = \Delta_U - (\Delta_{Th} + \Delta_\alpha)$$

Avec pour excès de masse atomique Δ_X :

$$\Delta_U = 47,3070 \text{ MeV}$$

$$\Delta_{Th} = 40,612 \text{ MeV}$$

$$\Delta_\alpha = 2,4249 \text{ MeV}$$

$$Q_\alpha = \text{MeV}$$

Energie cinétique T_α :

$$T_\alpha = \frac{\mathcal{M}_Y}{\mathcal{M}_X} Q_\alpha = \text{MeV}$$

Conventions

Masse des noyaux : M_X, M_Y, M_α

$$M(A, Z) = Nm_N + Zm_p - \delta m$$

δm est le défaut de masse

Masses atomiques : $\mathcal{M}_X, \mathcal{M}_Y, \mathcal{M}_\alpha$

$$\mathcal{M}(A, Z) = M(A, Z) + Zm_e + B^T_e(Z)/c^2$$

Excès de masse atomiques : $\Delta_X, \Delta_Y, \Delta_\alpha$

$$Q_\alpha = (M_X - M_Y - M_\alpha) \cdot c^2$$

$$Q_\alpha = \mathcal{M}_X c^2 - \mathcal{M}_Y c^2 - \mathcal{M}_\alpha c^2$$

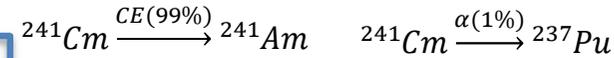
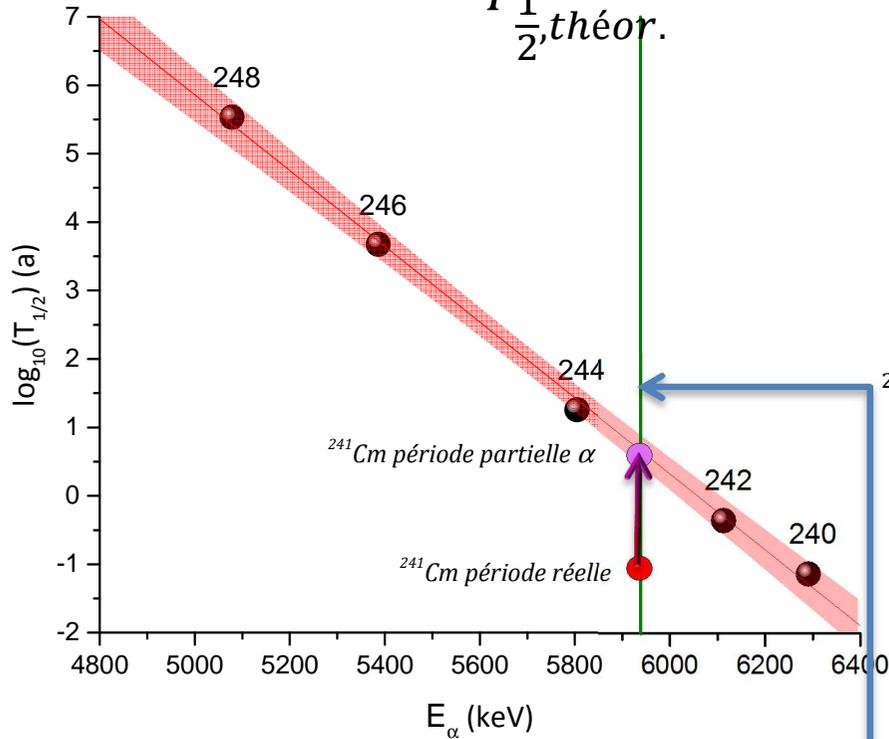
$$Q_\alpha = \Delta_X - \Delta_Y - \Delta_\alpha$$

On constate :

- que les noyaux pairs-pairs présentent un $T_{1/2}$ vis à vis de la désintégration α inférieur à celui des noyaux impairs-pairs, pairs-impairs ou impairs-impairs pour des E_α équivalentes.
- Ceci s'explique très bien dans l'hypothèse de la préformation de la particule α dans le noyau car la probabilité de formation de la particule dans un noyau pair-pair est supérieure à celle dans les autres noyaux (pairs-impairs, etc.).
- On introduit alors un **facteur d'empêchement** (hindrance factor) qui mesure l'importance du ralentissement de la désintégration α d'un noyau à Z ou N impairs par rapport à la désintégration d'un noyau pair-pair de même Z qui émettrait des particules α d'énergie équivalente.
- Que les périodes radioactives les plus longues sont toujours associées aux plus faibles E_α .

Preston M.A., Theory of alpha radioactivity, Phys. Rev. 71 (1947) 865

$$F = \frac{T_{1/2}^{\alpha, \text{théor.}}}{T_{1/2}^{\alpha, \text{exp.}}}$$



$T_{1/2} (^{241}\text{Cm}) = 32,8 \text{ j}$

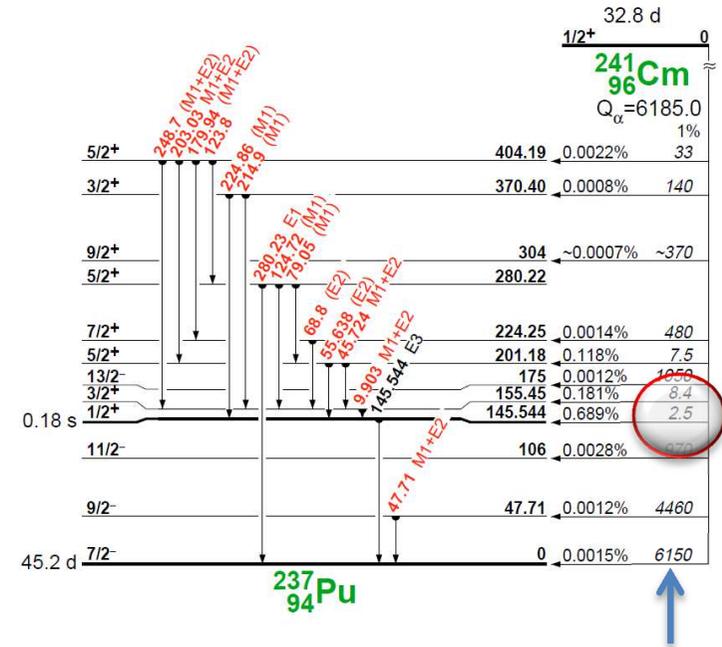
$T_{1/2}^{\alpha} = \frac{32,8}{0,01} = 3280 \text{ j}$

$E_{\alpha_{145}} = 5,938 \text{ MeV} \quad I_{\alpha_{145}} = 0,689$

$T_{1/2}^{\alpha_{145}} = \frac{3280}{0,689} = 4760 \text{ j} = 13,0 \text{ a}$

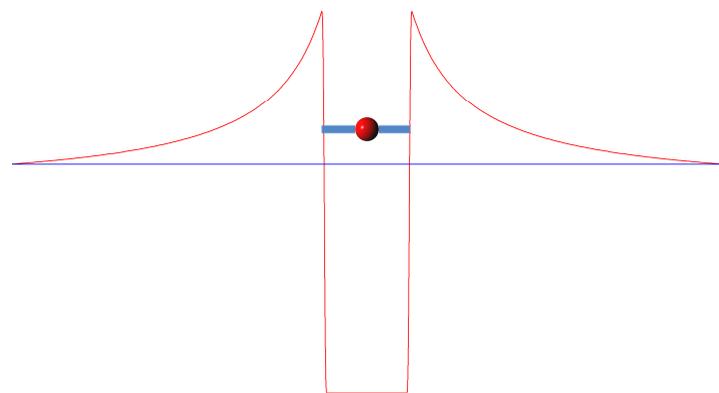
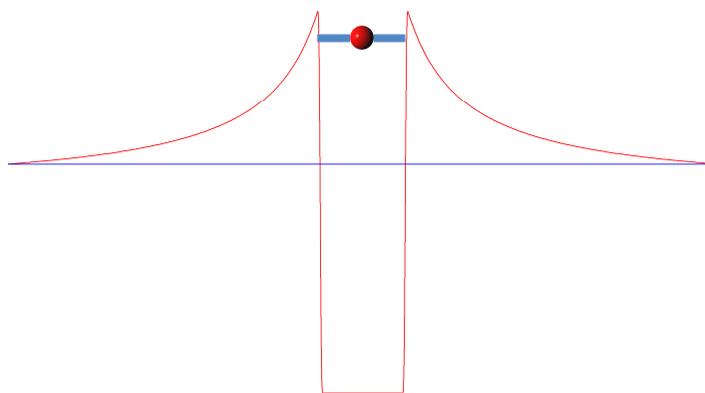
$T_{1/2}^{\text{pair-pair}}(5,938) = 4,6 \text{ a}$

$F = 2,8$

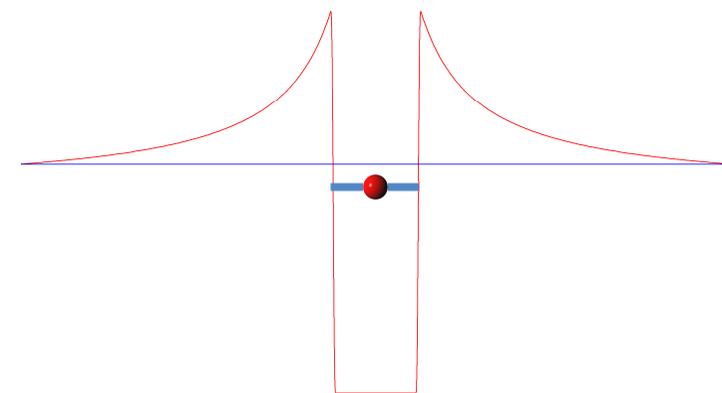


Facteurs d'empêchement

- **$1 < F < 4$** : la transition est favorisée. La particule α est assemblée d'une paire de nucléons de plus faible énergie, laissant le nucléon impair dans son orbitale initiale. En effet, pour former une particule α , 2 protons et 2 neutrons doivent avoir leur spin couplé égale à 0 ainsi que le moment angulaire orbital relatif au centre de masse de la particule également à 0. Ces nucléons proviennent vraisemblablement des plus hautes orbitales occupées. Une des paires est extraite d'un niveau inférieur laissant le noyau fils dans un état excité.
- **$4 < F < 10$** : indique un mélange ou un recouvrement entre les états initiaux et finaux.
- **$10 < F < 100$** : indique que la projection des spins entre états initiaux et finaux est parallèle mais le recouvrement de la fonction d'onde n'est pas favorable.
- **$100 < F < 1000$** : indique une transition avec changement de parité et projection des états initiaux et finaux parallèles.
- **$F > 1000$** : indique un changement de parité et un retournement du spin (antiparallèle). Ceci requiert une réorganisation substantielle du nucléon dans le parent quand la particule est émise.

$T_{1/2}$ long $T_{1/2}$ court

stable



Exemple

 ^{232}Th

$$E_{\alpha} = 4,013 \text{ MeV}$$

$$T_{1/2} = 1,405 \cdot 10^{10} \text{ a}$$

 ^{212}Po

$$E_{\alpha} = 8,784 \text{ MeV}$$

$$T_{1/2} = 2,99 \cdot 10^{-7} \text{ s}$$

Cette relation énergie-période
peut se traduire par la règle de
Geiger Nuttal :

$$\log \lambda = a + b \times \log R$$

Avec R parcours des rayons dans l'air :

$$R = kE^{3/2}$$

$a, b = \text{constantes pour chaque élément}$

On constate :

- que pour un élément donné (exception Po et Rn), les énergies E_α des différents isotopes pairs sont approximativement inversement proportionnelles au logarithme de la période radioactive : $\log T_{1/2} \approx \frac{1}{E_\alpha}$.
- que pour des noyaux à Z donné (isotope), E_α est d'autant plus grand que le noyau est déficient en neutron, ou encore E_α augmente quand la masse du noyau diminue.
- Exception à cette règle :
 - lorsque le noyau produit est magique (donc très stable) E_α ne suit plus cette règle (ex: ^{212}Po ($E_\alpha = \mathbf{8,784 MeV}$) \rightarrow $^{208}_{82}\text{Pb}$ (noyau $2\times$ magiques N = 126 et Z = 82), alors que ^{209}Po ($E_\alpha = \mathbf{4,883 MeV}$) \rightarrow $^{205}_{82}\text{Pb}$).
 - si les neutrons ou protons doivent être pris sur des couches magiques, E_α diminue rapidement (^{211}Po ($E_\alpha = \mathbf{7,275 MeV}$) \rightarrow $^{207}_{82}\text{Pb}$ (N = 125, -1 par rapport à la magie) et ^{210}Po ($E_\alpha = \mathbf{5,304 MeV}$) \rightarrow $^{206}_{82}\text{Pb}$ (N = 124, -2 par rapport à la magie)).

Le noyau ${}^4_2\text{He}$ étant pair-pair, son spin est nul et $I = 0$. La transition $0 \rightarrow 0$ pour laquelle la particule n'emporte pas de moment angulaire orbital est donc en général favorisée (raie la plus intense).

Lorsque la particule α emporte un moment angulaire orbital, la hauteur de la barrière de potentiel est augmentée d'une quantité correspondant à l'énergie de rotation de la particule α . Cette énergie de rotation s'oppose à la sortie de la particule α du noyau, l'obligeant à avoir une trajectoire tangentielle à la surface du noyau.

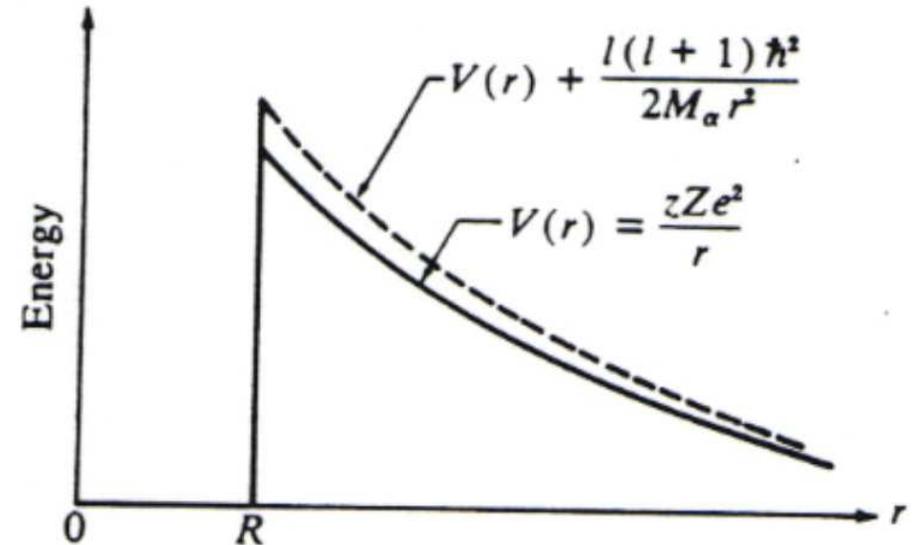
La hauteur de la barrière centrifuge est :

$$E_{cent.} = \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mR^2}$$

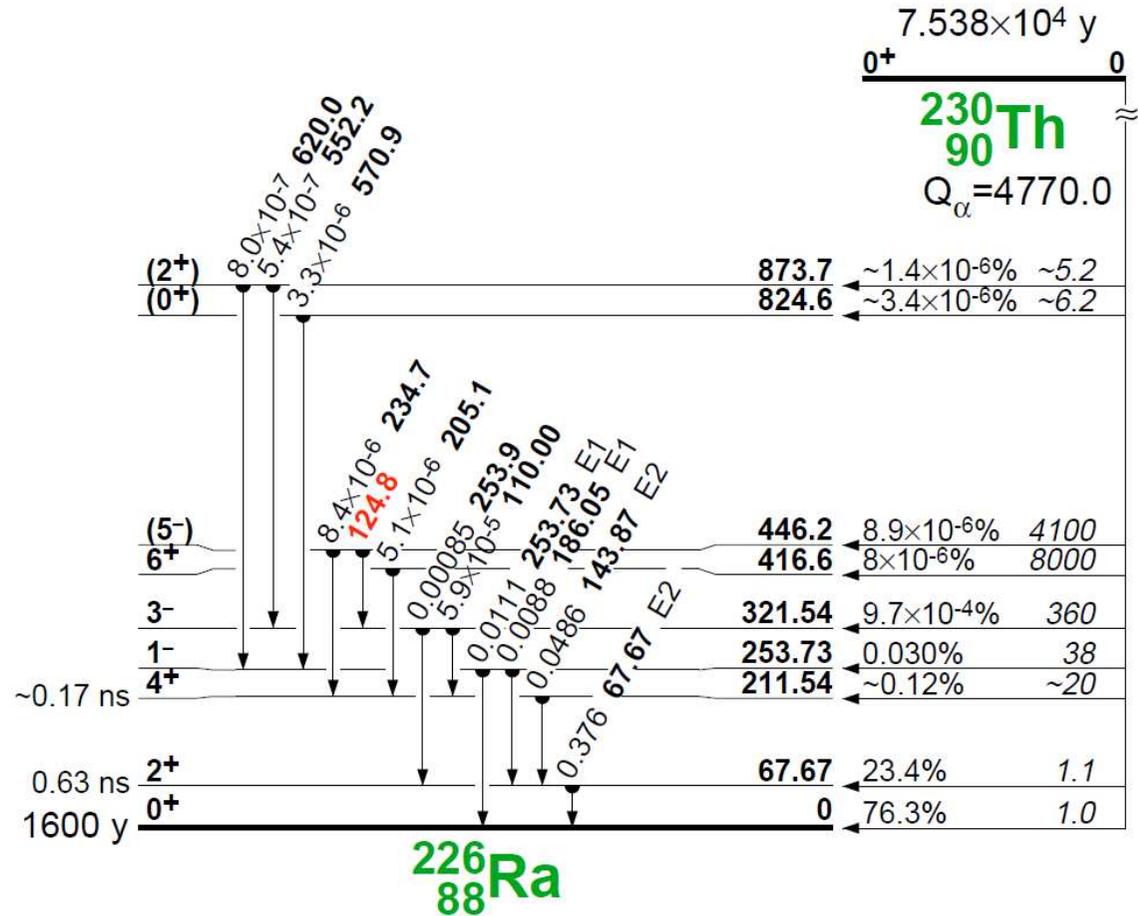
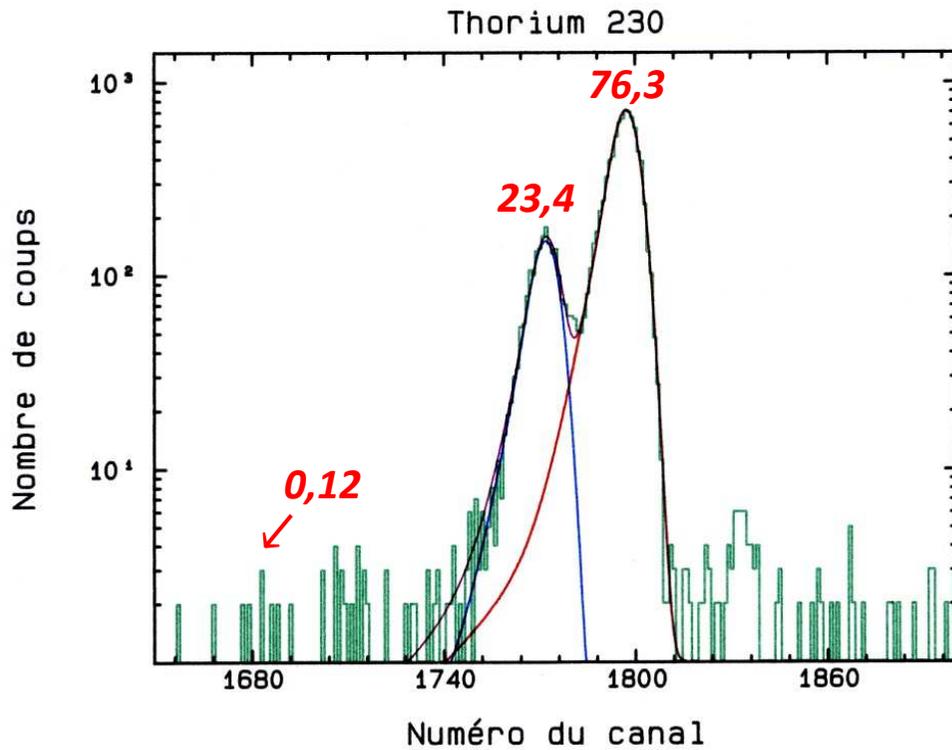
l = moment angulaire orbital emporté

m = masse réduite

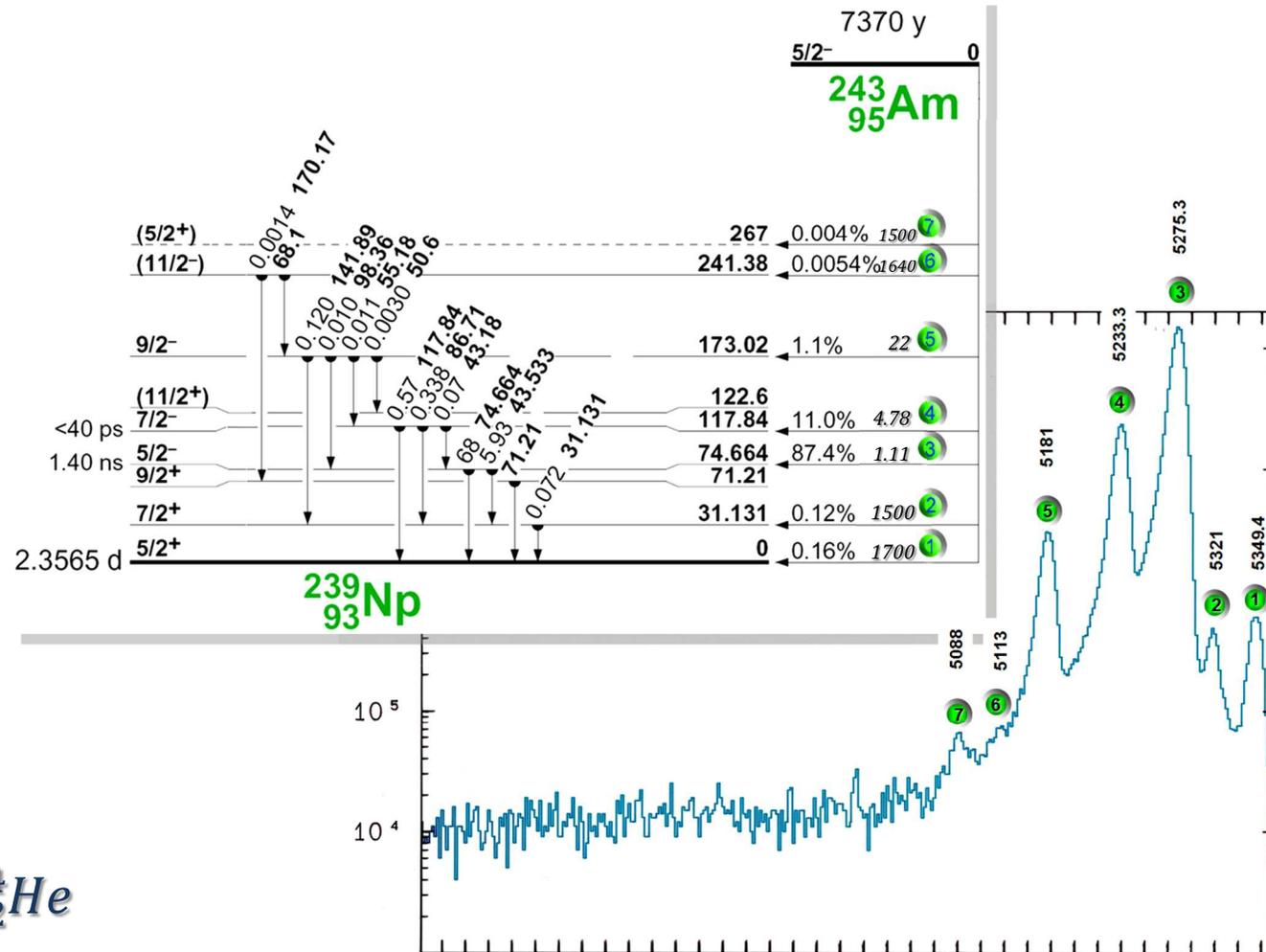
R = rayon du noyau résiduel



La transition conduisant au niveau fondamental de l'atome fils est la plus intense.

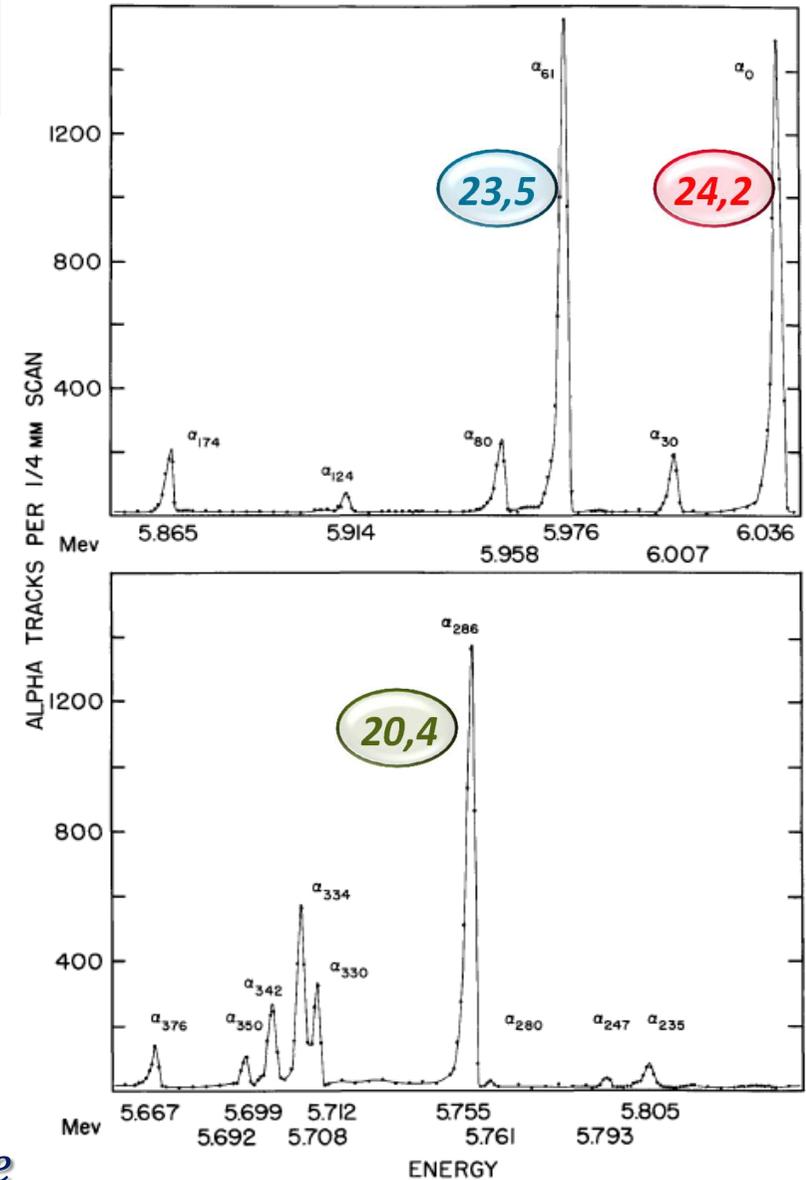
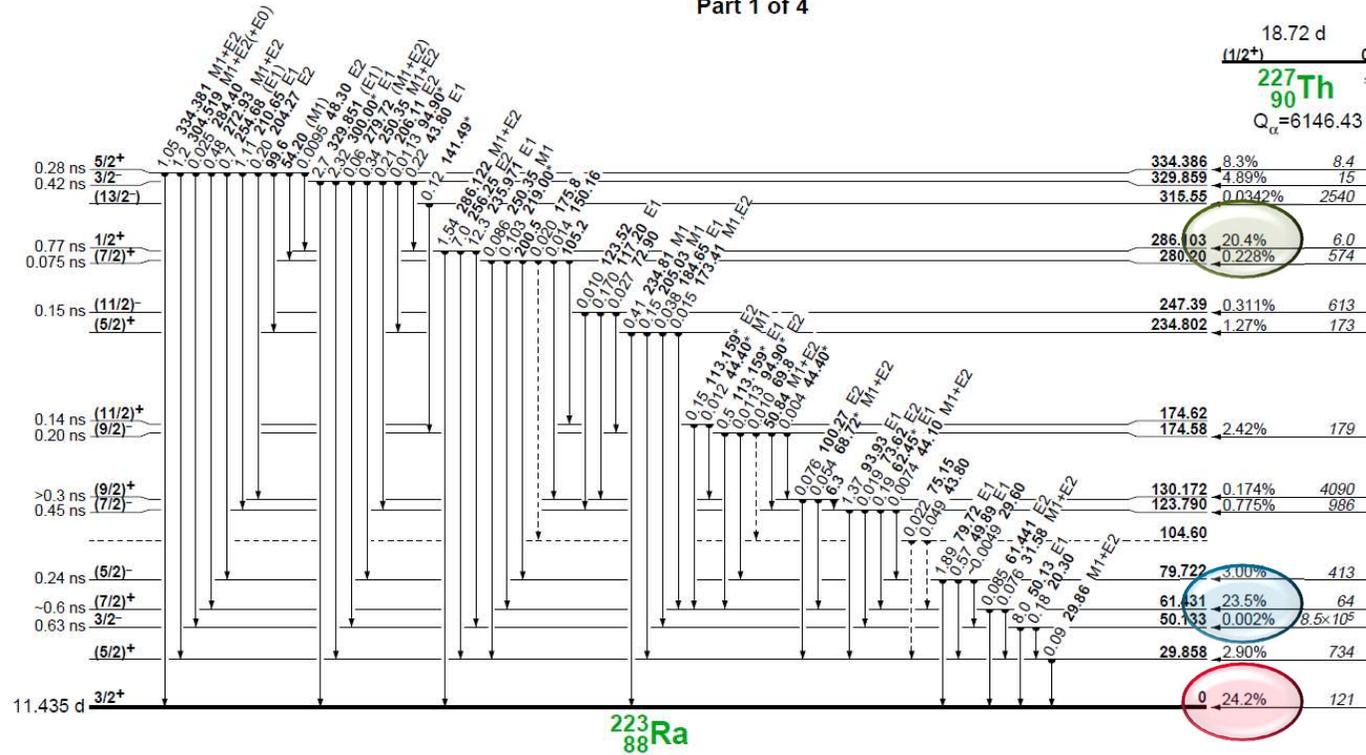


La transition conduisant au niveau fondamental de l'atome fils ne devrait pas être intense.



La transition conduisant au niveau fondamental de l'atome fils ne devrait pas être intense également (généralement vrai mais quelques exceptions ^{227}Th).

Part 1 of 4



Z impair

1 1 1.0079 H HYDROGÈNE																	18 2 4.0026 He HÉLIUM
3 6.941 Li LITHIUM	4 9.0122 Be BÉRYLLIUM											13 5 10.811 B BORE	14 6 12.011 C CARBONE	15 7 14.007 N AZOTE	16 8 15.999 O OXYGÈNE	17 9 18.998 F FLUOR	10 20.180 Ne NÉON
11 22.990 Na SODIUM	12 24.305 Mg MAGNÉSIMUM											13 26.982 Al ALUMINIUM	14 28.086 Si SILICIUM	15 30.974 P PHOSPHORE	16 32.065 S SOUFRE	17 35.453 Cl CHLORE	18 39.948 Ar ARGON
19 39.098 K POTASSIUM	20 40.078 Ca CALCIUM	21 44.956 Sc SCANDIUM	22 47.867 Ti TITANE	23 50.942 V VANADIUM	24 51.996 Cr CHROME	25 54.938 Mn MANGANÈSE	26 55.845 Fe FER	27 58.933 Co COBALT	28 58.693 Ni NICKEL	29 63.546 Cu CUIVRE	30 65.38 Zn ZINC	31 69.723 Ga GALLIUM	32 72.64 Ge GERMANIUM	33 74.922 As ARSENIC	34 78.96 Se SÉLÉNIUM	35 79.904 Br BROME	36 83.798 Kr KRYPTON
37 85.468 Rb RUBIDIUM	38 87.62 Sr STRONTIUM	39 88.906 Y YTTRIUM	40 91.224 Zr ZIRCONIUM	41 92.906 Nb NIOBIUM	42 95.96 Mo MOLYBDÈNE	43 (98) Tc TECHNÉTIUM	44 101.07 Ru RUTHÉNIUM	45 102.91 Rh RHODIUM	46 106.42 Pd PALLADIUM	47 107.87 Ag ARGENT	48 112.41 Cd CADMIUM	49 114.82 In INDIUM	50 118.71 Sn ETAÏN	51 121.76 Sb ANTIMOÏNE	52 127.60 Te TELLURE	53 126.90 I IODE	54 131.29 Xe XÉNON
55 132.91 Cs CÉSIMUM	56 137.33 Ba BARYUM	71 174.97 Lu LUTÉTIUM	72 178.49 Hf HAFNIUM	73 180.95 Ta TANTALE	74 183.84 W TUNGSTÈNE	75 186.21 Re RHÉNIUM	76 190.23 Os OSMIUM	77 192.22 Ir IRIDIUM	78 195.08 Pt PLATINE	79 196.97 Au OR	80 200.59 Hg MERCURE	81 204.38 Tl THALLIUM	82 207.2 Pb PLOMB	83 208.98 Bi BISMUTH	84 (209) Po POLONIUM	85 (210) At ASTATE	86 (222) Rn RADON
87 (223) Fr FRANCIUM	88 (226) Ra RADIUM	103 (262) Lr LAWRENCIUM	104 (267) Rf RUTHERFORDIUM	105 (268) Db DUBNIUM	106 (271) Sg SEABORGIUM	107 (272) Bh BOHRIUM	108 (277) Hs HASSIUM	109 (276) Mt MEITNERIUM	110 (281) Ds DARMSTADIUM	111 (280) Rg ROENTGENIUM	112 (285) Cn COPERNICIUM	113 (...) Nh NIHONIUM	114 (287) Fl FLEROVIUM	115 (...) Mc MOSCOVIUM	116 (291) Lv LIVERMORIUM	117 (...) Ts TENNESSINE	118 (...) Og OGANESSON

LANTHANIDES

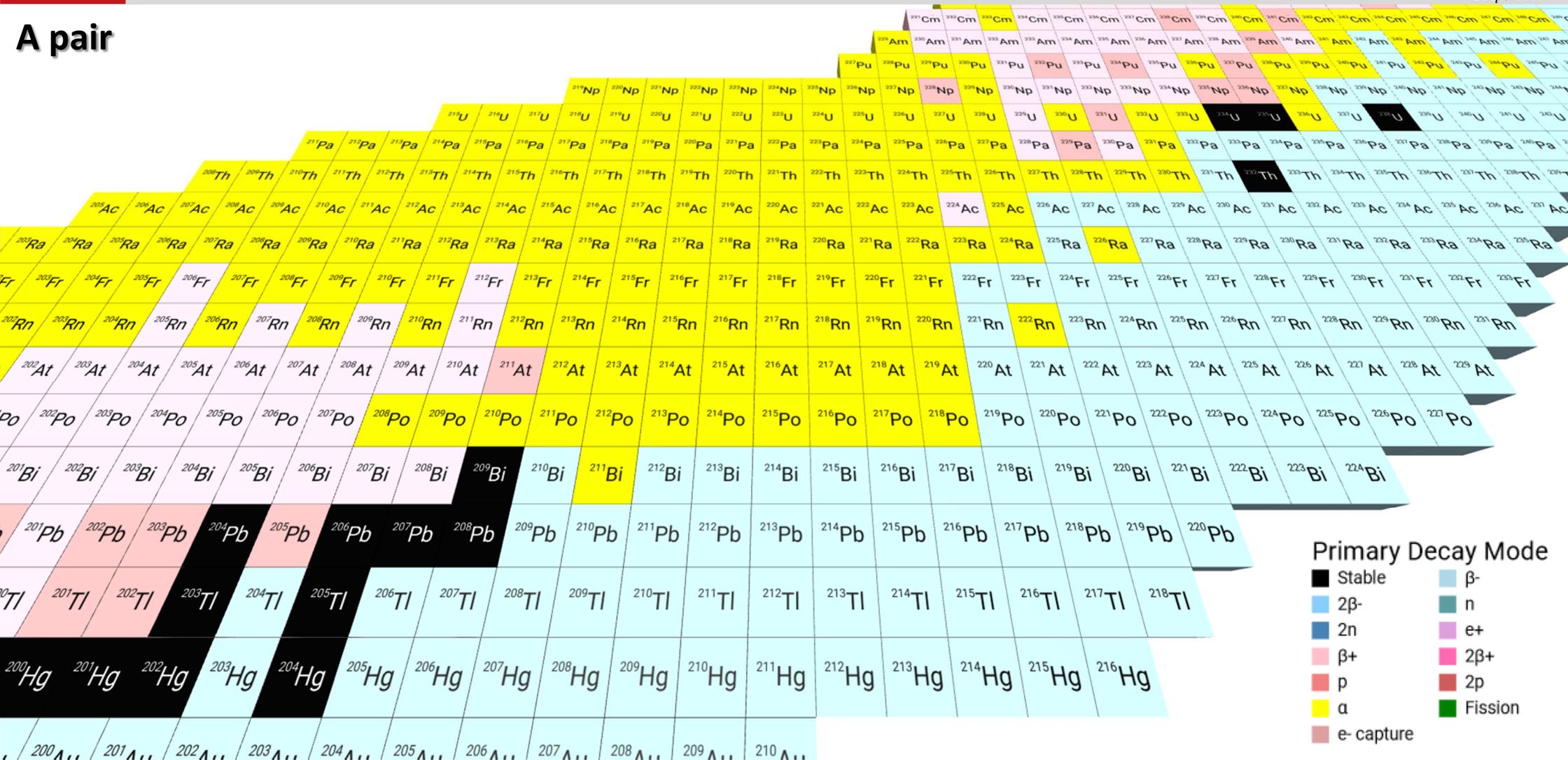
57 138.91 La LANTHANE	58 140.12 Ce CÉRIUM	59 140.91 Pr PRASÉODYME	60 144.24 Nd NÉODYME	61 (145) Pm PROMÉTHIUM	62 150.36 Sm SAMARIUM	63 151.96 Eu EUROPIUM	64 157.25 Gd GADOLINIUM	65 158.93 Tb TERBIUM	66 162.50 Dy DYSPROSIUM	67 164.93 Ho HOLMIUM	68 167.26 Er ERBIUM	69 168.93 Tm THULIUM	70 173.05 Yb YTTERBIUM
------------------------------------	----------------------------------	--------------------------------------	-----------------------------------	-------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	--------------------------------------	-----------------------------------	--------------------------------------	-----------------------------------	----------------------------------	-----------------------------------	-------------------------------------

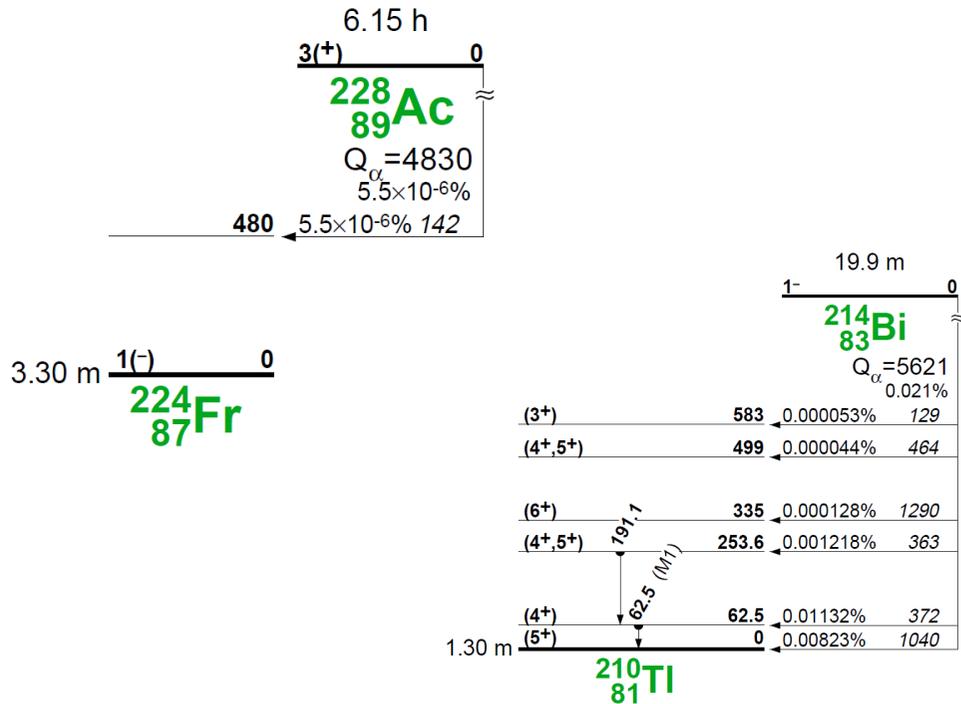
ACTINIDES

89 (227) Ac ACTINIUM	90 232.04 Th THORIUM	91 231.04 Pa PROTACTINIUM	92 238.03 U URANIUM	93 (237) Np NEPTUNIUM	94 (244) Pu PLUTONIUM	95 (243) Am AMÉRICIUM	96 (247) Cm CURIUM	97 (247) Bk BERKÉLIUM	98 (251) Cf CALIFORNIUM	99 (252) Es EINSTEINIUM	100 (257) Fm FERMIUM	101 (258) Md MENDELÉVIUM	102 (259) No NOBÉLIUM
-----------------------------------	-----------------------------------	--	----------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	------------------------------------	---------------------------------	------------------------------------	--------------------------------------	--------------------------------------	-----------------------------------	---------------------------------------	------------------------------------

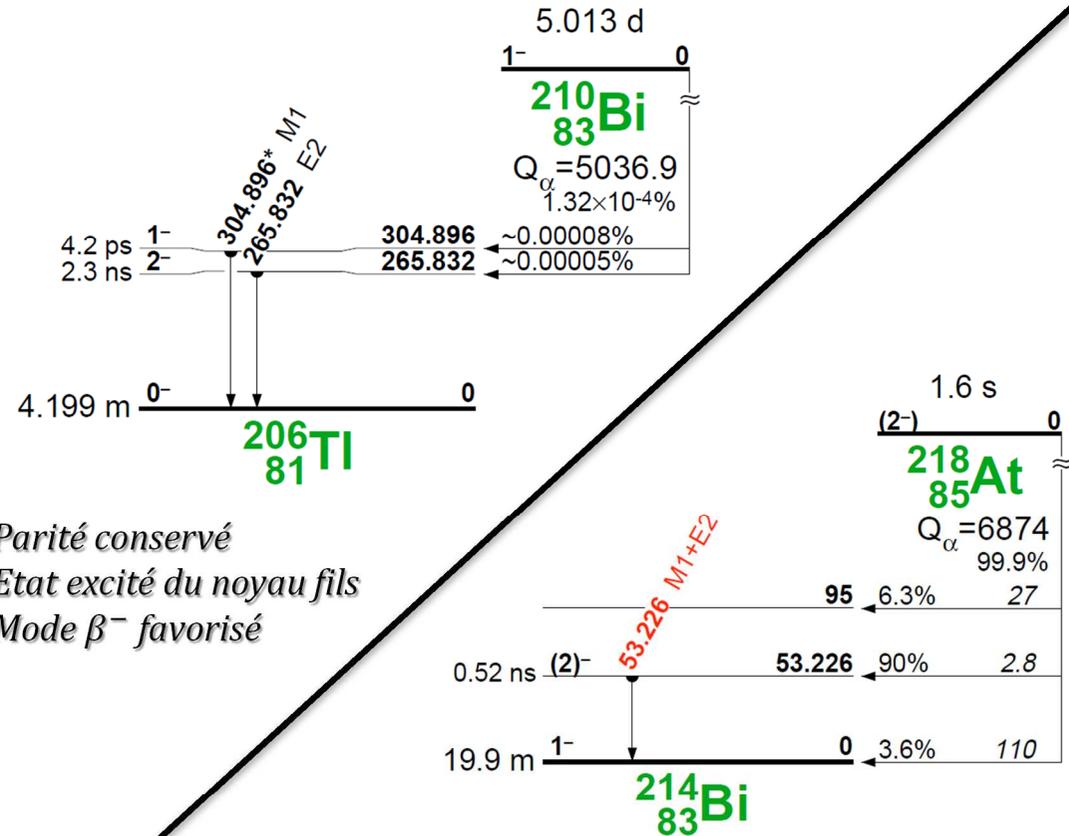


A pair



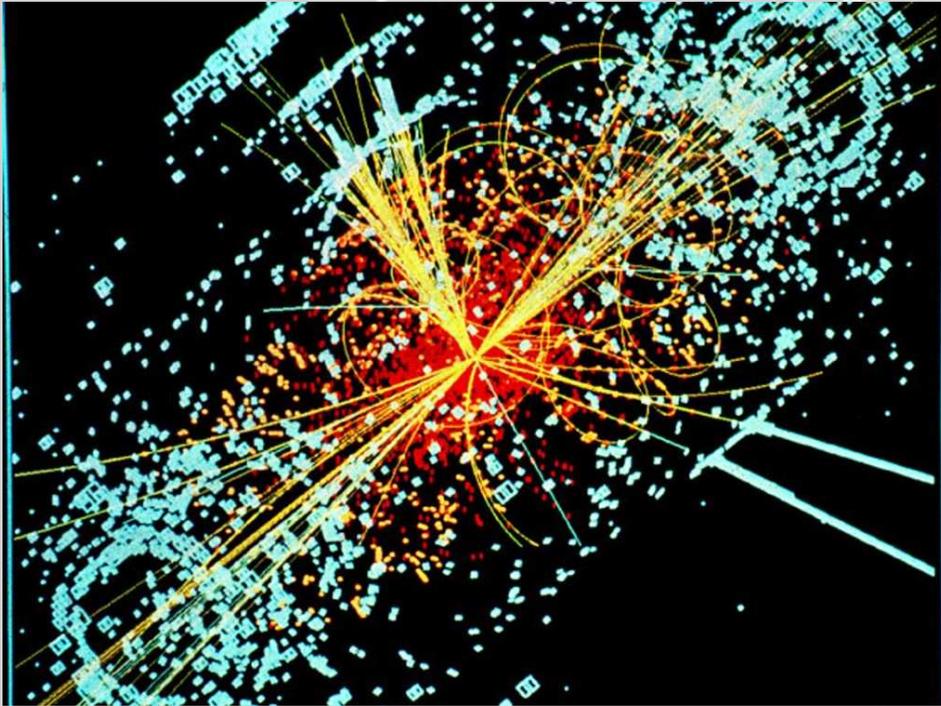


Changement de parité (non validé !)
F élevé ($F = 142$)
Etat excité du noyau fils
Mode β^- favorisé



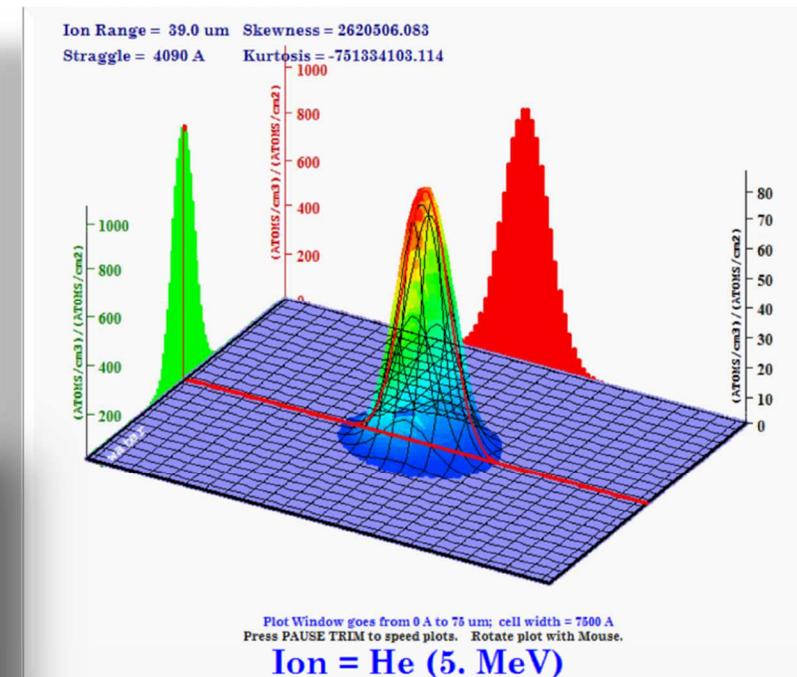
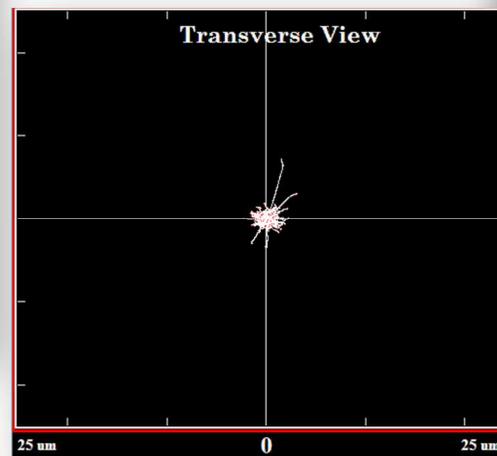
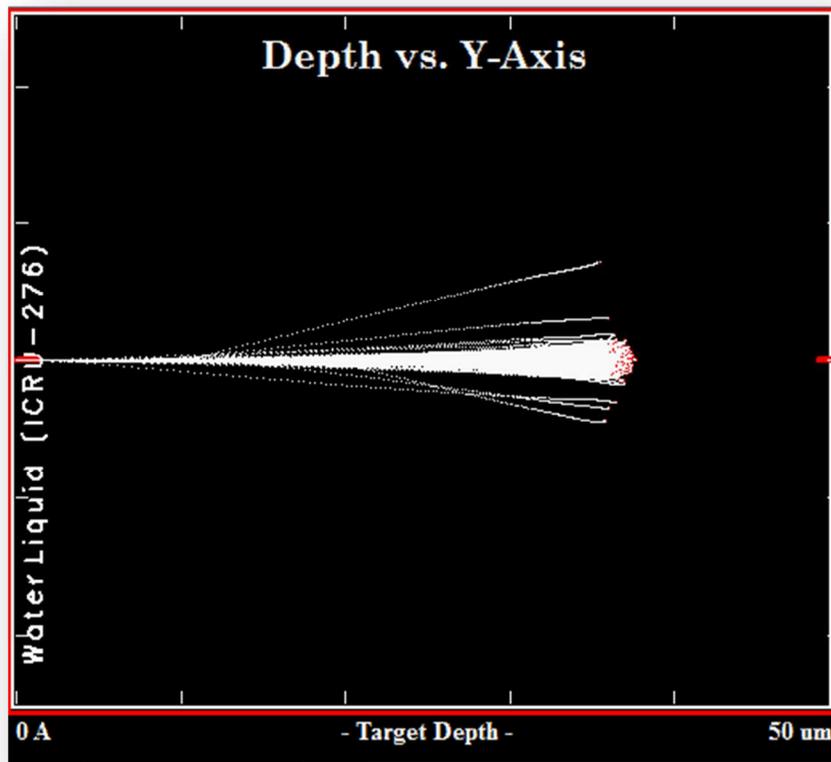
Parité conservé
Etat excité du noyau fils
Mode β^- favorisé

Parité conservé (probable)
F favorise ($F = 2,8$) un état excité du noyau fils
Mode α favorisé



Interaction particule α - matière

Collisions aléatoires mais caractérisées par une distance maximale : **le libre parcours moyen.**



Ex: α de 5 MeV dans eau – l.p.m. = **37 μm**

A chaque interaction avec un électron (ou noyau) de la matière traversée, la particule alpha subit un "choc" et perd une partie de son énergie cinétique en ionisant (ou excitant) l'atome ; ceci jusqu'à la perte totale de son énergie initiale. Le pouvoir d'arrêt d'un matériau représente la perte d'énergie moyenne par unité de longueur d'une particule traversant le milieu :

$$S = -\frac{dE}{dx} \text{ (MeV cm}^{-1}\text{)}$$

Bethe (1930) et Bloch (1933) :

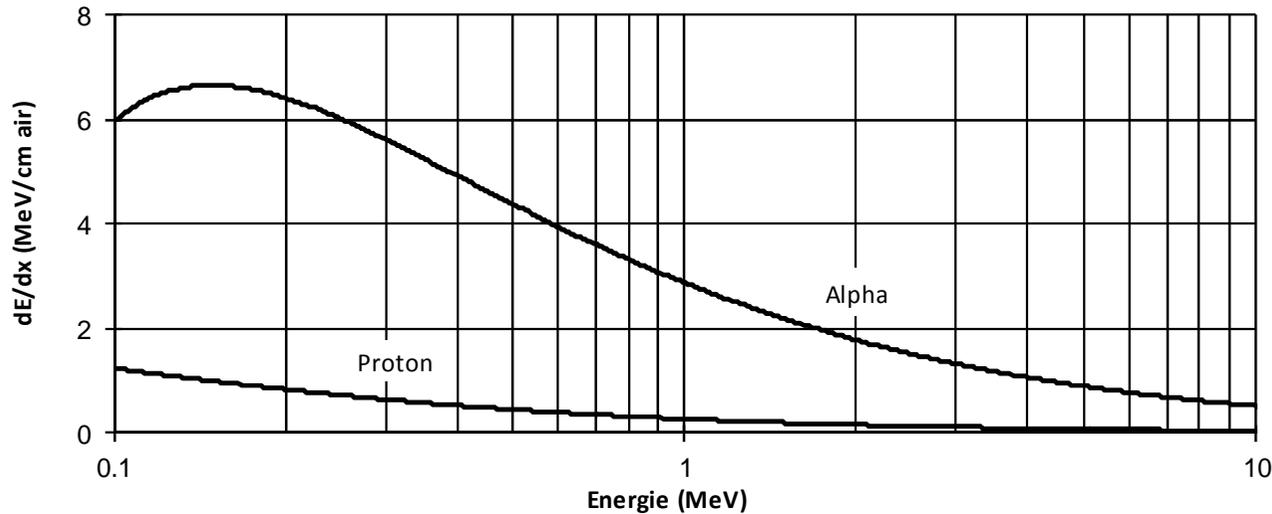
$$S = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} nZ \left[\ln\left(\frac{2m_e v^2}{\bar{I}}\right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]$$

- ϵ_0 est la permittivité du vide ($\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m)
- Z est le nombre de charge de la particule incidente et Z celui du matériau cible,
- e est la charge électrique élémentaire ($e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C)
- m_e est la masse au repos de l'électron ($m_e = 511$ MeV/c²)
- v est la vitesse de la particule incidente : $\beta = \frac{v}{c}$,
- n est le nombre d'atomes par unité de volume (densité atomique en at.cm⁻³) de la cible,
- \bar{I} est le potentiel d'ionisation du matériau cible exprimé en eV.

Les formules empiriques de Sternheimer donnent une bonne approximation de \bar{I} en eV :

$$\text{si } Z < 13 \quad \bar{I} = \left(12 + \frac{7}{Z}\right) Z$$

$$\text{si } Z > 13 \quad \bar{I} = (9,76 + 58,8 \cdot Z - 1,19) Z$$



Le parcours R d'un rayonnement alpha représente sa profondeur de pénétration dans un matériau donné

$$R = \int_{E_{max}}^0 -\frac{dE}{S} \text{ (g.cm}^2\text{)}$$

Quelques relations « pratiques » :

➤ Dans l'air ($\pm 10\%$)

$$R = 0,32 \cdot E^{3/2} \text{ (cm)}$$

➤ Dans un matériau quelconque connaissant son parcours dans l'air

$$R_2 = R_1 \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\frac{A_2}{A_1}}$$

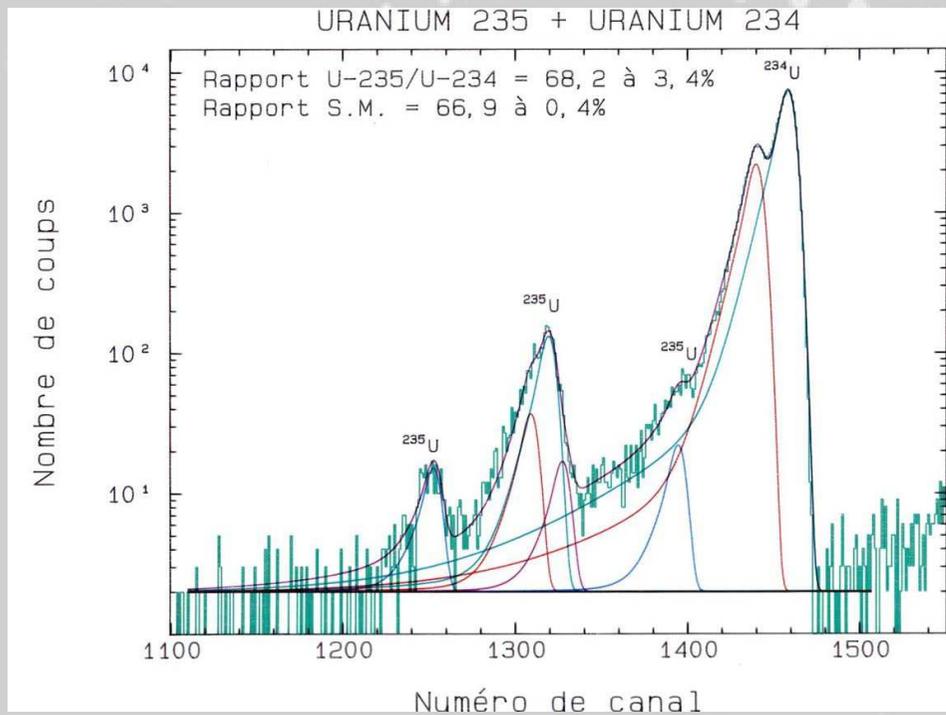
R_1 est le parcours de la particule alpha dans le milieu de masse volumique ρ_1 et de masse atomique A_1 & R_2 est le parcours de la particule alpha dans le milieu de masse volumique ρ_2 et de masse atomique A_2 .

La qualité des dépôts réalisés pour la spectrométrie α dépend énormément de la pureté de la solution contenant l'émetteur α .

Le transfert d'énergie linéique (T.E.L.) des particules α est très élevé et conduit à des parcours dans la matière extrêmement réduits.

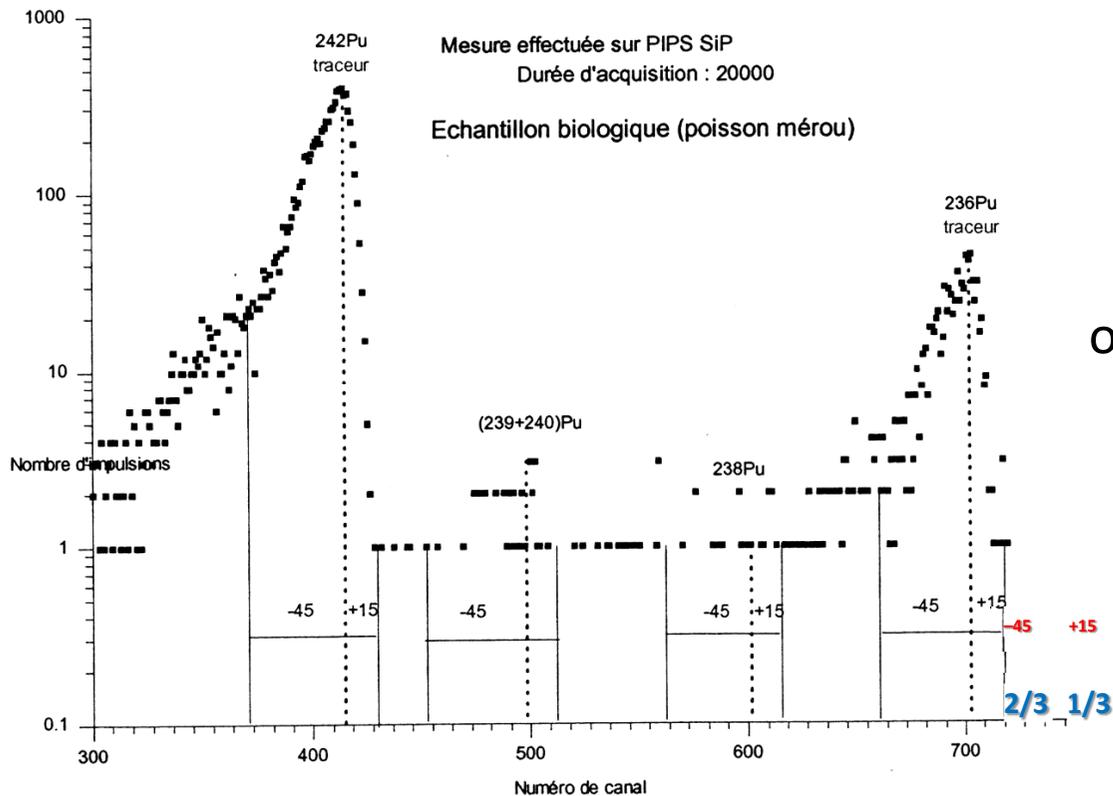
Parcours, dissipation d'énergie et distance entre ionisations primaires dans un tissu de masse volumique 1 g/cm³

Particule	Energie (keV)	Parcours (μm)	dE/dx (keV/ μm)	Distance entre ionisations primaires (\AA)
Electron	1	0,053		42,8
	100	141	0,417	2150
	450	1500	0,21	4600
α	1000	5,3	264	1,9
	10000	108	56	14

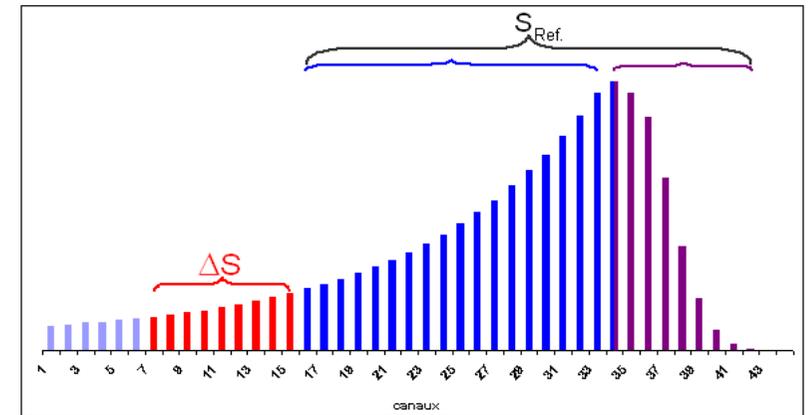


Traitement mathématique des spectres α

Compte-tenu de la forme asymétrique des pics alpha, il convient de sélectionner un nombre plus important de canaux à gauche du sommet du pic que sur la droite. En général, l'asymétrie du pic est définie dans un rapport **1/3 à droite, 2/3 à gauche** mais peut atteindre dans certains cas les proportions 1/4 – 3/4.



ou



Conditions de marquage : $\Delta S < u(S_{ref})$

Sinon on étend les canaux à gauche jusqu'à satisfaire l'inégalité.

On prend généralement le traceur comme pic de référence.

Méthode de Gauss-Newton

Supposons que seulement 2 variables (x,y) soient nécessaires pour ajuster une fonction mathématique f à des points expérimentaux. On peut approximer cette fonction par un développement limité à l'ordre 2 :

$$f(x, y) = f(x_0, y_0) + \frac{\partial f}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial f}{\partial y} \Delta y + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \Delta x^2 + 2 \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y} \Delta x \Delta y + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \Delta y^2 \right]. \quad (1)$$

On minimise la fonction par rapport à un vecteur incrément ΔB dont les composantes sont Δx et Δy .

Soit :

$$0 = \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial f}{\partial y} + \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \Delta x + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \Delta y + \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y} (\Delta x + \Delta y). \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \Delta x + \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y} (\Delta x + \Delta y) + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \Delta y = - \left(\frac{\partial f}{\partial x} + \frac{\partial f}{\partial y} \right) \quad (3)$$

Ici on dérive Eq.(1) par rapport à Δx et Δy

On peut formaliser cette expression en notation matricielle ; ce qui revient à écrire :

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} & \frac{\partial^2 f}{\partial y \partial x} \\ \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y} & \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{\partial f}{\partial x} \\ -\frac{\partial f}{\partial y} \end{pmatrix} \quad (4)$$

En notation compacte, on écrit :

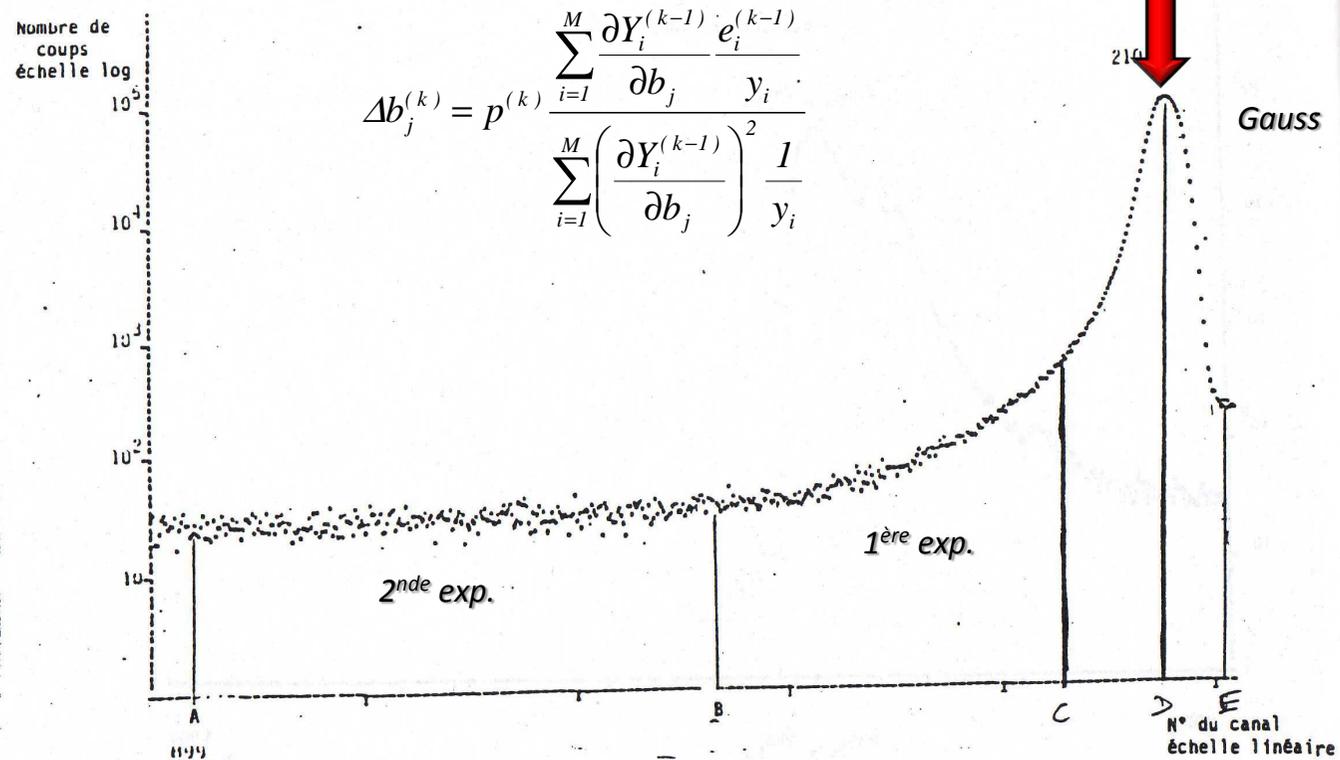
$$\nabla^2 f(x, y) \cdot \Delta B = -\nabla f(x, y)$$

On cherche les solutions de ΔB en résolvant l'équation suivante :

$$\Delta B = -[\nabla^2 f(x, y)]^{-1} \cdot \nabla f(x, y). \quad (6)$$

En pratique, appliqué à la spectrométrie α , on généralise l'équation précédente en considérant une fonction gaussienne augmentée de une à deux traînes exponentielles pour chaque pic marqué. On écrit alors l'équation de f à k composants :

$$\Delta x^{(k)} = -[\nabla^2 f(x^{(k)})]^{-1} \cdot \nabla f(x^{(k)})$$



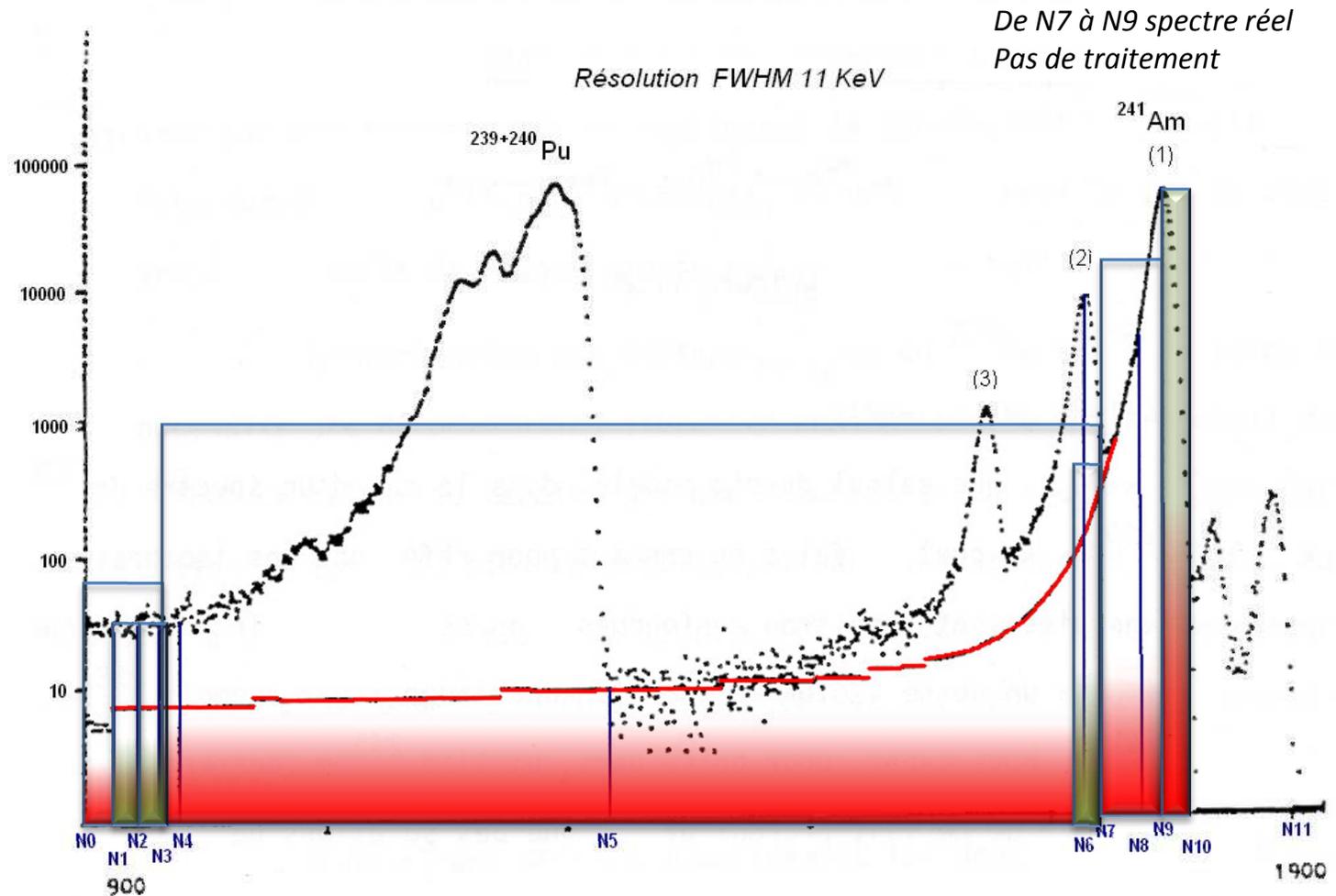
- Partie de la traîne considérée
- Intervalle de paramétrage

$$\frac{dN}{dE} = e^{(aE+b)}$$

$$\frac{dN}{dE} = \frac{a}{(b + cE)^d} + e$$

$$\frac{dN}{dE} = ae^{-\frac{(E-m)^2}{2\sigma^2}}$$

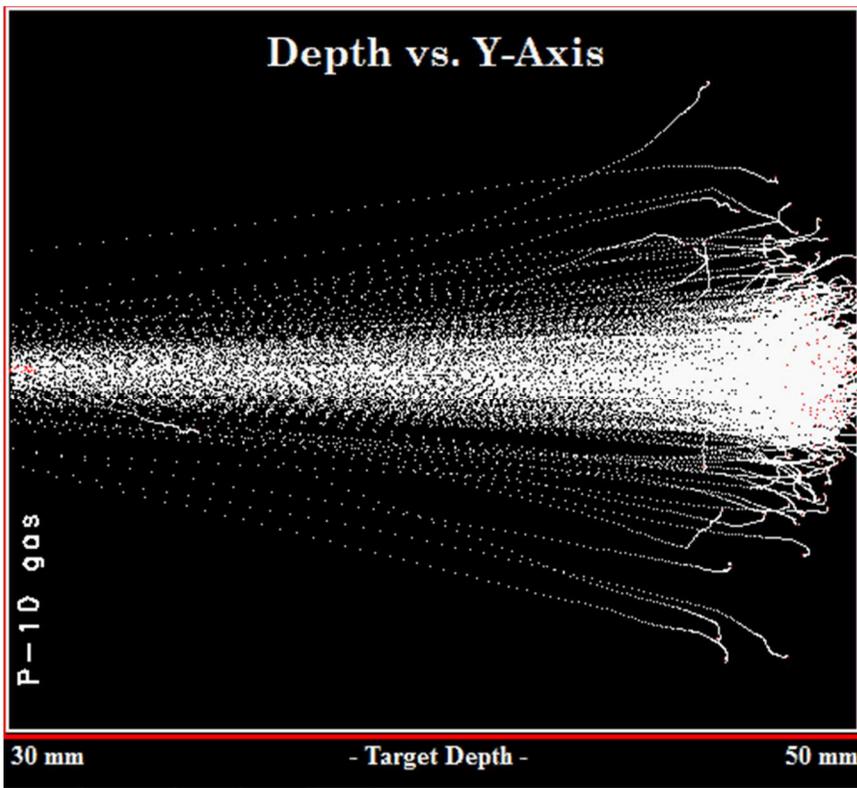
Semi-automatique car l'opérateur réajuste les paramètres entre chaque itération.





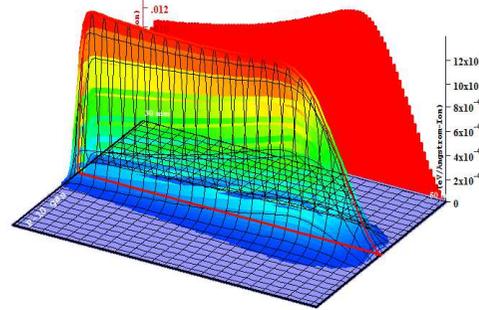
Les spectromètres α

Le détecteur est composé d'une chambre d'ionisation à impulsion. Le principe de détection est basé sur la mesure de l'ionisation d'un milieu gazeux, la grille se comportant comme un écran électrostatique.



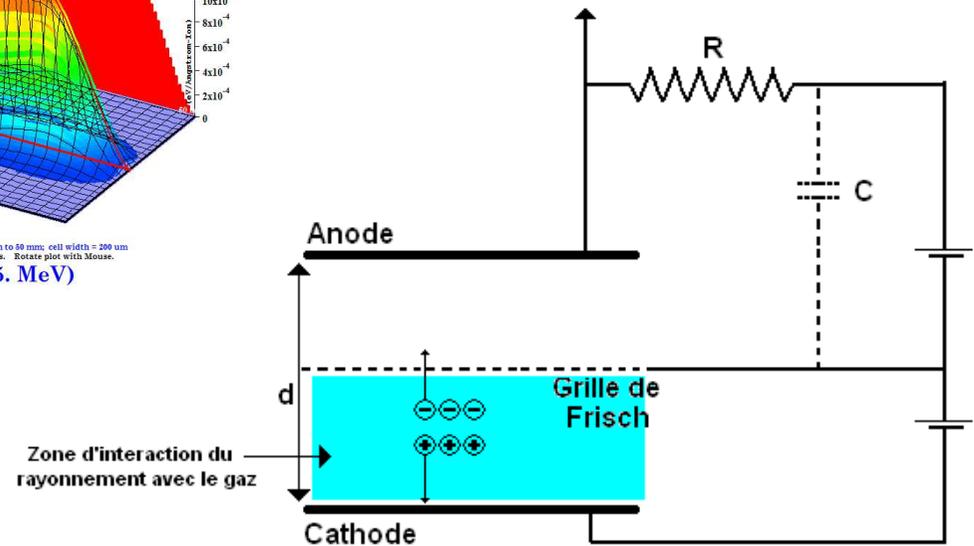
Target Ionization

Total Ionization = 4982.8 keV / Ion
 Total Phonons = 15.6 keV / Ion
 Total Target Damage = 1.58 keV / Ion



Plot Window goes from 30 mm to 50 mm; cell width = 200 um
 Press PAUSE TRIM to speed plots. Rotate plot with Mouse.

Ion = He (5. MeV)



Gaz le plus utilisé : « P10 » (Ar/CH₄ 90/10)

L'ajout d'une grille dite grille de Frisch entre l'anode et la cathode (à un potentiel judicieusement choisi) permet en mode impulsion d'obtenir une amplitude du signal proportionnelle au nombre d'ions primaires **indépendamment de l'endroit de leur production au sein du volume gazeux.**

vitesse $v = \mu \frac{E}{p \times d}$

μ : mobilité ($m^2 \cdot atm / Vs$)
 E : champ électrique (V/m)
 p : pression du gaz ($atm.$)
 d : distance à l'électrode (m)

$$\mu_{ion}^* = 1 - 2 \cdot 10^{-4} \rightarrow v \approx 10 \text{ m/s}$$

$$\mu_e = 1000 \times \mu_{ion}$$

Temps de collection des ions ($d=10 \text{ cm}$, $p=1 \text{ atm}$) = **1 ms**
 Temps de collection des e^- = **1 μs**

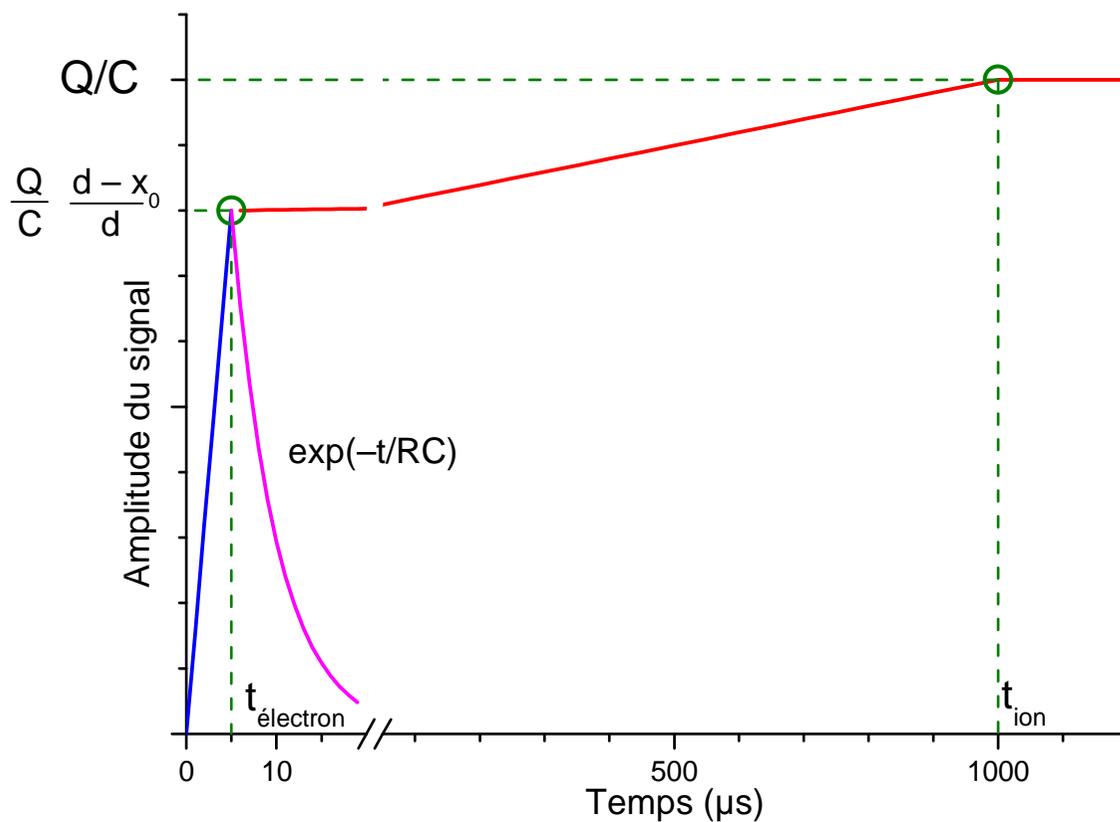
Quel gaz?

Gaz	H ₂	He	N ₂	O ₂	Ar	Kr	Xe	Air	CO ₂	CH ₄
I (eV)	15,4	24,6	15,5	12,2	15,8	14,0	12,1		13,7	13,1
w (eV) ; 5,3 MeV	36,3	42,7	36,6	32,5	26,4	24,1	21,9	35,5	34,5	29,2

$n \approx 2 \cdot 10^5$ porteurs

← Énergie moyenne pour créer une paire d'ions

* Par exemple, $\mu(CH_4^+ \text{ dans Ar}) = 1,87 \text{ cm}^2/Vs$, soit $1,87 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/Vs$.



Exemple : α de 5,3 MeV

Charge totale générée ?

$$Q = \frac{E}{w} \times Q_{e^-}$$

$Q =$

Hauteur de l'impulsion ?

$$V = \frac{Q}{C}$$

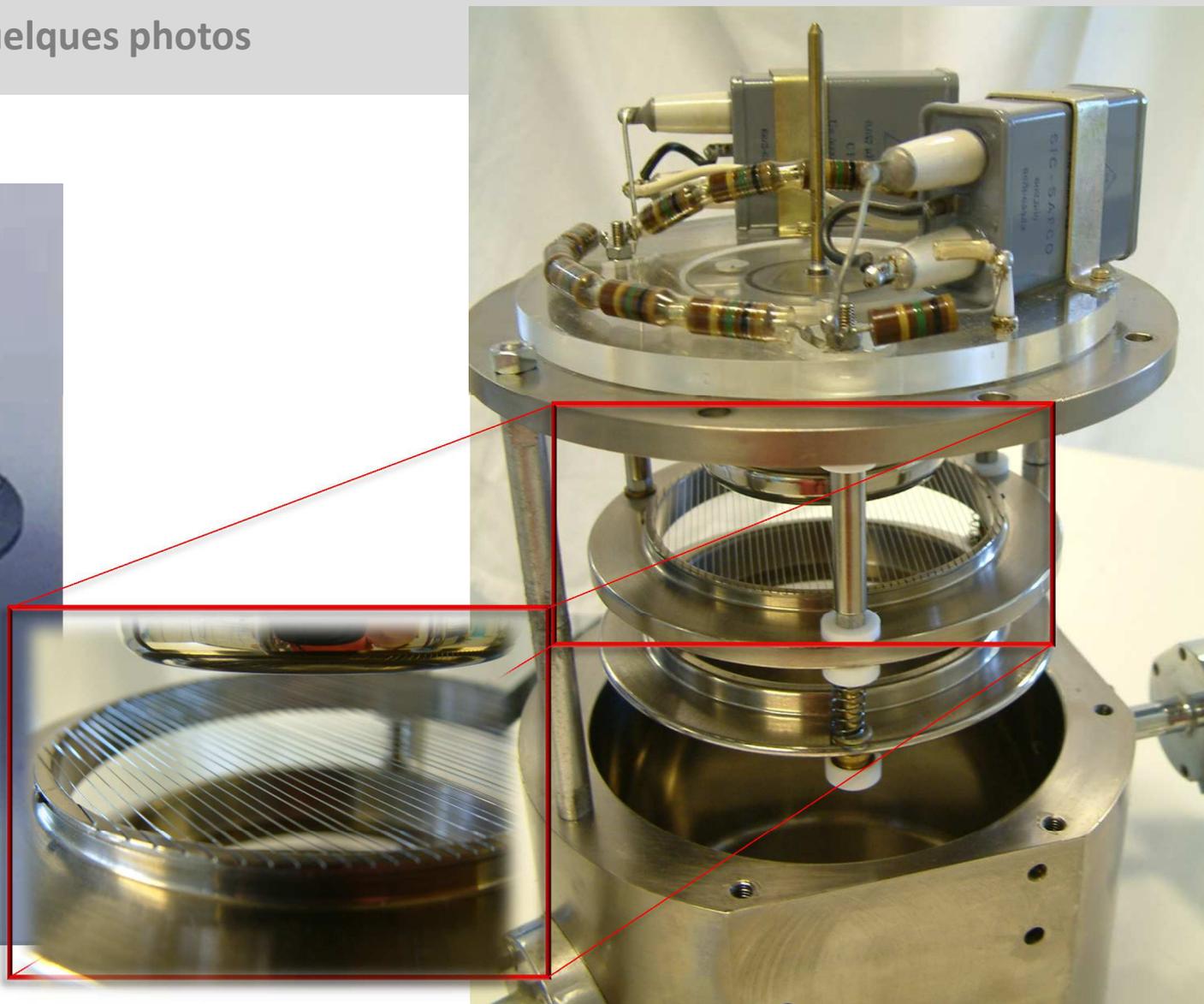
$$V = \quad \text{mV}$$

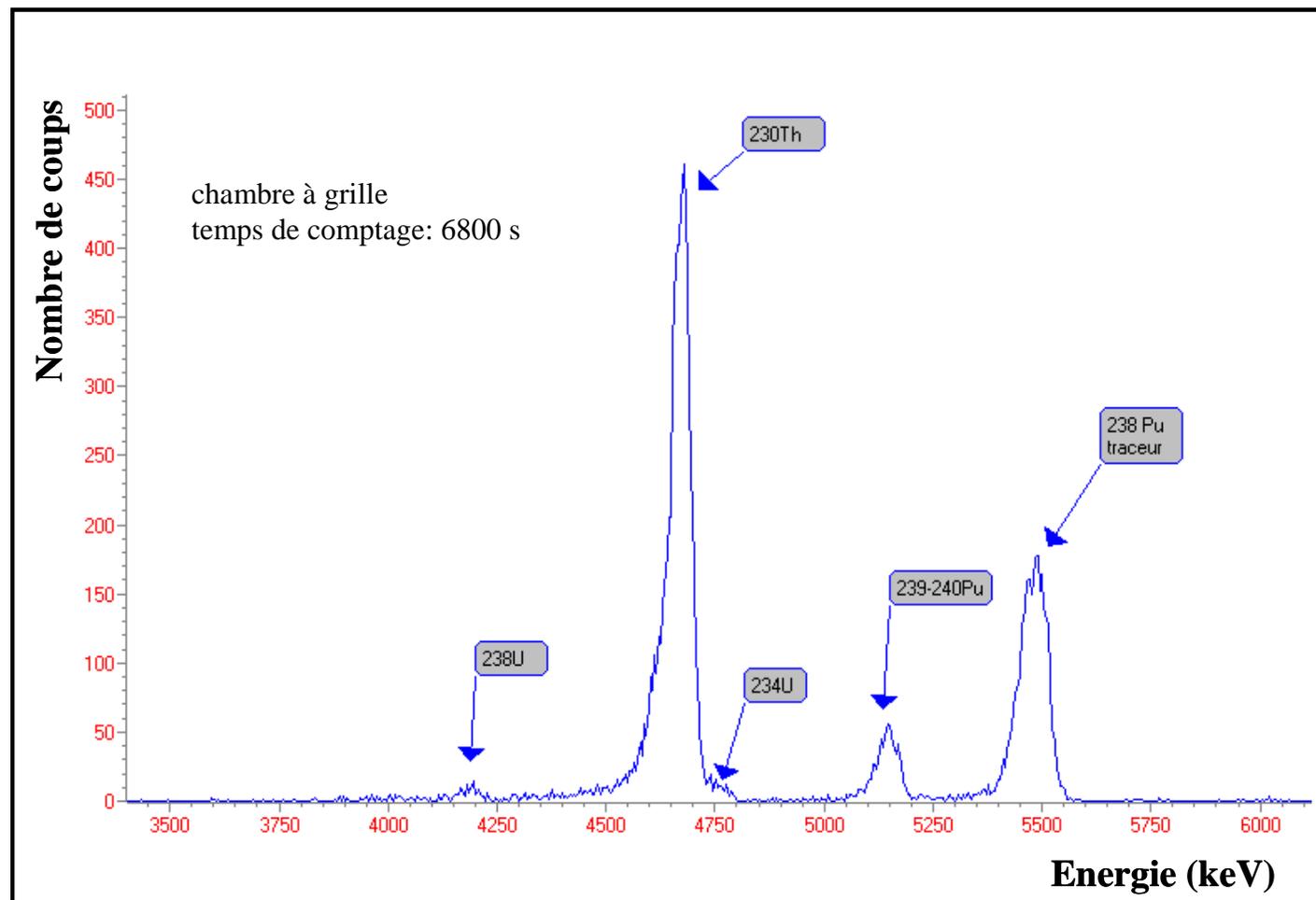
A.N. : pour $A = 1000$ Bq,

$i =$

$i =$

Chambre à grille : $C = 10$ pF





R = 35 – 50 keV

Avantages

La chambre à grille a un angle solide de 2π

Les dépôts peuvent être de différente forme, leur centrage peut être peu précis, le rendement de comptage n'en sera pas affecté.

La limite de détection d'une chambre à grille est meilleure que celle d'un semi-conducteur.

Le nettoyage de la chambre est aisé.

Inconvénients

Résolution intrinsèque est moins bonne que celle des détecteurs à semi-conducteur (**35-50 keV**),

Consommable coûteux (**gaz très pur Ar/CH₄**),

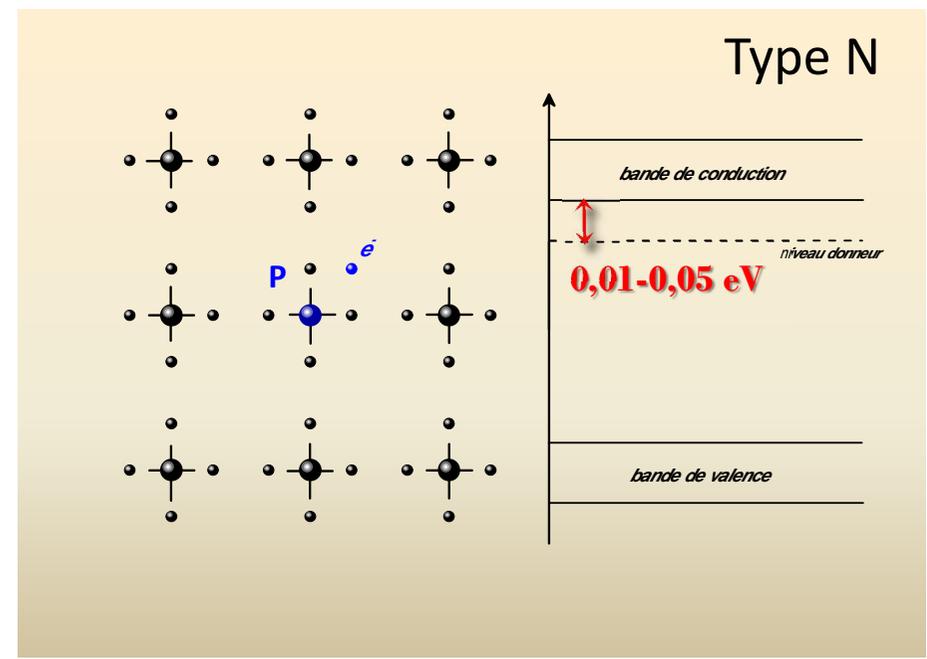
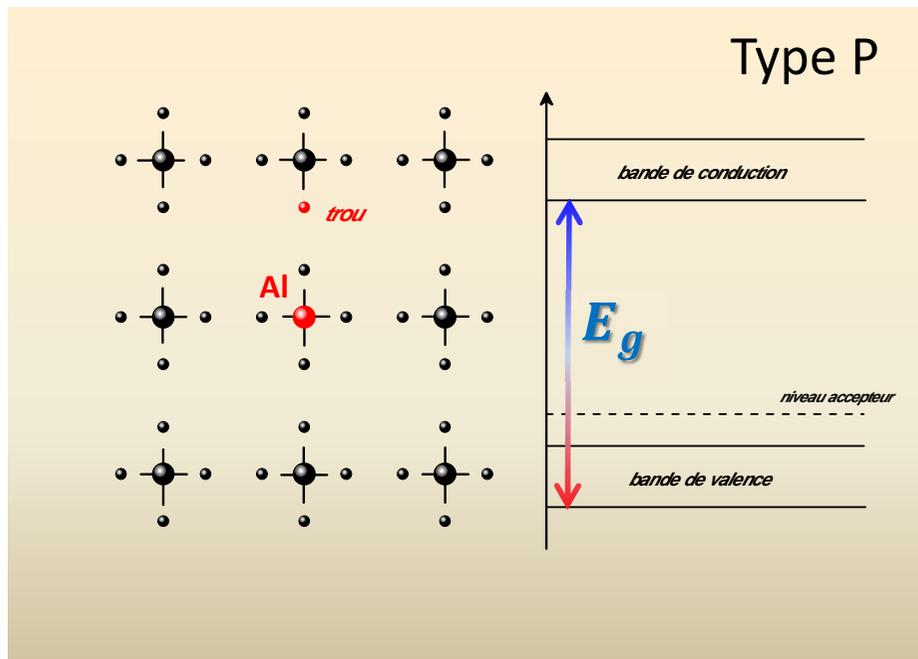
Contamination facile et sa décontamination éventuelle peut coûter cher (renickelage par exemple).

Les matériaux semi-conducteurs utilisés pour la spectrométrie alpha contiennent un niveau contrôlé d'impuretés qui déterminent leur conductivité. Selon le type d'impureté, amenant soit un excès d'électrons soit un excès de trous, les niveaux d'énergie occupés seront dans le gap, soit juste en dessous de la bande de conduction (**type N**), soit juste en dessus de la bande de valence (**type P**). Il est possible de faire un matériau qui contienne les deux types d'impuretés (**jonction PN**).

Isolant $E_g > 5 \text{ eV}$

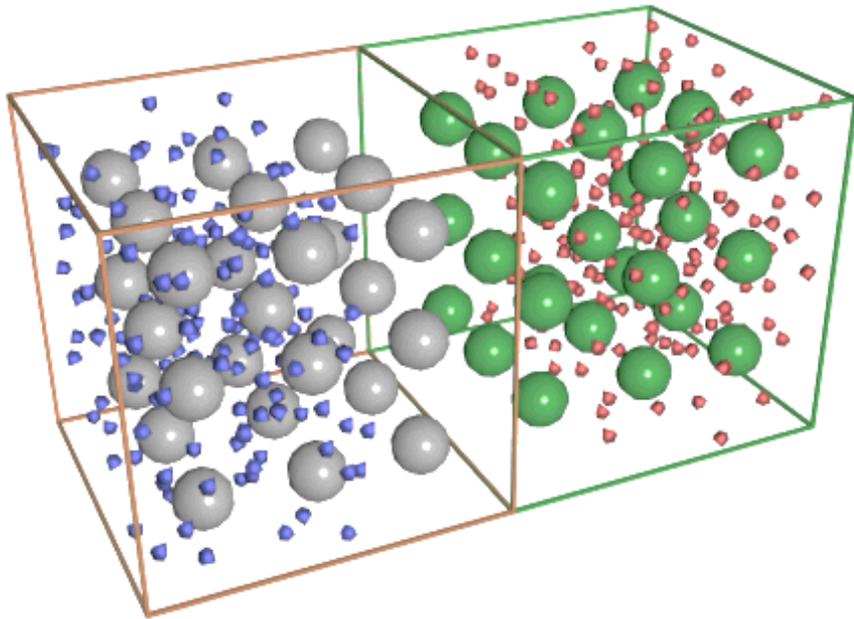
Semi-conducteur

$E_g = 1,115 \text{ eV}$ dans Si à 300 K)



Cette jonction est le contact entre une région de type N et une région de type P. En pratique, cette jonction n'est pas formée par une simple liaison mécanique entre deux semi-conducteurs de types N et P, car les défauts de contact seraient grands devant les espaces inter atomiques.

→ Utilisation d'un cristal unique sur lequel on change les impuretés sur l'une des faces par un procédé de diffusion ou d'implantation, ce qui a pour effet de créer au voisinage immédiat de la surface une jonction abrupte appelée « barrière de surface ».



$$N = \frac{E}{w}$$

N : nombre de paires électron-trou,

E : énergie absorbée,

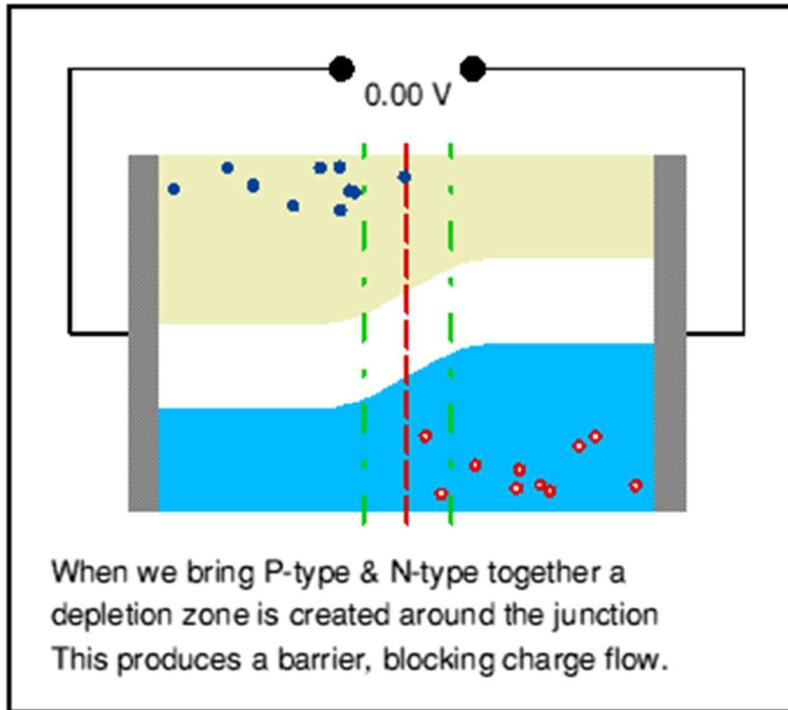
w : énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron-trou.

Exemple : dans Si, $w = 3,61$ eV. Si $E_{\alpha} = 5,5$ MeV (^{241}Am) alors

$$N = \frac{5,5 \times 10^6}{3,61}$$

$n \approx 1,5 \cdot 10^6$ porteurs

Rappel : dans un gaz, $w(\text{Ar}) = 26,4$ eV → $\approx \times 10$ dans un semi-conducteur



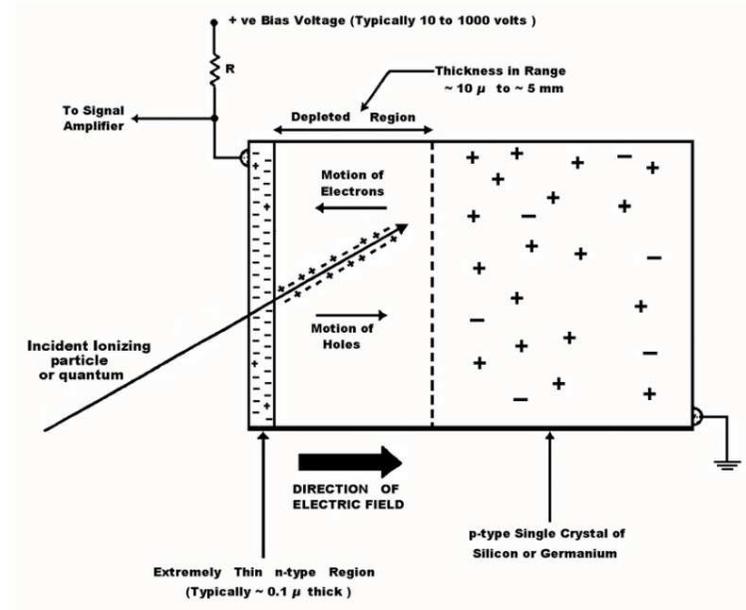
© J. C. G. Lesurf Univ. St. Andrews

$$\mu_{e^-} = 1350 \text{ cm}^2/\text{Vs}$$

$$\mu_{\text{trou}} = 480 \text{ cm}^2/\text{Vs}$$

Rappel : $\mu(\text{CH}_4^+ \text{ dans Ar}) = 1,87 \text{ cm}^2/\text{Vs}$; $\mu_{e^-} = 1870 \text{ cm}^2/\text{Vs}$.

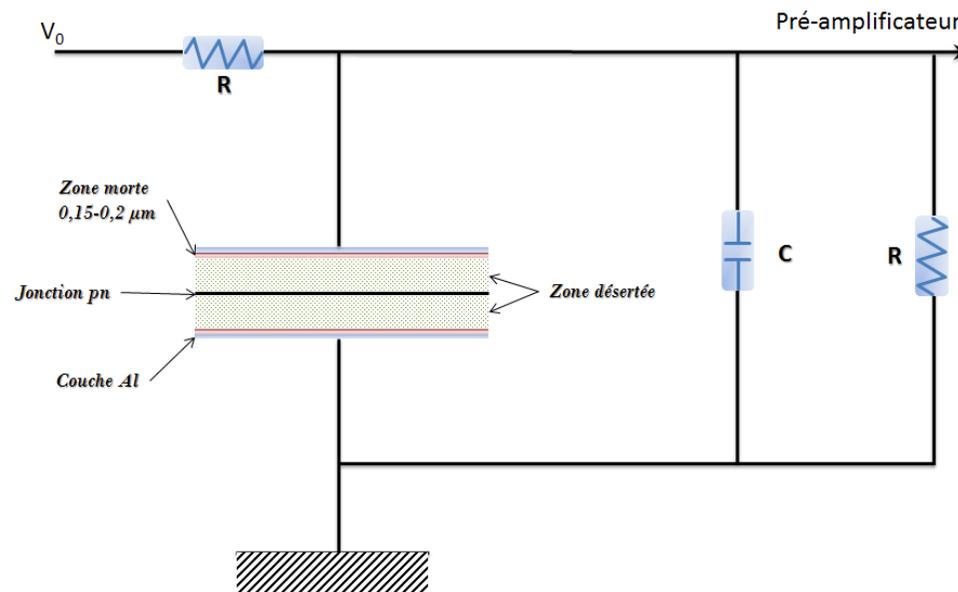
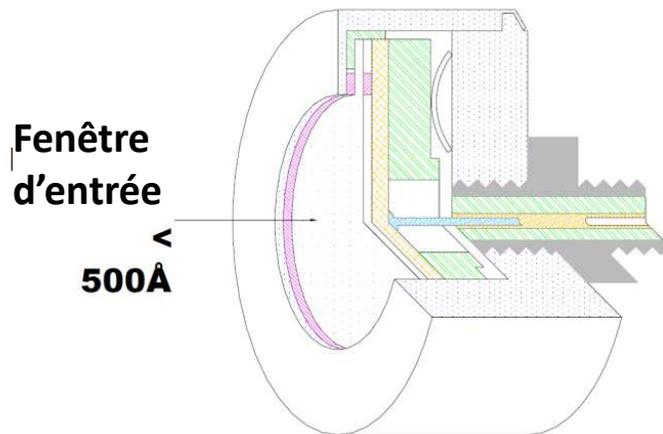
En mode détecteur une jonction pn est polarisée en inverse de telle manière à ce que presque tout le volume du détecteur soit couvert par la zone déplétée.



Valeurs typiques :

Polarisation **inverse** 50-100 V

Typiquement la zone de déplétion est au minimum de **140 μm**



Quatre paramètres déterminent la qualité d'un semi-conducteur :

- le cristal de Silicium doit être très pur afin d'obtenir une résistivité minimale,
- la profondeur de la zone désertée (zone utile) dans laquelle le champ électrique devra être constant,
- la capacité de la jonction qui détermine le bruit électronique,
- le courant inverse.

Profondeur de la zone désertée

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_0}{qN}} = \sqrt{2\varepsilon V_0 \mu \rho}$$

V_0	=	tension inverse,
q	=	charge de l'électron,
N	=	nombre d'atomes dopeurs contenus dans le cristal de base,
ρ	=	résistivité du silicium,
μ	=	mobilité des porteurs majoritaires.

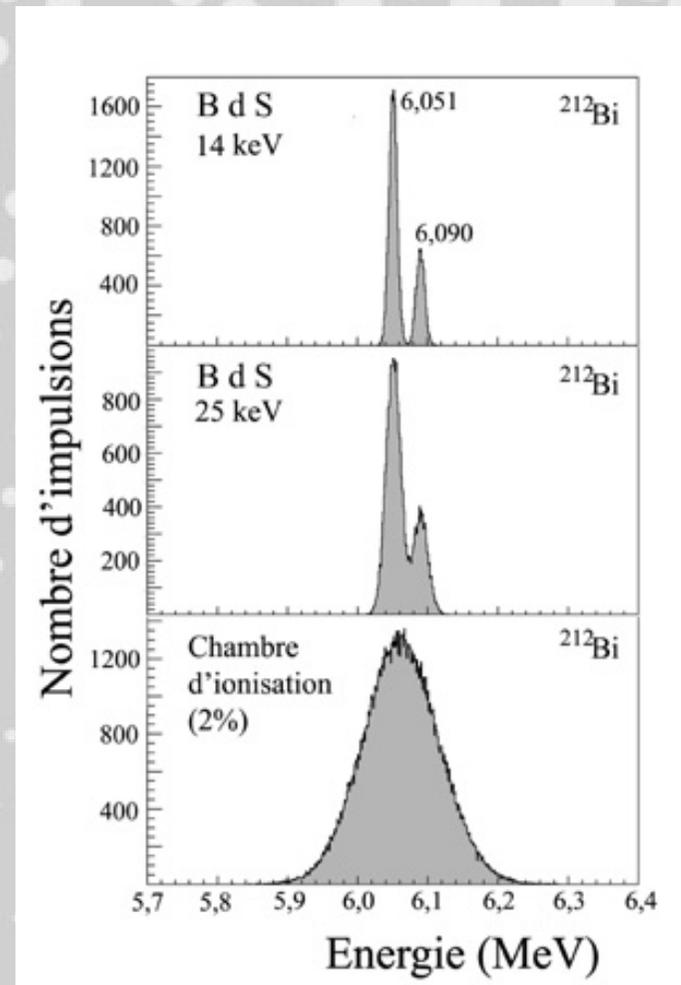
Capacité et courant inverse

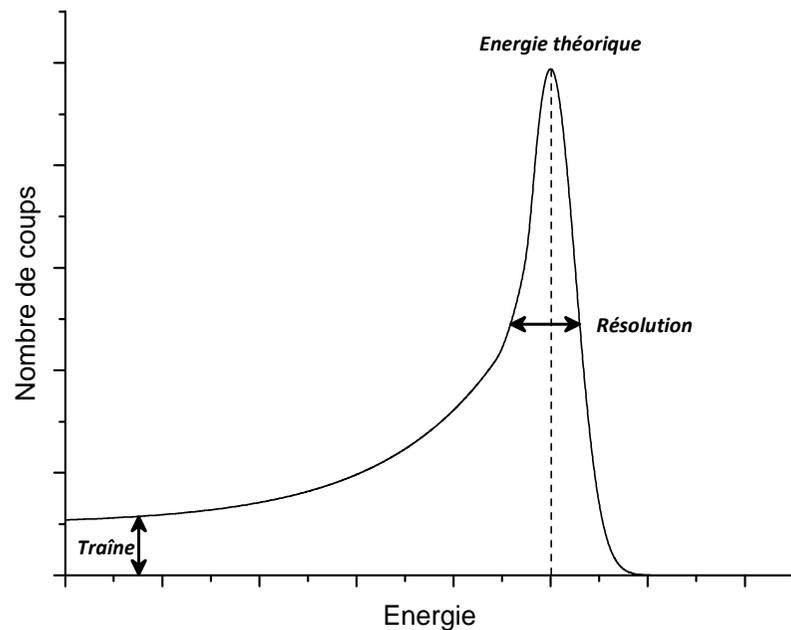
$$C = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2\varepsilon q N}{V_0}} \quad I = K \sqrt{\frac{\rho}{\tau}}$$

K	=	constante,
ρ	=	résistivité du cristal de base,
$\tau = \frac{1}{N\sigma V}$	=	durée de vie des porteurs, avec N densité des centres de recombinaison, σ section efficace de capture, V vitesse thermique (100 km/s à 300 K dans Si) - $\tau = 0,75$ ps dans Si sans polarisation de la jonction.



Résolution en spectrométrie α





la particule alpha ne perd pas toute son énergie sous forme d'ionisations dans la zone utile du détecteur.

- Le pic n'est pas centré sur l'énergie théorique de la particule, mais sensiblement décalé vers les basses énergies.
- La largeur du pic est considérablement plus grande que la largeur naturelle de la raie.

Causes dues :

- à la nature du détecteur,
- à la qualité de la source (préparation de la source),
- à la géométrie de détection.

- Compte tenu du fort pouvoir d'arrêt des matériaux pour les particules alpha la préparation de la source est une étape des plus importantes en spectrométrie alpha.
- Collisions élastiques (diffusion Rutherford) sur les noyaux, bien que rares, ne sont pas négligeables, surtout en fin de parcours.
- Dans la cas des détecteurs semi conducteurs, la particule doit traverser la diffusion métallique servant d'électrode et une inévitable zone morte avant d'arriver dans la zone de déplétion.

Conséquences

- Perte d'énergie sans création de charges,
- Ces phénomènes décalent le sommet du pic par rapport à l'énergie théorique.

$$\Delta R = 2,35\sqrt{\Delta S^2 + \Delta I^2 + \Delta C^2 + \Delta P^2 + \Delta F^2 + \Delta E^2}$$

ΔS – straggling sur la perte d'énergie dans la traversée de la source.

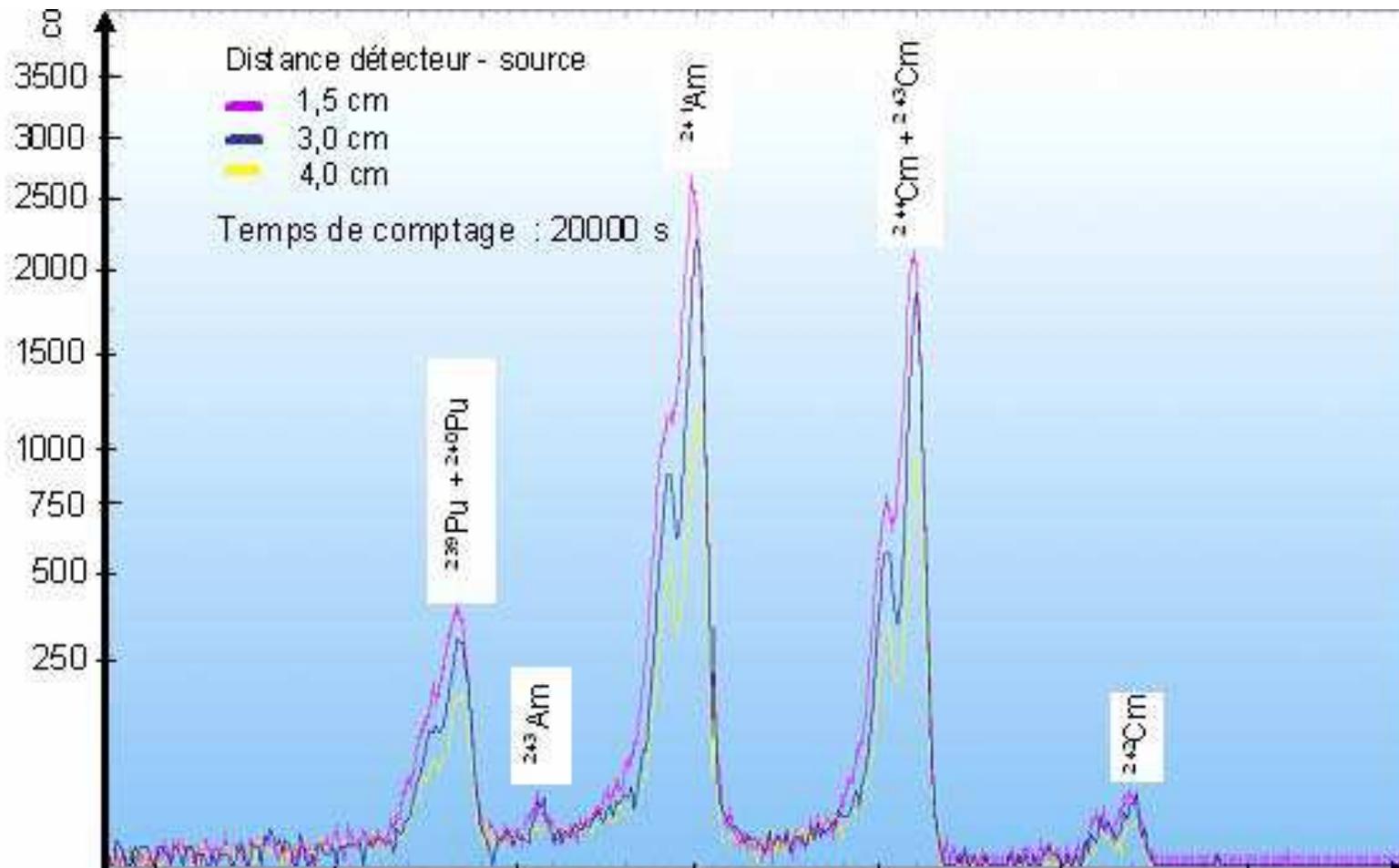
ΔI – fluctuations statistiques sur le nombre de porteurs.

ΔC – straggling sur l'énergie perdue par collisions élastiques sur les noyaux (diffusion Rutherford).

ΔP – fluctuations sur la probabilité de piégeage ou de recombinaison des porteurs au cours du collectage.

ΔF – straggling sur la perte d'énergie dans la traversée de l'électrode collectrice et de la zone morte à l'entrée du détecteur (cas des semi conducteurs).

ΔE – élargissement dû au « bruit » électronique.



Ce sont des détecteurs dits cryogéniques – ils mesurent une chaleur.

- Fonctionnement à 1 K et souvent à 100 mK.
- Résolution en énergie largement meilleure que celle des détecteurs conventionnels
- Pas de couche morte

Suivant leur mode de fonctionnement et l'application on les appelle **bolomètres** (physique – détecteur de rayonnements ou de particules) ou **calorimètres** (chimie – mesures d'échange de chaleur).

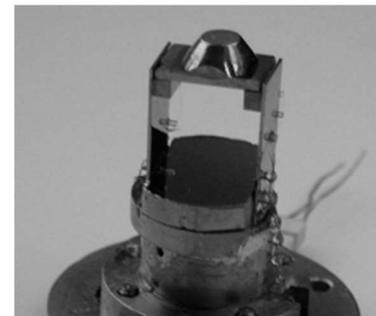
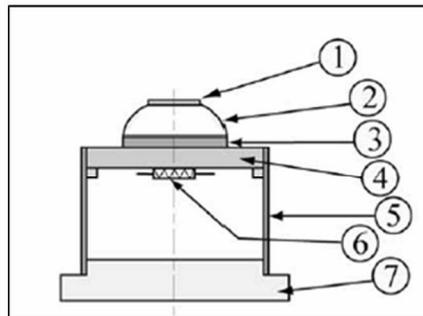
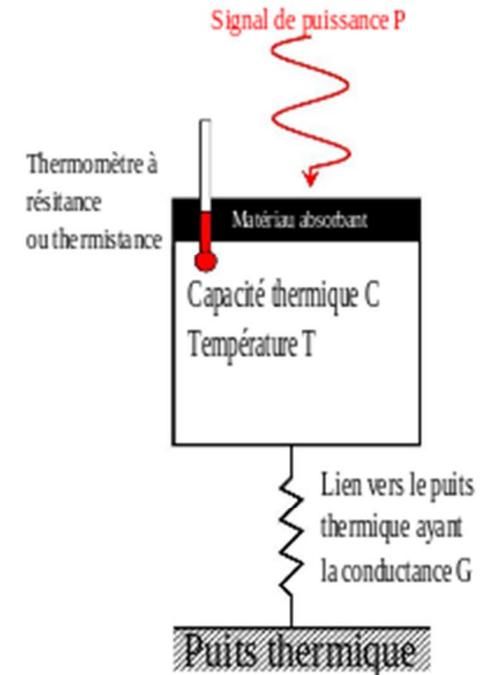
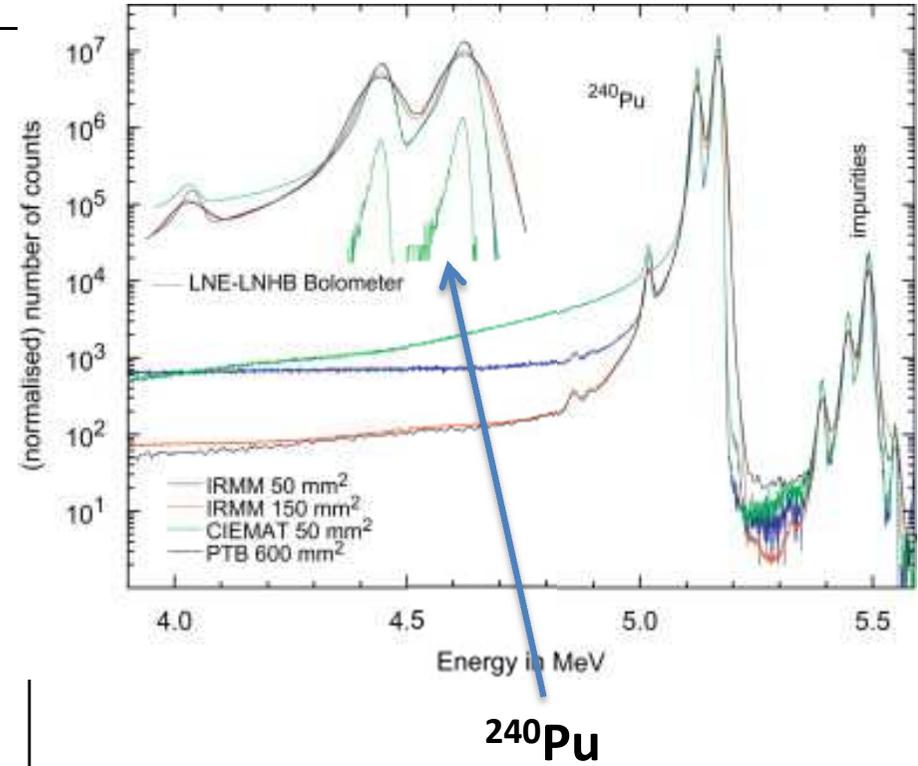
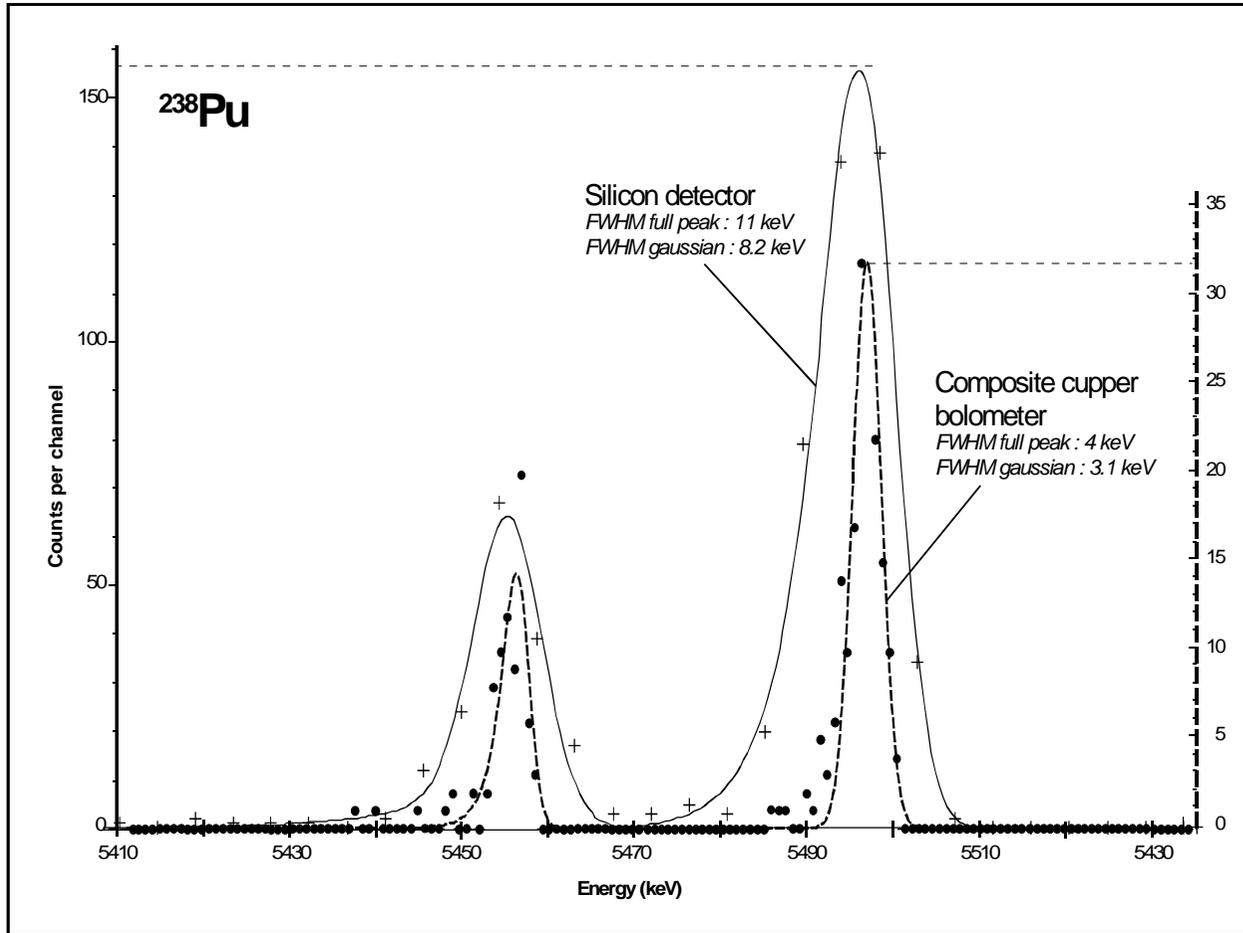


Fig. 10.5 : Schéma et photographie du bolomètre Cu / NTD Ge. 1 : absorbeur en Cu. 2, 3 : pièces en Ge. 4 : thermomètre NTD Ge. 5 : lien thermique. 7 : support en Cu.





Sibbens G. et al, Alpha particle emission probabilities in the decay of ^{240}Pu , *Appl. Radiat. Isot.* 68(7-8) (2010) 1459-1466.

Leblanc E. et al, High-energy resolution alpha spectrometry using cryogenic detector, *Appl. Radiat. Isot.* 64(10-11) (2006) 1281-1286.



Méthode absolue

Il faut connaître :

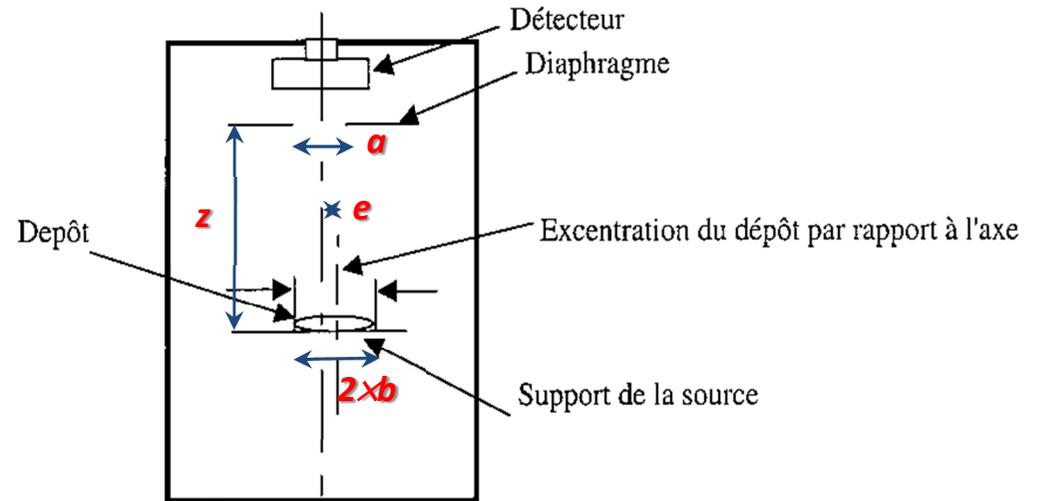
- le rayon du collimateur a
- distance source-collimateur z
- le rayon de la source b
- l'excentration de la source e

Formule de Curtis

$$G = \frac{a^2}{4z^2} \left[1 - \frac{3a^2 + b^2 + 2e^2}{4z^2} + \frac{5a^2 + b^4 + 3e^4 + 6a^2e^2 + 6b^2e^2 + 3a^2b^2}{8z^4} + \dots \right]$$

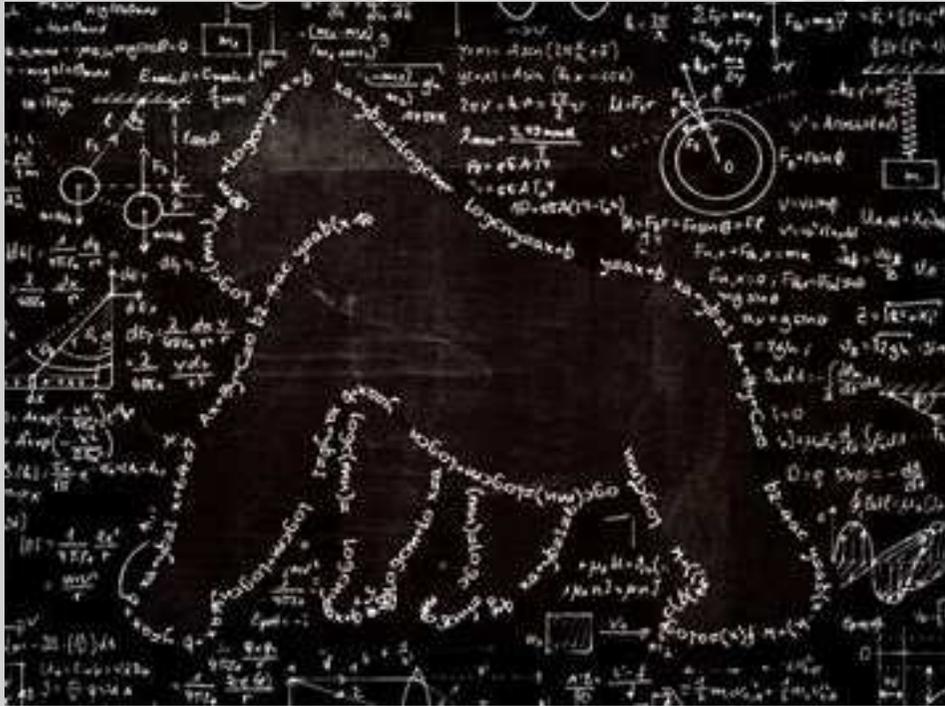
Dans le cas simple d'une source ponctuelle située sur l'axe du collimateur, on obtient :

$$G = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{z}{\sqrt{z^2 + a^2}} \right]$$

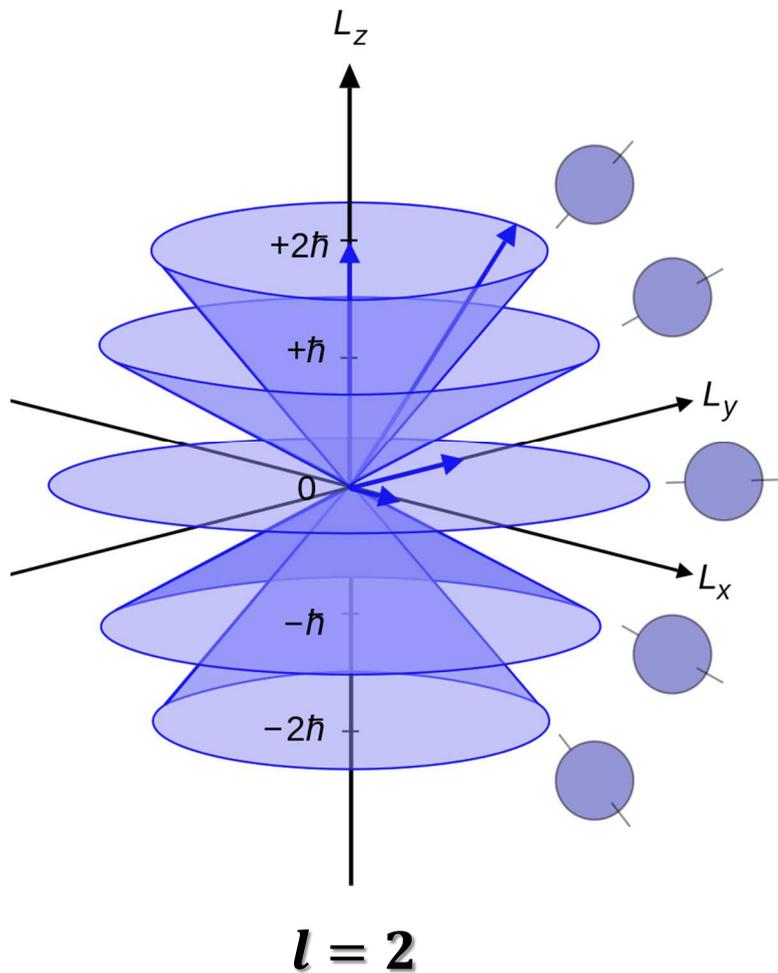




Merci de votre attention

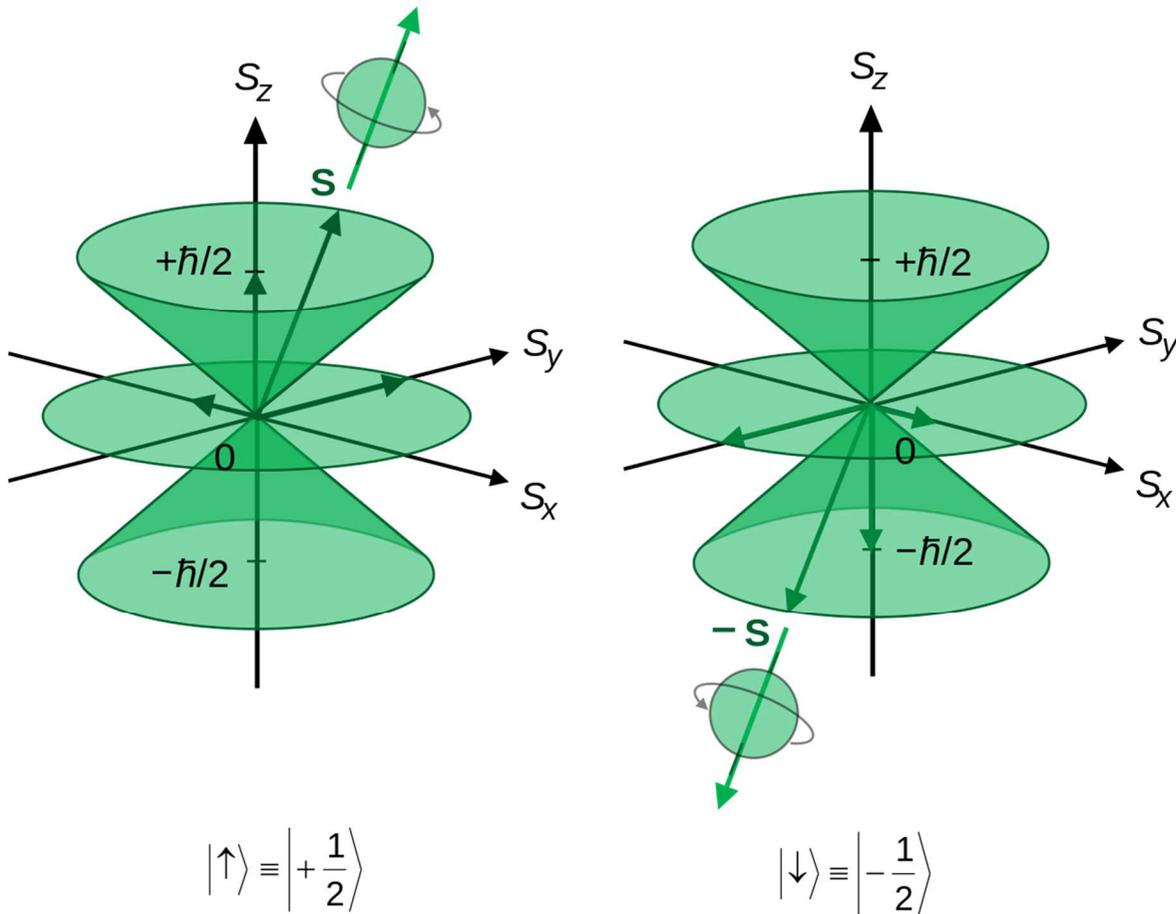


Annexes



Le moment angulaire des nucléons l correspondant à leur rotation autour du centre du noyau est quantifié. Comme tout vecteur, le moment angulaire orbital peut être projeté sur un axe quelconque. Ces valeurs m_l de ces projections sont comprises entre $-l$ et $+l$, y compris 0. Il y a $(2l + 1)$ valeurs de ces projections (et donc $(2l + 1)$ angles).

Le module du moment angulaire vaut $\hbar[l(l + 1)]^{1/2}$



En plus du moment angulaire orbital, les nucléons possèdent un moment angulaire de rotation appelé spin. Il y a $(2s + 1)$ projections du vecteur spin $\rightarrow 2 \times \frac{1}{2} + 1 = 2$ valeurs $\pm \frac{1}{2} \hbar$, donc 2 orientations possibles (m_s).

Le module du spin vaut $\hbar \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right) \right]^{1/2}$

$$E = \hbar\omega_0 \left(N + \frac{3}{2} \right) = \hbar\omega_0 \left(2(n-1) + l + \frac{3}{2} \right)$$



Etat N	N, n, l	couche	g_T	N_T
4^+	4,3,0	3s	30	70
	4,2,2	2d		
	4,1,4	1g		
3^-	3,2,1	2p	20	40
	3,1,3	1f		
2^+	2,2,0	2s	12	20
	2,1,2	1d		
1^-	1,1,1	1p	6	8
0^+	0,1,0	1s	2	2

Parité	+	-	+	-	+	-	+	-
l	0	1	2	3	4	5	6	7
	s	p	d	f	g	h	i	j

$$\text{Parité : } P = (-1)^l$$

Note : 1) on remarque que l a la même parité que N ; 2) et que l ne peut prendre que des valeurs paires si l est pair et impaires si l est impair.

$$N = 2(n-1) + l$$

Pour $N = 4$, combien de couches ?

Quelle(s) valeur(s) de l ?

$l =$

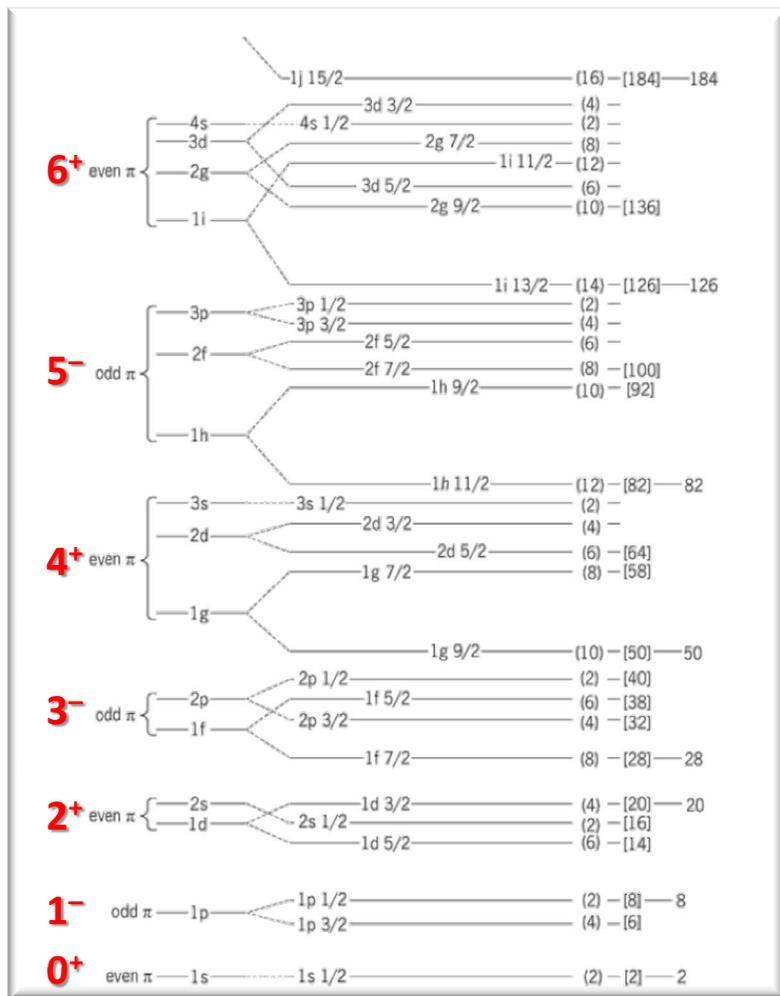
Quelle(s) valeur de n pour un l donné ?

$n =$

$$N = \quad = 4$$

$$N = \quad = 4$$

$$N = \quad = 4$$

Exercice 2 – remplissage des couches pour $N = 6^+$ 

- 1) Retrouver le nombre de couches pour l'état $N = 6^+$
- 2) Retrouver la nomenclature s, p, d, ...
- 3) Retrouver le nombre de nucléons pour chaque couche
- 4) En prenant en compte le couplage spin-orbite, retrouver le nombre de sous-couches
- 5) Retrouver la nomenclature des sous-couches
- 6) Retrouver le nombre de nucléons pour chaque sous-couche

Informations utiles

Parité	+	-	+	-	+	-	+	-
l	0	1	2	3	4	5	6	7
	s	p	d	f	g	h	i	j

$$N = 2(n - 1) + l$$

Nombre de nucléon par couche = $4l + 2$

Valeurs de j : $j = l \pm \frac{1}{2}$

Nombre de projections de $\vec{j} = (2j + 1)$

1) Retrouver le nombre de couches pour l'état $N = 6^+$

$$N = 2(n - 1) + l$$

$$n =$$

$$N = \quad = 6 \quad l =$$

$$n =$$

$$N = \quad = 6 \quad l =$$

$$n =$$

$$N = \quad = 6 \quad l =$$

$$n =$$

$$N = \quad = 6 \quad l =$$

$$n =$$

$$N = \quad = 6 \quad l =$$

2) Retrouver la nomenclature s, p, d, ...

3) Retrouver le nombre de nucléons pour chaque couche

$$\text{Nbe de nucléon par couche} = 4l + 2$$

$$n = \quad =$$

$$n = \quad =$$

$$n = \quad =$$

$$n = \quad =$$

4) En prenant en compte le couplage spin-orbite, retrouver le nombre de sous-couches

$$j = l \pm \frac{1}{2}$$

Il y a 4 couches 1i, 2g, 3d et 4s.
Pour $l = 0$, les moments l et s sont confondues \rightarrow pas de dégénérescence, donc :

1i \rightarrow sous-couches
2g \rightarrow sous-couches
3d \rightarrow sous-couches
4s \rightarrow sous-couche
 $\Sigma =$ sous-couches

5) Retrouver la nomenclature des sous-couches

1i ($l =$)

$j =$ =

$j =$ =

2g ($l =$)

$j =$ =

$j =$ =

3d ($l =$)

$j =$ =

$j =$ =

4s ($l =$)

$j =$



6) Retrouver le nombre de nucléons pour chaque sous-couche

Nombre de projections de $\vec{j} = (2j + 1)$

1i ($l = 0$)

$$n_{1i-} = (2 \times 0 + 1) = 1$$

$$n_{1i-} = (2 \times 0 + 1) = 1$$

3d ($l = 2$)

$$n_{3d-} = (2 \times 2 + 1) = 5$$

$$n_{3d-} = (2 \times 2 + 1) = 5$$

4s ($l = 0$)

$$n_{4s-} = (2 \times 0 + 1) = 1$$

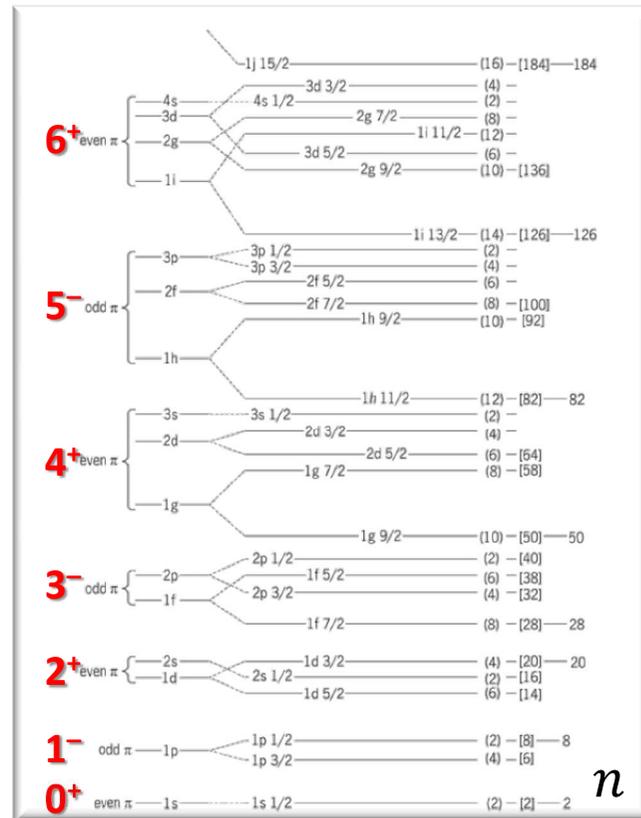
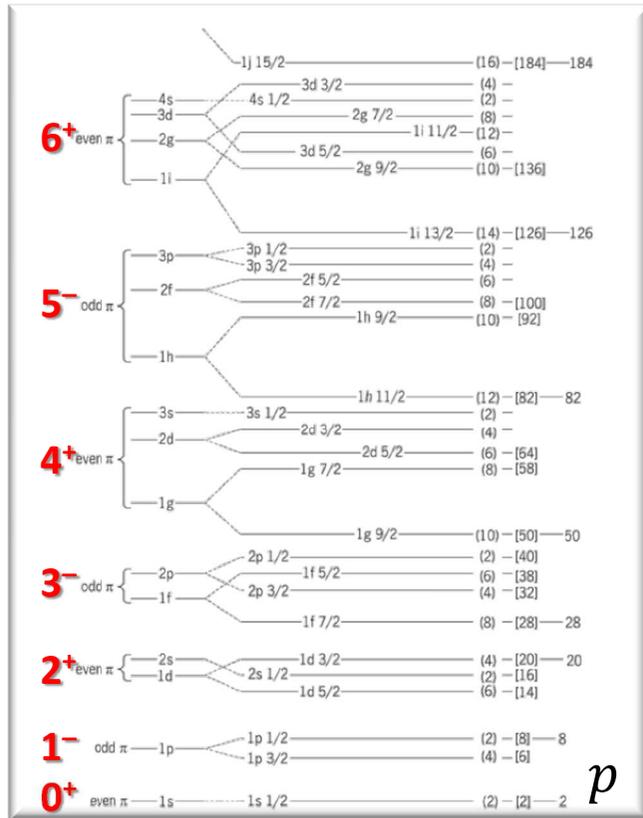
2g ($l = 4$)

$$n_{2g-} = (2 \times 4 + 1) = 9$$

$$n_{2g-} = (2 \times 4 + 1) = 9$$



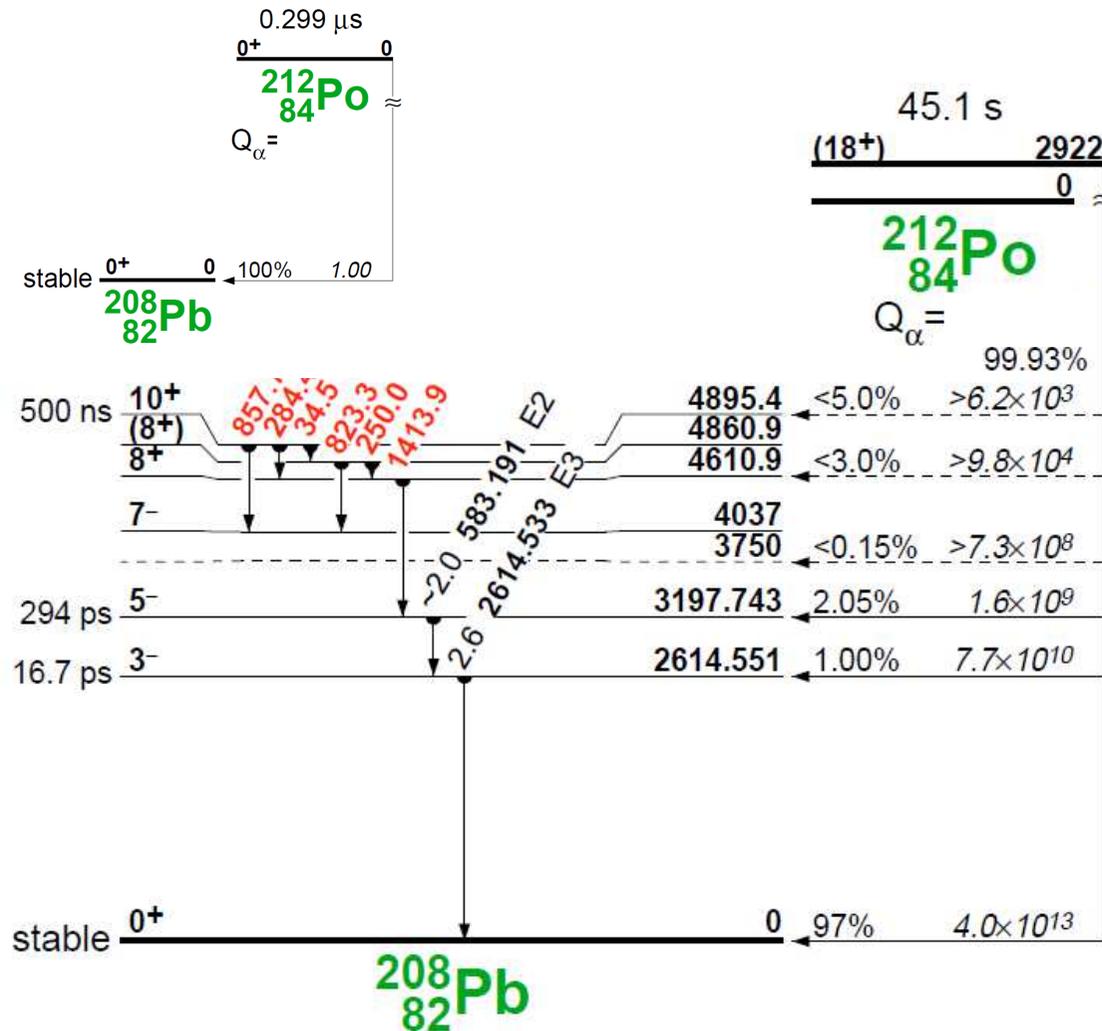
Représenter graphiquement le remplissage des premières sous-couches pour les 3 noyaux suivants $^{16}_8\text{O}$, $^{17}_8\text{O}$ et $^{17}_9\text{F}$. Donner leur parité et le moment orbital total du noyau.



$$I(^{16}_8\text{O}) =$$

$$I(^{17}_8\text{O}) =$$

$$I(^{17}_9\text{F}) =$$



Evaluer les énergies α_0 pour les 2 états du Po, ainsi que α_{3198} pour l'état excité du Po (45,1 s).

$$\Delta_{Po} = -10,381 \text{ MeV}$$

$$\Delta_{Pb} = -21,759 \text{ MeV}$$

$$\Delta_\alpha = 2,4249 \text{ MeV}$$

$$Q_\alpha = \quad \text{MeV}$$

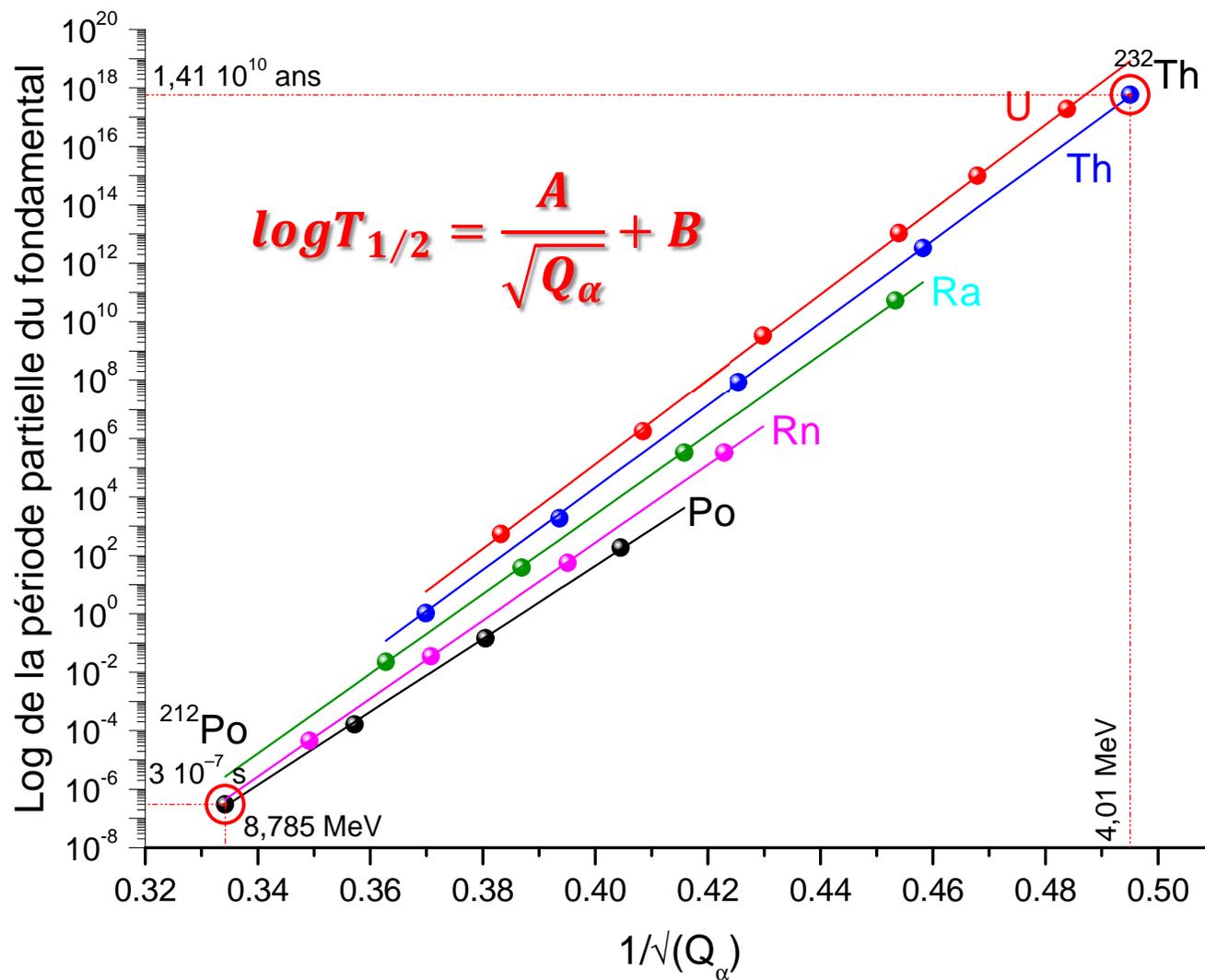
$$T_{\alpha_0} = \quad \text{MeV}$$

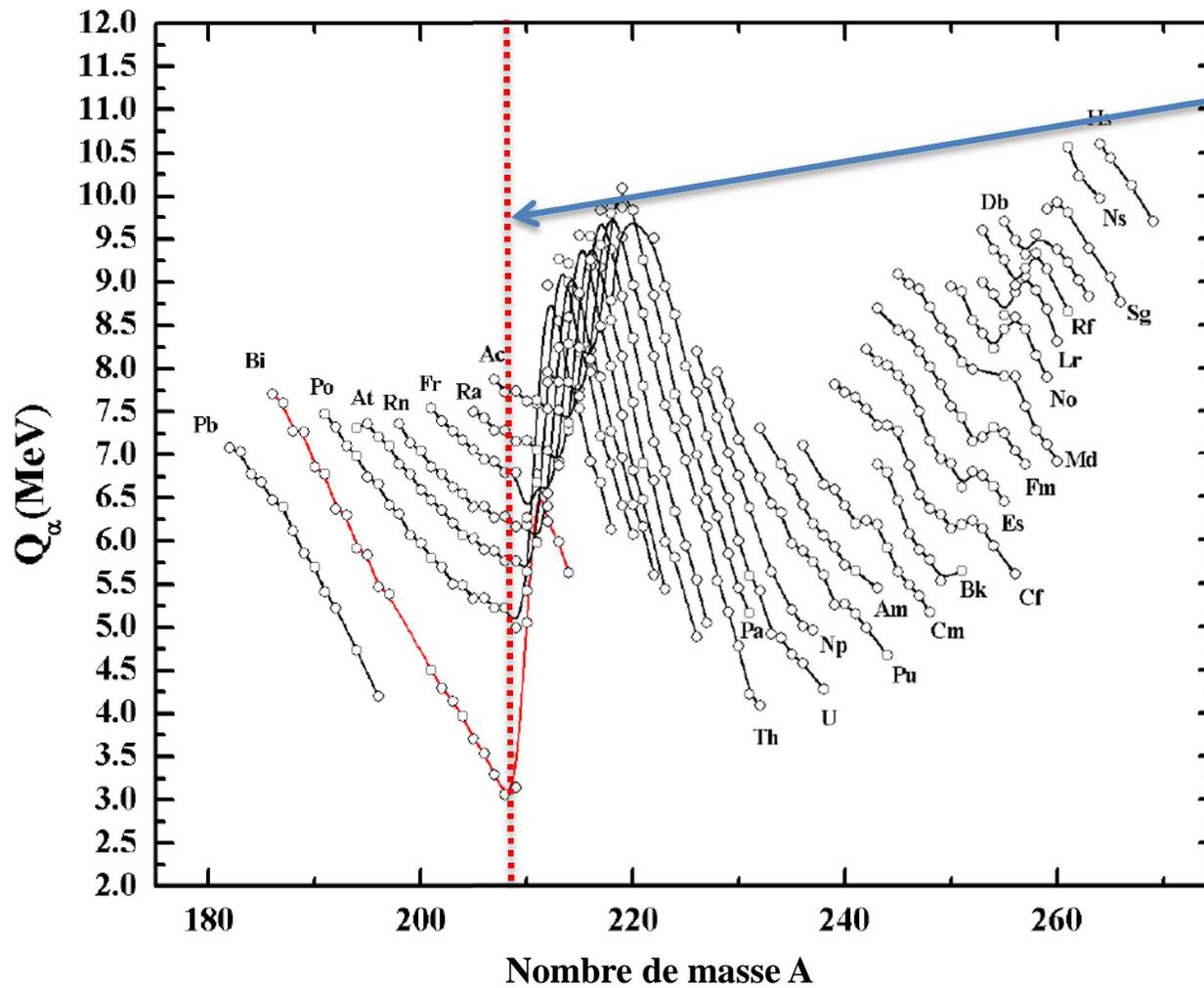
$$Q_\alpha =$$

$$T_{\alpha_0} = \quad \text{MeV}$$

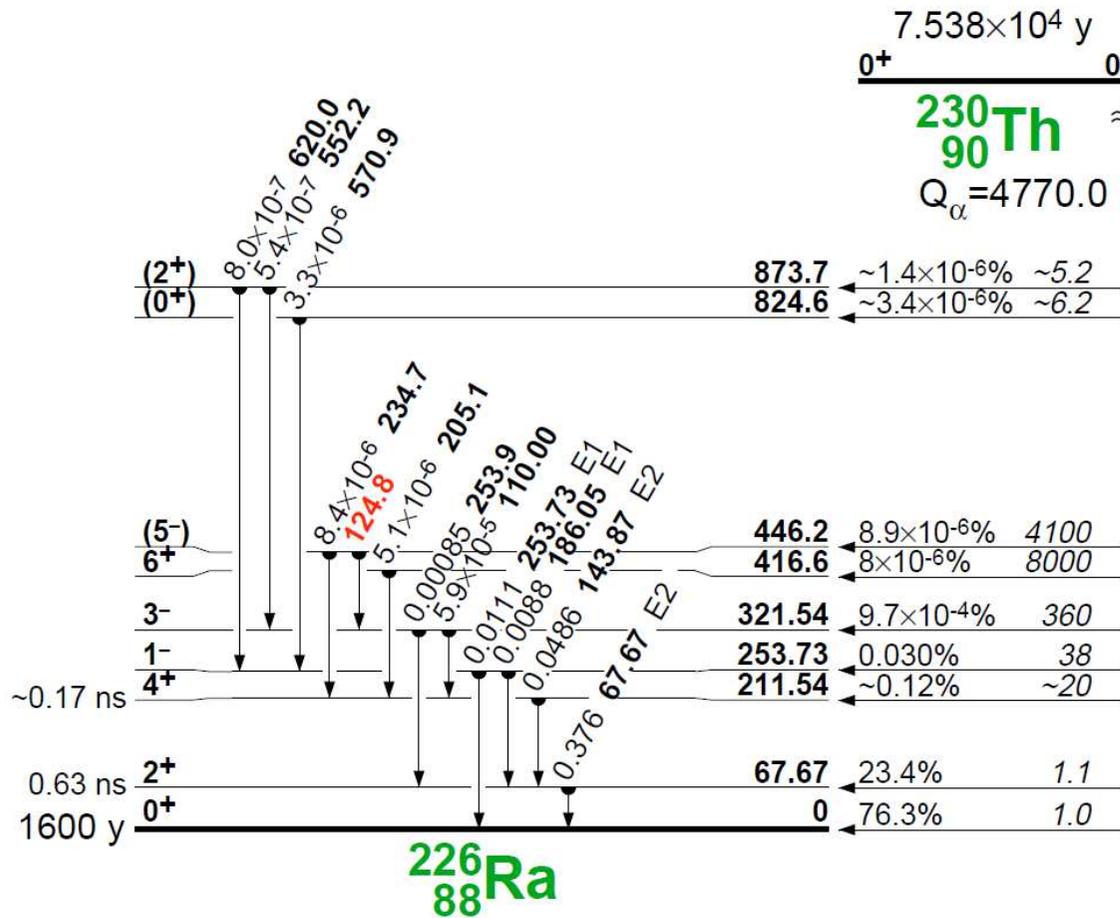
$$Q_{\alpha_{3198}} =$$

$$T_{\alpha_{3198}} = \quad \text{MeV}$$





Effet de la couche à 126 neutrons



$$T_{\alpha_0} =$$

Élément	Excès de masse (MeV)
$^{230}_{90}\text{Th}$	30,863976
Particule α : ^4_2He	2,42491565
Élément fils $^{226}_{88}\text{Ra}$	23,669099

- 1) Retrouver le Q_α
- 2) Calculer l'énergie cinétique pour la transition α_0
- 3) Calculer l'énergie cinétique pour la transition α_{67}

$$Q_\alpha =$$

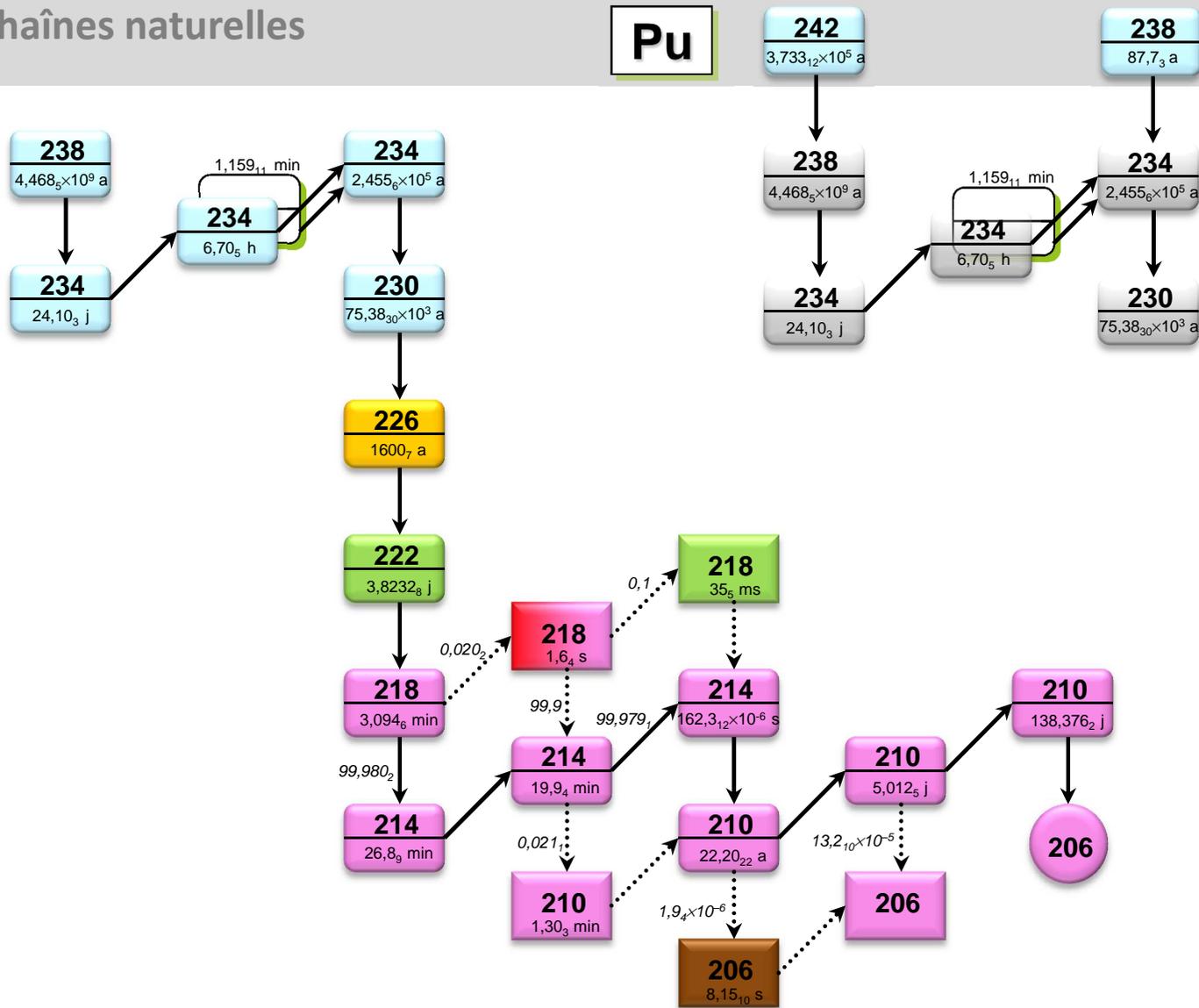
$$Q_\alpha =$$

$$Q_{\alpha_{67}} =$$

$$T_{\alpha_{67}} =$$

Pu

U
Pa
Th
Ac
Ra
Fr
Rn
At
Po
Bi
Pb
Tl
Hg



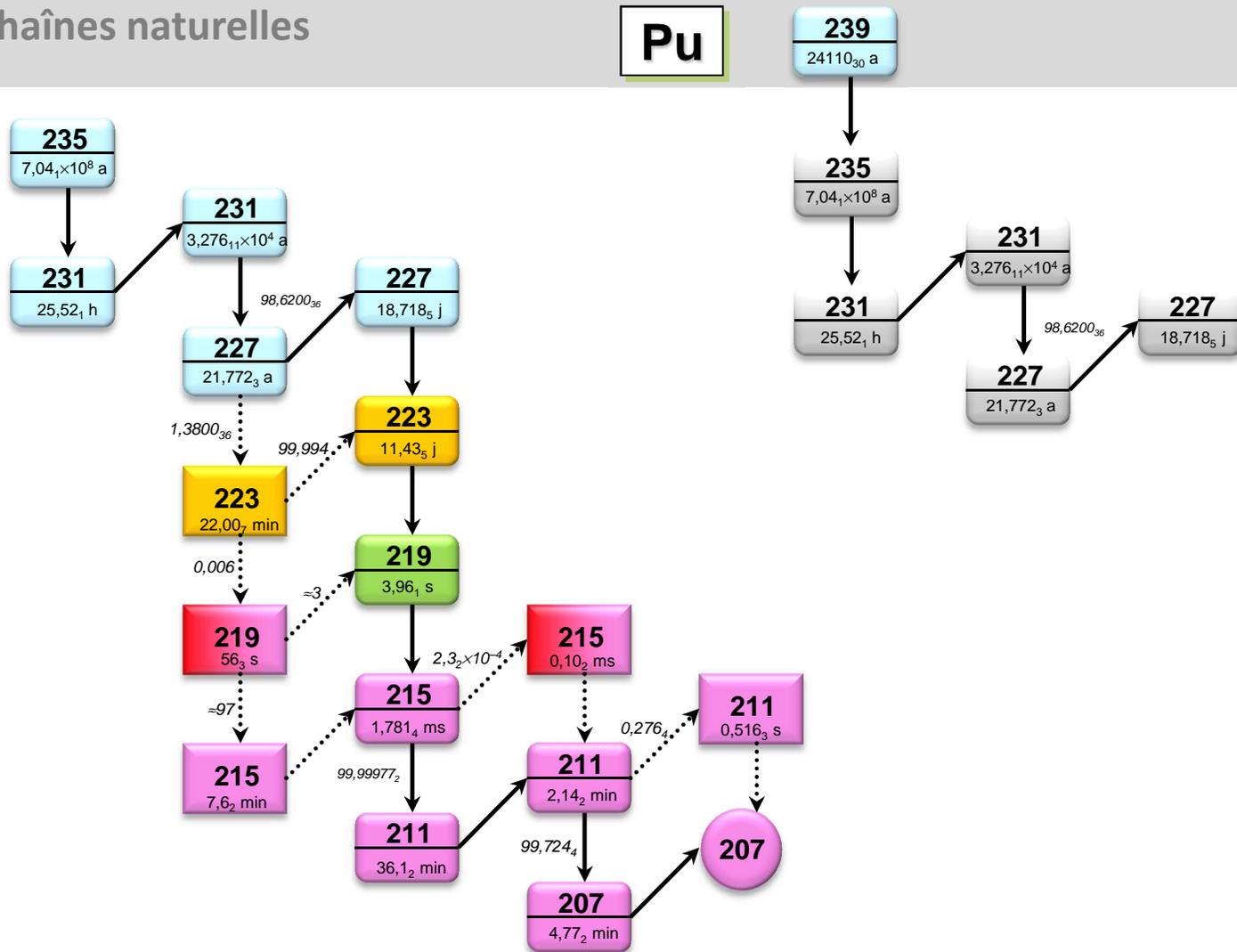
Famille $4n + 2$
 $238 = 4 \times 59 + 2$

- Actinide
- Alcalino-terreux
- Gaz rare
- Métal pauvre
- Métal transition
- Halogène

14 descendants
8 α et 6 β

Pu

U
Pa
Th
Ac
Ra
Fr
Rn
At
Po
Bi
Pb
Tl
Hg



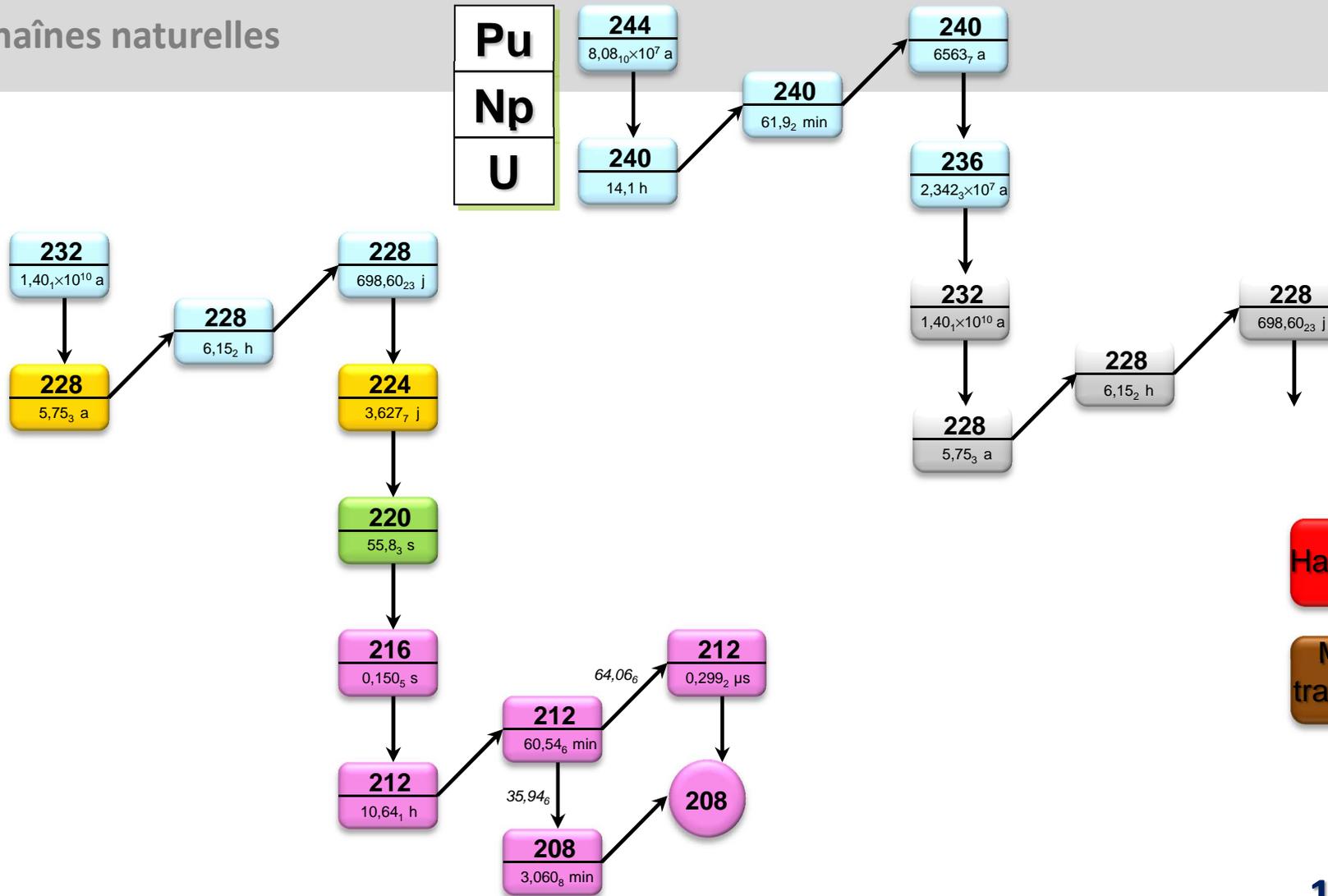
Famille $4n + 3$
 $235 = 4 \times 58 + 3$

- Actinide
- Alcalino-terreux
- Gaz rare
- Métal pauvre
- Métal transition
- Halogène

11 descendants
7 α et 4 β

U
Pa
Th
Ac
Ra
Fr
Rn
At
Po
Bi
Pb
Tl
Hg

Pu
Np
U



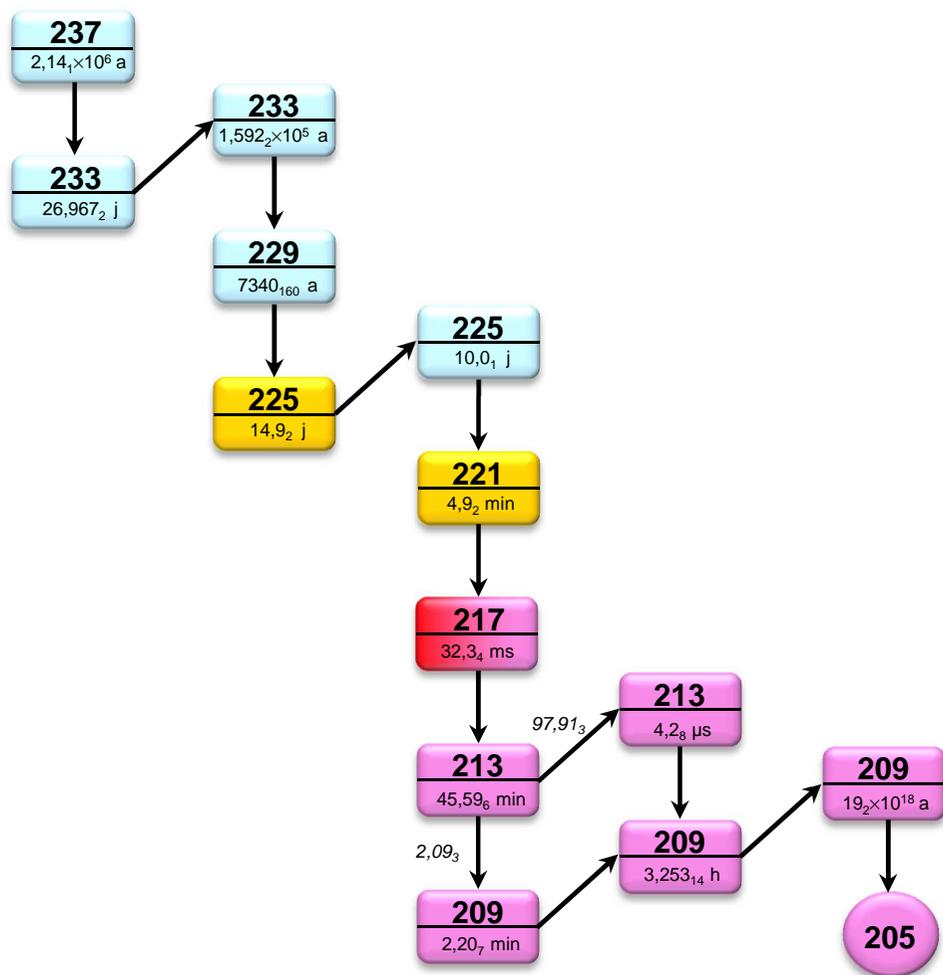
Famille $4n$
 $232 = 4 \times 58 + 0$

- Actinide
- Alcalino-terreux
- Gaz rare
- Métal pauvre
- Métal transition
- Halogène

11 descendants
7 α et 5 β



Np
U
Pa
Th
Ac
Ra
Fr
Rn
At
Po
Bi
Pb
Tl
Hg



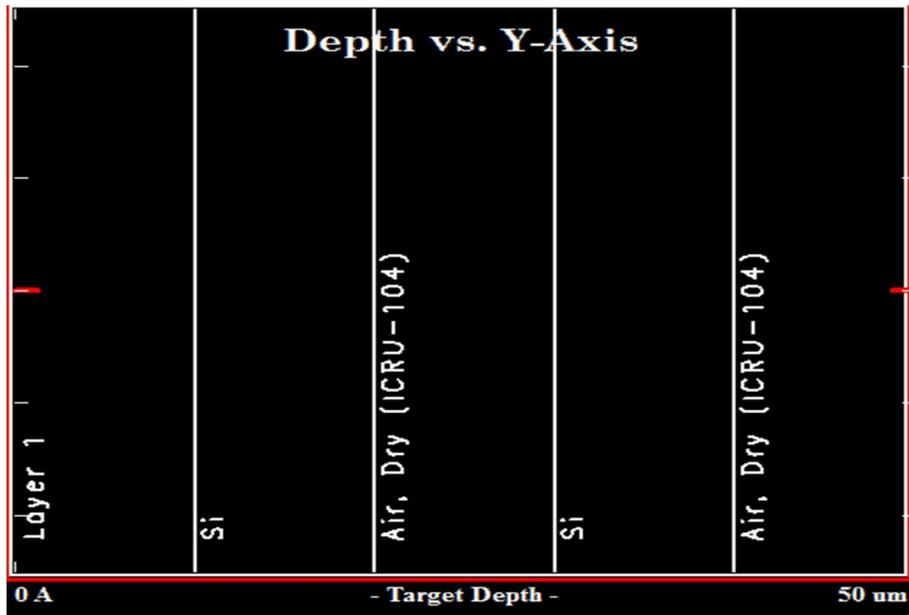
Famille $4n + 1$

$$237 = 4 \times 59 + 1$$



13 descendants

9 α et 5 β



SRIM-2013.00

File Help, FAQ and Scientific Explanations

Help **Animate** Continue Change TRIM 100% ION ENERGY 0% Now: 1425 of 99999 Ions

ION
Ion Type He 4.002 amu
Ion Energy 5 MeV
Ion Angle 0 degrees
Completed 1424 of 99999
SHOW LIVE DATA HELP

TARGET DATA
? He (5000) into Layer 1+Si+Air, Dry (ICRU (5 layers, 14 atoms))
Moving atom colors ->
Stopped atom colors ->

Layer Name	Width (Å)	Density	C (12.011)	O (15.999)	N (14.007)	Ar (39)
1 Layer 1	100000	0.001205	0.00012	0.23178	0.75527	0.0

Calculation Parameters
Backscattered Ions 0
Transmitted Ions 1422
Vacancies/Ion 69.7

ION STATS
Range Straggle
Longitudinal 39.4 μm 4683 Å
Lateral Proj. 2.40 μm 2.45 μm
Radial 11.4 μm 6.35 μm

Type of Damage Calculation
Full Cascades
Stopping Power Version
SRIM-2008

ENERGY LOSS
Ions Recoils
Ionization 99.91 0.04
Vacancies 0.00 0.00
Phonons 0.01 0.04

SPUTTERING YIELD
Atoms/Ion eV/Atom
TOTAL
C 0.000000 0.00
O 0.000000 0.00
N 0.000000 0.00

Save every 10000 ions
Random Number 4980134
Counter
HELP

Plots
PLOT Window
0 A - 500000 A
Max Target Depth 500000
COLLISION PLOTS
 Ion/Recoils (XY) All
 Ion/Recoils (XZ) None
 Ions (no recoils) Tile
 Lateral View (YZ) Clear
Background color White/Black

DISTRIBUTIONS
File Plot
 Ion Distribution
 Ion/Recoil Distribution
 Lateral Range
 Ionization
 Phonons
 Energy to Recoils
 Damage Events
 Integral Sputtered Ions
 Differential Ions
 Backscattered Ions
 Transmitted Ions
 Collision Details
3-D Plots 3D Help
 Ion Distribution 3D
 Recoil-Dist. 3D
 Ionization 3D
 Phonons 3D
 Target Damage 3D

XY Longitudinal
Depth vs. Y-Axis
Layer 1
Si
Air, Dry (ICRU-104)
Si
Air, Dry (ICRU-104)

0 A - Target Depth - 50 μm

Save Save As Print Label Clear