

# RADIOACTIVITE

## 1. ASPECT THEORIQUE : DECROISSANCE RADIOACTIVE

Deux points de vue sont à priori possibles : considérer le noyau comme seul ou considérer une population de noyaux. Dans un premier temps nous considérerons le noyau seul puis utiliserons les résultats obtenus pour le cas d'une population de noyaux. C'est sur une population de noyaux que nous ferons les mesures ultérieurement.

### 1.1. Noyau considéré comme seul

La décroissance radioactive est un processus statistique « en une fois »; quand un noyau s'est décomposé il ne peut pas répéter le processus une deuxième fois. D'autre part, aussi longtemps que le noyau ne s'est pas décomposé, la probabilité pour qu'il le fasse durant la seconde suivante reste constante.

Soient :

- $p(t)$  la probabilité pour que le noyau se désintègre dans l'intervalle de temps  $[0, t[$  ;
- $q(t) = 1-p(t)$  la probabilité pour que le noyau existe encore à l'instant  $t$ ;
- $p(t + \Delta t)$  la probabilité pour que le noyau se désintègre pendant l'intervalle de temps  $[0, t + \Delta t [$ .
- $p(t)$  " " " " " " " " " "  $[0, \Delta t [$ .

On note  $K$  la limite du rapport  $p(\Delta t) / \Delta t$  lorsque  $\Delta t$  tend vers 0. Pour des atomes « faiblement » radioactifs comme le Césium137,  $K$  représente la probabilité pour que l'atome se désintègre pendant l'unité de temps (1 seconde).

Notre propos est d'exprimer les probabilités  $p(t)$  et  $q(t)$  en fonction de  $K$ . Le noyau ne vieillissant pas, la probabilité pour que, s'il existe encore à l'instant  $t$ , il se désintègre entre  $t$  et  $t+\Delta t$  est égale à  $p(\Delta t)$ . On peut alors montrer que :

$$p(t + \Delta t) = p(t) + q(t) \cdot p(\Delta t)$$

D'où :

$$p(t + \Delta t) - p(t) = (1 - p(t)) p(\Delta t)$$

$$\text{et } \frac{p(t + \Delta t) - p(t)}{\Delta t} = (1 - p(t)) \frac{p(\Delta t)}{\Delta t}$$

En faisant tendre  $\Delta t$  vers 0 on obtient :  $p'(t) = K(1 - p(t))$

$p$  est donc solution de l'équation différentielle :

$$\frac{dp(t)}{dt} = K(1 - p(t))$$

avec pour « condition initiale » :  $p(0) = 0$ .

La solution est :

$p(t) = 1 - e^{-Kt}$ $\text{et}$ $q(t) = e^{-Kt}$
---

## 1.2. Population de noyaux

Soit une population de noyaux identiques subissant la désintégration radioactive. Le nombre  $N_t$  de noyaux existant à l'instant  $t$  n'est pas connu a priori avec certitude car il s'agit d'un phénomène aléatoire. Par contre à tout instant  $t$ , on peut définir la valeur moyenne de  $N_t$  notée  $\langle N_t \rangle$ .

On note  $N_0$  le nombre de noyaux non désintégrés dans la population à l'instant pris comme origine des temps.  $p(t) = 1 - e^{-Kt}$  et  $q(t) = e^{-Kt}$  sont les probabilités pour chaque noyau individuel d'être ou non désintégré entre les instants 0 et  $t$ .

L'indépendance des désintégrations de deux particules distinctes permet de considérer que  $N_t$  le nombre de noyaux non désintégrés entre les instants 0 et  $t$  est une variable aléatoire binomiale de type  $B_{N_0, q(t)}$ . Il en résulte que :

$$P(N_t = n) = (\text{probabilité pour que } N_t = n) = C_{N_0}^n q(t)^n p(t)^{N_0 - n}$$

$$\begin{aligned} \text{la moyenne de } N_t \text{ est alors} & \quad \langle N_t \rangle = N_0 q(t) \\ \text{la variance de } N_t \text{ est alors} & \quad V(N_t) = N_0 q(t) p(t) \end{aligned}$$

d'où :

$\langle N_t \rangle = N_0 e^{-Kt}$
-------------------------------------

C'est la **loi de décroissance radioactive**.

On se propose de déterminer le temps  $T$  tel que  $\langle N_{t+T} \rangle = \frac{\langle N_t \rangle}{2}$ .  $T$  est l'intervalle de temps nécessaire pour que le nombre de noyaux non désintégrés diminue en moyenne de moitié.

$$\text{On a : } N_0 e^{-K(t+T)} = \frac{1}{2} N_0 e^{-Kt} \text{ d'où : } e^{-KT} = \frac{1}{2} \text{ et donc :}$$

$T = \frac{\ln 2}{K}$
-----------------------

Cette expression montre que  $T$  est indépendant de l'instant  $t$  et du nombre  $N_0$  de noyaux constituant la population.  $T$  est la **période** de la substance radioactive.  $K$  est appelée la **constante de désintégration** de la substance. C'est la probabilité de désintégration par unité de temps.

Pour le processus inverse on définit :

$$n_t = N_0 - N_t : \text{nombre de noyaux désintégrés pendant l'intervalle de temps } [0, t[$$

C'est aussi une variable aléatoire de type binomiale  $B_{N_0, p(t)}$ .

Or, si l'on peut approcher une loi binomiale par une loi de Poisson, on a alors :

$$\text{une moyenne} \quad M = N p$$

et

$$\text{d'écart-type} \quad \sigma = M^{0.5}$$

$$\text{On a alors : } P(n_t = n) = e^{-M} \frac{M^n}{n!}$$

Les conditions d'application de cette approximation sont :  $N_0$  grand,  $p(t)$  très faible et le produit  $N_0 p(t)$  de l'ordre de quelques unités.

L'utilisation de la loi de Poisson est justifiée si  $T$  est très grand par rapport à l'intervalle  $[0, t[$  considéré.

En effet si  $T \gg t$  :

$$p(t) = 1 - e^{-Kt} = 1 - e^{-\frac{t \ln 2}{T}} = \frac{t}{T} \ln 2 = 0,693 \frac{t}{T}$$

dans ces conditions  $p(t) \ll 1$  (la désintégration d'un noyau dans l'intervalle  $[0, t[$  est un événement peu probable).

Pour le  $^{137}_{55}\text{Cs}$ , la période radioactive est de 30 ans, lorsque  $t$  est de l'ordre de l'heure,  $p(t)$  est de l'ordre de  $2,6 \cdot 10^{-6}$

Au cours de la manipulation le nombre  $N_0$  de noyaux non désintégrés sera calculé. Vous vérifierez alors que  $N_0 > 30$ . Les deux conditions requises pour pouvoir utiliser la loi de Poisson sont alors réalisées.

Précisez dans quelles conditions cette loi de Poisson peut être approchée par une loi normale.

## 2. DESINTEGRATION DU Césium 137 - DETECTION - COMPTAGE

### 2.1. Désintégration du $^{137}_{55}\text{Cs}$

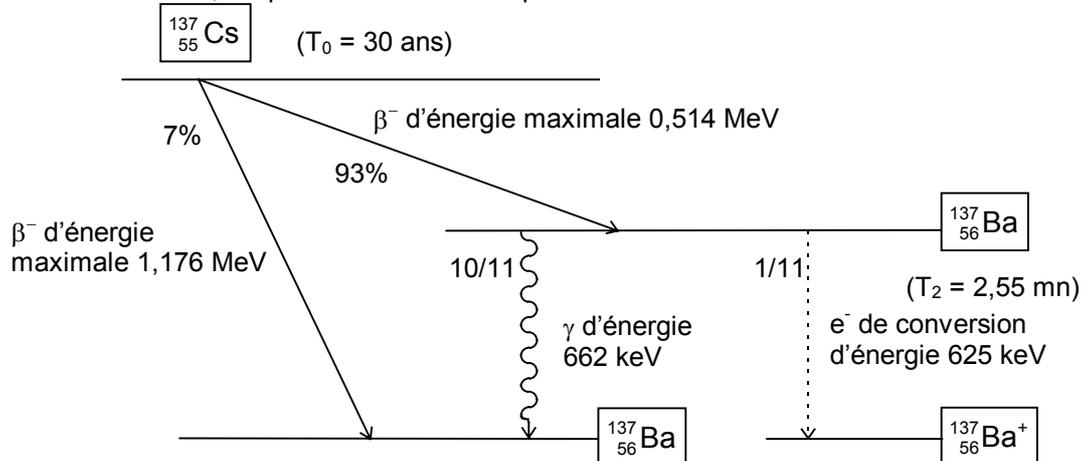
D'une façon très générale un corps radioactif qui se désintègre émet :

- des particules  $\alpha$  chargées positivement. Ce sont des noyaux d'hélium qui ont des vitesses de 15 000 à 20 000  $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ . Ils sont peu pénétrants et vite arrêtés par une mince paroi métallique.
- des particules  $\beta$  chargés négativement. Ce sont des électrons dont les vitesses vont de 100 000 à 200 000  $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ . Ils peuvent traverser quelques mm d'aluminium.
- des rayons  $\gamma$  très pénétrants, qui sont identiques à des rayons X de très petite longueur d'onde (donc de très forte énergie) ; leur vitesse est celle de la lumière.

Le Césium 137 utilisé ici a une période de 30 ans. Il se transforme en Baryum 137. Cette transformation se fait suivant deux voies différentes :

- pour 7% des noyaux : émission d'une particule  $\beta$  d'énergie maximum 1,18 MeV.
- pour 93% des noyaux : émission d'une particule  $\beta$  d'énergie maximum 0,51 MeV. Dix fois sur onze, cette particule  $\beta$  est accompagnée de l'émission d'un rayonnement  $\gamma$  de 662 keV d'énergie. Une fois sur onze, l'émission du  $\gamma$  est remplacé par celle d'un électron (dit « électron de conversion ») de 625 keV, issu du cortège électronique de l'atome.

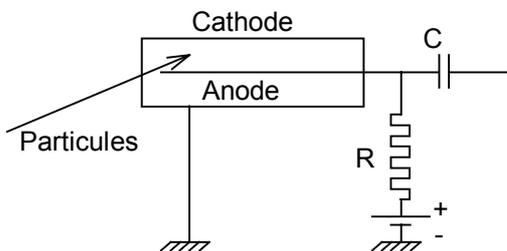
Dans le schéma suivant, les probabilités sont indiquées sur les branches.



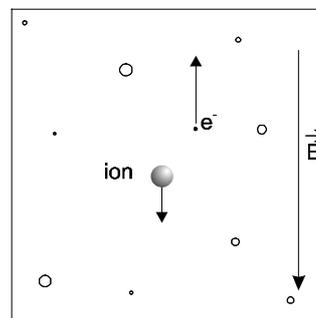
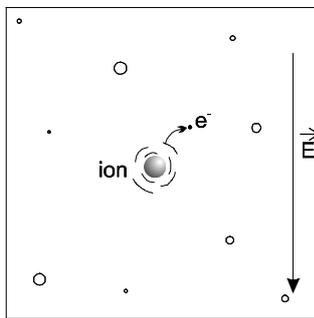
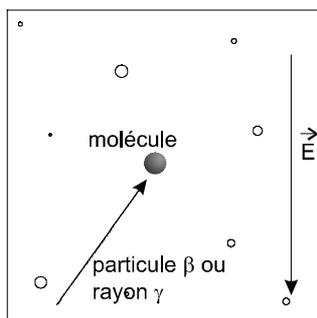
En moyenne, pour 1000 atomes de Césium 137 qui se transforment en Baryum 137, on a émission de 1085  $\beta$  (  $1085 = 1000 (0.07 + 0.93 + 0.93/11)$  ) et de 845  $\gamma$  (  $845 = 1000 \times 0.93 \times 10/11$  ), soit :  
 70  $\beta$  de 1.176 MeV, 930  $\beta$  de 0.514 MeV , 85  $\beta$  de 0.625 MeV.

## 2.2. Détection à l'aide d'un compteur Geiger-Muller : principe.

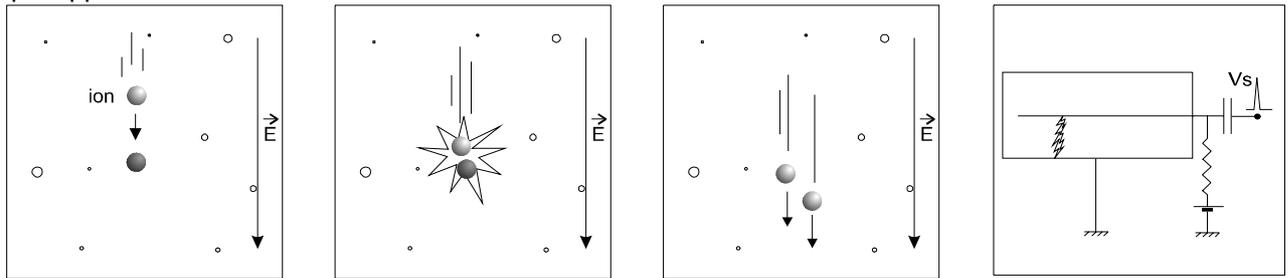
Le compteur GEIGER-MULLER comprend une chambre de détection des particules isolées et un compteur d'impulsions. La chambre est constituée par un cylindre métallique à parois très minces mis à la masse, dans l'axe duquel est tendu un fil de tungstène très fin porté à un potentiel positif (de l'ordre de 500 V). Ce fil constitue l'anode et le cylindre la cathode. Un mélange d'argon, d'hélium et de vapeur d'alcool est enfermé dans le cylindre à la pression normale.



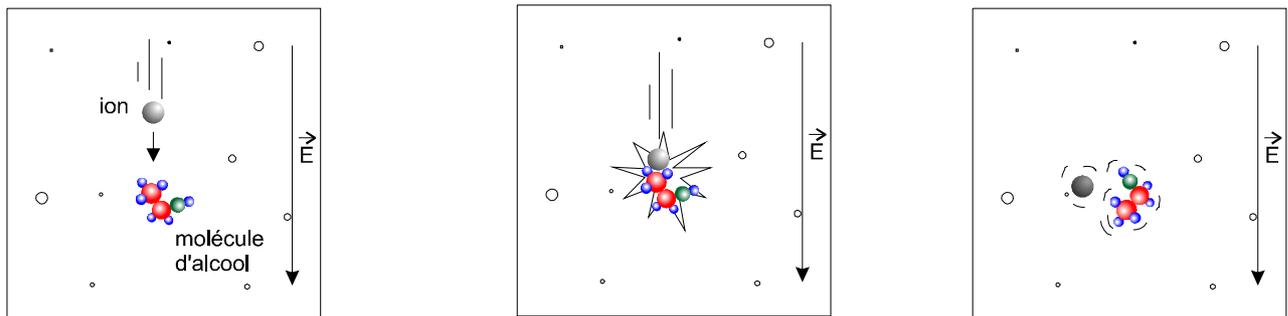
Lorsqu'une particule ionisante ou un photon traverse le cylindre et interagit avec le gaz, ce dernier est ionisé et les ions créés sont accélérés par le champ électrique qui existe entre l'anode et la cathode.



Ils rencontrent sur leur trajectoire des molécules de gaz qu'ils ionisent par choc, lesquelles vont à leur tour, ioniser d'autres molécules et ainsi de suite. Il se produit alors une avalanche d'ions et une décharge électrique apparaît.



A l'intérieur de la chambre, l'argon s'ionise et les ions formés ionisent également, par choc, les molécules d'alcool. Ces ions « alcool » neutralisent ceux de l'argon (ils jouent le rôle d'un « amortisseur ») et l'ionisation s'arrête.



La présence de l'alcool permet donc à la décharge de s'arrêter, et ceci au bout d'un temps très court (de l'ordre de  $10^{-4}$  s), si bien que le phénomène peut se reproduire à la prochaine arrivée d'une particule ionisante.

L'efficacité (rapport entre le nombre de particules détectées et le nombre de particules qui ont traversé le compteur) est d'environ 80 à 90 % pour les particules  $\beta$  et de quelques pour-cent pour les rayons  $\gamma$ .

† Compte tenu de ces valeurs et de celles indiquées au paragraphe 8.1, **on admettra qu'une particule détectée correspond à une désintégration.**

### 2.3. Comptage: description de l'appareillage

Le dispositif de comptage comprend :

- ◆ Un compteur GEIGER-MULLER, visible sur la partie gauche du cylindre transparent. Il est relié par un câble noir à son alimentation de 500 V.
- ◆ Un compteur d'impulsions. Ce dernier est relié à un micro-ordinateur qui gère entièrement le comptage. Il peut :
  - soit compter les impulsions créées dans le détecteur pendant un intervalle de temps donné.
  - soit mesurer le temps qui s'écoule entre deux impulsions successives.
- ◆ Une source radioactive de Césium 137, émetteur de rayonnement  $\beta$  et  $\gamma$  dont l'activité est de 10 microcuries. Cette source est placée au centre d'un disque transparent, *le côté émettant des  $\beta$  et des  $\gamma$  est opposé au symbole* 



**Toujours stocker la source entre les plaques de plomb.**

Pendant les mesures, la source peut prendre plusieurs emplacements sur le cylindre dans des fentes appropriées, tandis que les écrans seront toujours positionnés dans la large fente située près du tube GEIGER-MULLER.

### 3. MANIPULATION (SIMULATION)

Lancer le programme .

Le "menu" suivant apparaît sur l'écran du micro-ordinateur.

En fonction de votre réponse, le programme correspondant se déroule et vous permet d'effectuer la partie correspondante de la manipulation; celle-ci terminée le micro-ordinateur affiche de nouveau le « menu ».

Menu

# TP RADIOACTIVITE

Entrez les noms d'utilisateurs : nom1\_nom2

Valider

Copyright  
jm laugier v981106

Activité

Intervalles de temps

Absorption des rayons bêta

Absorption des rayons bêta 1 2 3mm

Absorption des rayons gamma

Influence de la distance source-compteur

**Fin**

#### 3.1. *Activité de la source radioactive*

Avant de commencer la manipulation (qui peut durer trois heures) on peut se poser la question : la source va-t-elle se transformer de façon appréciable pendant la durée des travaux pratiques ou bien pourra-t-on considérer l'activité de la source comme une constante ?

### 3.1.1. Définition de l'activité

L'**activité**  $A$  d'une source radioactive à l'instant  $t$  est le nombre moyen de noyaux qui se désintègrent pendant l'unité de temps.

$$A = \left| \frac{d \langle N_t \rangle}{dt} \right| = - \frac{d \langle N_t \rangle}{dt} \text{ ou } A = K \langle N_t \rangle$$

### 3.1.2. Unité d'activité

L'**unité d'activité est le Becquerel (Bq)** : c'est l'activité d'une source radioactive pour laquelle le nombre de désintégrations par unité de temps est égal à 1 (une désintégration par seconde).

— On rencontre encore l'ancienne unité le Curie : Ci; ce dernier correspond sensiblement à l'activité de 1g de radium.

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$$

### 3.1.3. Evolution de l'activité de la source au cours de la manipulation

Au début de la manipulation (pris comme origine des temps), le nombre d'atomes radioactifs présents est noté  $N_0$ . L'activité de la source à cet instant est  $A_0 = K N_0$ .

Pendant la manipulation, à un instant  $t$  (tel que  $t \in [0, 3h]$ ) le nombre moyen d'atomes radioactifs présents est  $\langle N_t \rangle = N_0 e^{-Kt}$ ; l'activité de la source au même instant est :

$$A_t = K \langle N_t \rangle = A_0 e^{-Kt}$$

Le rapport  $\frac{A_t}{A_0} = \frac{\langle N_t \rangle}{N_0} = e^{-Kt} \cong e^{-\frac{0,693t}{T}}$

- Vérifier que ce rapport est peu différent de 0,999992 lorsque  $t = 3$  heures.

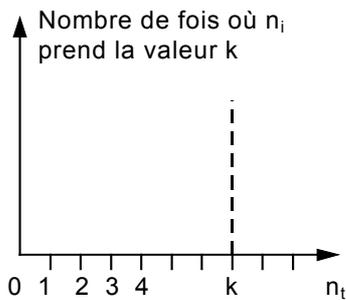
Vu le résultat, on peut considérer que l'activité de la source reste constante au cours de la manipulation. Le nombre d'atomes radioactifs présents peut, lui aussi, être considéré comme constant.

On peut donc considérer que des mesures faites en début ou en fin de manipulation seront réalisées dans les mêmes conditions d'expérience.

## 3.2. **Etude statistique de la variable discrète $n_t$ , nombre de désintégrations qui ont lieu pendant des intervalles de temps donnés $t$ .**

On utilise la partie « Activité » du menu. Dans cette partie du programme le micro-ordinateur compte les désintégrations qui ont lieu pendant des intervalles de temps  $t$  de 25 ou 250 millisecondes. Un comptage donne la valeur prise par  $n_t$  dans un intervalle  $[t_i, t_i + t]$ .

Le micro-ordinateur effectue le nombre  $v$  de mesures qui lui aura été demandé. Les résultats des comptages constituent un échantillon d'effectif  $v$  de la variable aléatoire  $n_t$  et se présentent sous la forme d'une série statistique simple  $(n_i)_{i=1,2,\dots,v}$  d'effectif  $v$ .



Le micro-ordinateur rend les résultats sous la forme d'un diagramme en bâtons en portant horizontalement le nombre de désintégrations comptées pendant 200 ms et verticalement le nombre de fois où  $n_i$  prend la valeur  $k$ . Il affiche ensuite la valeur moyenne  $m$  et l'écart-type  $\sigma$  de la série statistique  $(n_i)_{i=1,2,\dots}$

On a vu que dans les conditions de l'expérience  $n_t$  est approximativement une variable de Poisson de valeur moyenne  $M = N_0 p(t) \approx N_0 K t$  et d'écart-type  $\sigma = \sqrt{M}$ .  
Il s'ensuit que :

$$P(n_t = k) = e^{-M} \frac{M^k}{k!}$$

Avant de commencer les comptages :

- Vérifier que l'interrupteur du compteur sur la position marche.
- Placer la source radioactive à 4,5 cm du compteur.
- S'assurer qu'il n'y a aucun écran entre le compteur et la source.
- Choisir dans le menu : « Activité ».
- Faire une série de 1000 mesures (imposée) avec une durée de comptages de 250 ms. Le nombre de comptages -1000- doit être en effet ni trop petit (pas de sens du point de vue statistique), ni trop grand (cela prendrait trop de temps).
- A la fin des mesures, appuyer sur le bouton « Impression page » pour obtenir une copie de l'écran.
- Faire une série de 1000 mesures (imposée) avec une durée de comptages de 25 ms ET UNE DISTANCE SOURCE DETECTEUR DE 12.6cm.
- A la fin des mesures, appuyer sur le bouton « Impression page » pour obtenir une copie de l'écran.
- Noter dans chaque cas la valeur moyenne  $m$  du nombre de désintégrations et l'écart-type  $\sigma$ .

A partir de ces résultats :

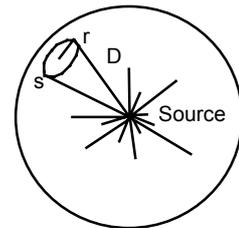
a) Vérifier que, comme pour une loi de Poisson, la valeur trouvée expérimentalement pour l'écart-type est de l'ordre de grandeur de  $\sqrt{m}$ ,  $m$  désignant la valeur moyenne trouvée expérimentalement. En considérant la valeur de  $m$ , dire si, dans ces conditions, la loi de Poisson peut être approchée par une loi normale.

b) En utilisant la valeur moyenne du nombre de désintégrations comptées pendant 250 millisecondes, déterminer l'activité de la source ; pour cela :

- Déterminer le nombre de désintégrations, comptées par seconde, par le détecteur .

La source émet les radiations dans toutes les directions de l'espace, le détecteur n'en recueille qu'une partie. Soit  $D$  la distance source - récepteur. Les particules ionisantes sont réparties uniformément sur une sphère de rayon  $D$  centrée sur la source. Sur cette sphère, le détecteur n'occupe qu'une surface  $s = \pi r^2$  ( $r$  = rayon du détecteur = 4.5mm). La fraction de particules ionisantes atteignant le détecteur est donc :

$$\frac{\pi r^2}{4 \pi D^2} = \frac{r^2}{4 D^2}$$



A partir des considérations ci-dessus et des résultats des mesures précédentes, déterminer l'activité de la source.

c) Sachant que l'activité de la source est proportionnelle au nombre moyen de noyaux présents à l'instant  $t$ , et en tenant compte des valeurs numériques suivantes :

- nombre d'Avogadro :  $6,03 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

- période radioactive du Cs : 30 ans

- déterminer la masse de la source radioactive.

### 3.3. Temps entre deux désintégrations

3.3.1. Etude théorique de la variable aléatoire  $\tau$ , intervalle de temps séparant deux impulsions.

On a vu que, pendant la durée de la manipulation, on pouvait considérer comme constantes les quantités  $\langle N_0 \rangle$  et  $A_0$ , et calculer les probabilités pour  $n_t$  par la loi de Poisson, de moyenne :

$$M = N_0 p(t) \approx N_0 K t = N_0 \frac{\ln 2}{T} t$$

On rappelle que  $n_t$  est la variable nombre de désintégrations dans l'intervalle de temps  $[0, t[$ .

Etudier la variable aléatoire  $\tau$ , c'est donner la fonction de répartition des probabilités :

$$F(t) = P(\tau < t) \text{ pour toutes valeurs de } t$$

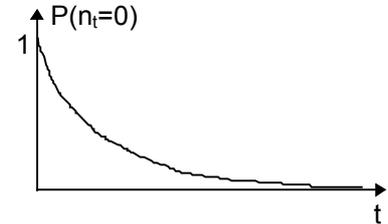
$$\text{ou } 1-F(t) = P(\tau > t)$$

L'événement «  $\tau \geq t$  » est réalisé si et seulement si l'événement «  $n_t = 0$  » est réalisé. Ce qui signifie que, si on prend pour origine des temps une désintégration, et que si à l'instant  $t$  le nombre  $n$  de désintégrations qui s'est produit est nul ( $n_t = 0$ ), alors la désintégration suivante se produira à un instant  $t'$  nécessairement supérieur à  $t$  !

Il en résulte que

$$1 - F(t) = P(\tau \geq t) = P(n_t = 0) = e^{-M} = e^{-N_0 K t}$$

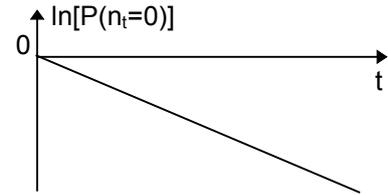
La courbe qui représente  $P(n_t = 0)$ , en fonction de  $t$ , est une exponentielle



La courbe qui représente

$$\ln [P(n_t = 0)] = - N_0 K t$$

en fonction de  $t$  est une droite de pente  $- N_0 K$ .



### 3.3.2. Etude statistique de la variable aléatoire $\tau$

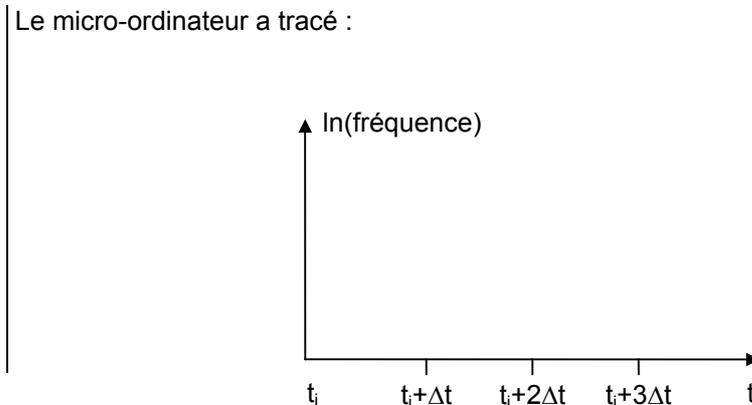
- Choisir la partie du menu : « Intervalles de temps ».
- Placer la source à 4,5 cm du compteur.

Dans cette partie, le micro-ordinateur mesure l'intervalle de temps entre deux impulsions consécutives. Il effectue 4096 mesures. Les résultats constituent un échantillon d'effectif 4096 de la variable  $\tau$ ; ils forment une série statistique ( $t_j$ )  $j=1,2,\dots,4096$

Ensuite il découpe le temps en intervalles de  $25 \mu s (= \Delta t)$ ; il compte les mesures  $t_j$  qui correspondent à « il n'y a aucune désintégration pendant l'intervalle  $[t_j, t_j + \Delta t [$  ». C'est-à-dire qu'il compte les  $t_j > \Delta t$  et en déduit la fréquence  $\phi_1$  correspondante, il compte ensuite les  $t_j > 2 \Delta t$  (il n'y a aucune désintégration pendant l'intervalle  $[t_j, t_j + 2\Delta t [$ ) et en déduit la fréquence  $\phi_2$ .

D'après la théorie de l'échantillonnage on a de fortes chances pour que  $\phi_1$  soit peu différent de  $P(n_{\Delta t} = 0)$ , que  $\phi_2$  soit peu différent de  $P(n_{2\Delta t} = 0)$  etc. On assimile fréquence et probabilité. Le micro-ordinateur trace la courbe  $P(n_t = 0)$  en fonction de  $t$ . On peut vérifier que cette courbe est une exponentielle décroissante en la retraçant en coordonnées semi-logarithmiques.

Le micro-ordinateur a tracé :



Il effectue une régression linéaire pour déterminer la pente de la droite.

Cette pente,  $- KN_0$ , exprime le nombre moyen de désintégrations par unités de temps.

- Comparer ce résultat avec celui obtenu au 9.2 ( attention au facteur géométrique !)

### 3.4. Absorption par des écrans des particules $\beta$ et du rayonnement $\gamma$

La loi d'absorption des  $\beta$  est complexe. Celle des  $\gamma$  est donnée par :

$$I = I_0 e^{-K_a e}$$

$I$  : intensité du rayonnement après traversée de l'épaisseur  $e$  d'absorbant.

$I_0$  : intensité du rayonnement lorsqu'il n'y a pas d'absorbant.

$K_a$ : coefficient d'absorption par unité de longueur traversée.

On étudie l'affaiblissement des rayonnements  $\beta$  et  $\gamma$  par la matière. On dispose pour cela d'écrans d'aluminium et de plomb. Les écrans d'aluminium seront utilisés pour étudier l'absorption des particules  $\beta$  et ceux en plomb pour l'étude de l'absorption du rayonnement  $\gamma$  très pénétrant.

#### 3.4.1. Absorption des particules $\beta$ .

Les écrans d'aluminium dont on dispose permettent de faire varier l'épaisseur totale d'absorbant de 0,1 mm jusqu'à 4 mm. L'intensité du rayonnement est proportionnelle au nombre de particules ionisantes atteignant le détecteur.

- Choisir la partie du menu « Absorption des rayons bétas ».
- Placer la source à 4,5 cm du détecteur.
- **On fera une première mesure de l'intensité du rayonnement  $I_0$**  puis on disposera entre le détecteur et la source des écrans d'aluminium d'épaisseur croissante en mesurant chaque fois l'intensité du rayonnement  $I$  qui arrive sur le détecteur .

Pour chaque épaisseur, la machine mesure le nombre de particules atteignant le détecteur pendant un temps donné constant de l'ordre de 10 secondes. Elle effectue cette mesure 5 fois pour chaque épaisseur.

Le micro-ordinateur affiche (pour chaque épaisseur le résultat des 5 mesures, leur valeur moyenne et l'écart-type correspondant. Lorsque les mesures pour la dernière épaisseur sont terminées, le micro-ordinateur donne un tableau récapitulatif à partir duquel on calculera la valeur de  $\ln(I/I_0)$ .

mm	0	0.1	0.2	0.3
N				
$\sigma$				
mm	0.4	0.5	0.6	0.7

<b>N</b>				
<b><math>\sigma</math></b>				
<b>mm</b>	<b>0.8</b>	<b>0.9</b>	<b>1.0</b>	<b>2.0</b>
<b>N</b>				
<b><math>\sigma</math></b>				
<b>mm</b>	<b>3.0</b>			
<b>N</b>				
<b><math>\sigma</math></b>				

✌ Un conseil : les mesures étant assez longues, notez les valeurs moyennes et les écarts-type au fur et à mesure que le micro-ordinateur vous les donne, car un incident ou un blocage de ce dernier peut toujours arriver avant la récapitulation et le temps ainsi perdu n'est pas négligeable...

- Etablir la relation liant l'incertitude sur  $\ln(I/I_0)$  aux incertitudes sur  $I$  et sur  $I_0$ . (On supposera que l'incertitude sur la moyenne est de l'ordre de grandeur de l'écart-type correspondant.)

- Tracer la courbe  $\ln(I/I_0) = f(e)$  en faisant figurer pour chaque point le domaine d'incertitude calculé à partir de la relation précédente.

- Au-delà d'une certaine épaisseur d'aluminium, les valeurs obtenues sont pratiquement constantes. Interpréter ce palier.

--

### 3.4.2. Absorption du rayonnement $\gamma$ .

On opérera de la même façon que pour l'absorption des particules  $\beta$  par l'aluminium .

- Choisir la partie du menu « Absorption des rayons gammas »
- Pour la 1<sup>ère</sup> mesure, qui servira de comparaison pour les autres, on interposera un écran d'aluminium de 3 mm (se reporter à la courbe précédente pour vérifier qu'avec une telle épaisseur toutes les particules  $\beta$  sont absorbées).
- Utiliser ensuite des écrans de plomb d'épaisseurs  $e$  croissantes jusqu'à obtenir 2 cm. Il sera inutile de conserver l'écran d'aluminium pour les grandes valeurs de  $e$ , car après la traversée d'une épaisseur très faible de plomb toutes les particules  $\beta$  sont absorbées.

mm	0	5	10	15	20
<b>N</b>					
<b><math>\sigma</math></b>					

- Comme précédemment, tracer la courbe  $\ln(I/I_0) = f(e)$  et en déduire la constante d'absorption par unité de longueur  $K_a$  du plomb pour le rayonnement  $\gamma$ .

$K_a$  du plomb

### 3.5. Influence de la distance entre la source et le compteur.

Au paragraphe 9.2 on a vu que la fraction de particules émises par la source et atteignant le détecteur est  $\frac{1}{4D^2}$ . Elle est inversement proportionnelle au carré de la distance source - récepteur.

- Utiliser la partie « Influence de la distance » du menu pour vérifier cette loi en  $1/D^2$  : le micro-ordinateur mesure le nombre d'impulsions fournies par le détecteur lorsque la source est placée successivement à des distances croissantes de ce dernier.
- Placer la source à 4,5 cm détecteur en s'assurant qu'aucun écran n'est interposé entre celle-ci et le détecteur. Augmenter la distance en plaçant la source dans les emplacements prévus à cet effet. Pour chacune des positions de la source le micro-ordinateur effectue cinq comptages. Il affiche les 5 nombres correspondants aux résultats des comptages, la valeur moyenne  $\langle N \rangle$  des nombres précédents et l'écart-type correspondant, les résultats seront récapitulés dans un tableau affiché à l'écran.
- Relever ce tableau.

d en cm	4.5	6	9	12.6
N				
$\sigma$				

- Tracer la courbe  $\langle N \rangle = f(1/D^2)$  en faisant apparaître le domaine d'incertitude pour chaque point. (On admettra que l'incertitude sur le nombre moyen d'impulsions est de l'ordre de grandeur de l'écart-type correspondant.)

- Quelle doit être l'allure de la courbe pour que la loi soit vérifiée ?