TRAVAUX PRATIQUES 3ième ANNÉE

SPECTROSCOPIE GAMMA

Buts: -Tracer et identifier les structures du spectre gamma de quelques sources radioactives;

- -Vérifier le comportement relativiste des électrons;
- -Mesurer l'effet Compton se produisant dans un métal;
- -Vérifier la formule de Compton.
- -Caractériser un système de détection en coïncidence pour simuler le fonctionnement d'un tomographe à émission de positrons.
- -Déterminer la positions de sources radioactives à l'aide d'un tomographe

1. THÉORIE

La radiation gamma (rayons γ) est une onde électromagnétique composée de photons dont la longueur d'onde est très petite :

pour des photons de 1 MeV on trouve $\lambda \approx 1240 * 10^{-13}$ cm ou encore $\lambda = 1240$ fm.

Tout noyau stable se trouve dans son état fondamental et n'émet rien à moins de subir une excitation par bombardement de particules à grande énergie. Le laboratoire ne possédant pas d'accélérateur pour exciter des noyaux, il faut recourir à une autre méthode pour obtenir des rayons gamma. Il s'agit du phénomène d'émission de rayons bêta, qui résulte de la désintégration de noyaux instables. Trois sources sont disponibles au laboratoires, le Cs^{137} , le Co^{60} et le Na^{22} .

Les deux types de désintégration bêta, β + et β - sont présentés à la figure suivante. Les noyaux d'azote¹⁴ et de bore¹⁰ produits sont dans des états excités. C'est en retombant à l'état fondamental qu'ils émettront des rayons- γ . Les rayons- γ sont donc des sous-produits résultant de la désintégration d'un noyau.



Les noyaux sont composés de protons et de neutrons retenus ensemble par les forces nucléaires aussi appelées *"interactions fortes"* et plus récemment *"interactions hadroniques"*. Ils se présentent généralement sous la forme d'une sphère mesurant environ 10 *fin* de diamètre (pour les noyaux lourds). Comparée à la dimension du noyau, la longueur d'onde du photon de 1 MeV est donc grande, un peu comme celle du photon visible comparée à la taille d'un atome. Dans ces conditions, le photon γ est émis globalement par le noyau. Il résulte de la désexcitation du noyau qui passe d'un état d'énergie E_1 à un état d'énergie E_2 . L'énergie du photon émis est donnée par $E=E_1-E_2$, la différence d'énergie entre l'état initial et l'état final du noyau. Les énergies des différents états nucléaires s'obtiennent à l'aide d'un modèle en couches [voir par exemple : Physique subatomique : noyaux et particules de Luc Valentin, Hermann 1975] des noyaux sphériques qui est comparable à bien des égards au modèle planétaire atomique qui l'a inspiré. Une fois émis, le photon γ s'en va en ligne droite, tant qu'il ne rencontre pas de matière qui viendrait perturber son déplacement.

1.1 Les sources γ:

a- Le Cs¹³⁷: Noyau instable qui par désintégration β^{-} devient du Ba^{137} . Sa demi-vie est de 30 ans.



Fig. 1

Ce schéma montre que la majorité des noyaux Cs^{137} se désintègrent par un processus β^{-} vers le niveau à 0.6616 MeV du Ba^{137} , qui lui se désexcite vers le fondamental du même noyau en émettant un photon gamma.

b- Le Co⁶⁰:



Fig. 2

Le Co^{60} est instable et par une désintégration β^{-} devient du Ni^{60} . Sa demi-vie est de 5.3 ans. L'émission γ du Ni^{60} se produit en cascade. On peut donc détecter deux rayons γ différents aux énergies 1.173 et 1.332 MeV.

c- Le Na22

Ce noyau est également instable (demi-vie de 2.6 ans). Il se transforme par désintégration β^+ en Ne^{22} .

Le livre <u>Chart of Nuclides</u> de General Electric vous donne toutes les informations nécessaires concernant les désintégrations des noyaux instables. Il est disponible au laboratoire.

10.3

1.2 Diffusion Compton

Un photon d'énergie E_0 est diffusé à un angle θ par un électron au repos. L'énergie E' du photon diffusé est donnée par:

$$E' = E_0 [1 + \alpha (1 - \cos \theta)]^{-1}$$

On peut démontrer ceci de la façon suivante:



Fig. 3

La conservation d'énergie donne:

$$hv + mc^{2} = hv' + \sqrt{P^{2}c^{2} + m^{2}c^{4}}$$
(1)

(1)La conservation du mouvement:

selon X $hv = hv'\cos\theta + cP\cos\phi$ (2)

selon Y
$$0 = h v' \sin \theta + cP \sin \phi$$
(3)

On transpose (2) et (3), on élève au carré et on fait la somme, et on obtient:

$$h^{2}v^{2} - 2h^{2}vv'\cos\theta + h^{2}v'^{2} = c^{2}P^{2}$$
(4)

Par manipulation de (1) :

$$h^{2}v^{2} + h^{2}v'^{2} + 2hmc^{2}(v - v') - 2h^{2}vv' = c^{2}P^{2}$$
(5)

Ensuite, (4) - (5) donne:

$$\frac{h}{mc^2}(1-\cos\theta) = \frac{(\nu-\nu')}{\nu\nu'} \tag{6}$$

La substitution dans (6) de E=hv et E'=hv' conduit à:

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{mc^2}(1 - \cos\theta)}$$
(7)

où mc^2 =masse au repos de l'électron E=énergie incidente du gamma

Dans ce processus, on considère l'électron comme libre. Pour que ceci soit valable, il faut que le quanta de lumière ait une énergie plus grande que l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome. Si dans le cas contraire un photon est diffusé par un électron lié à l'atome, on aura $m=m_{atome}$ dans (7), ce qui conduit à:

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_A c^2} (1 - \cos \theta)} \Longrightarrow E' \approx E$$

1.3 Détection des y

En traversant la matière, les photons γ interagissent avec les atomes par trois processus:

- 1- effet photoélectrique
- 2- diffusion Compton
- 3- production de paires e^+ e^-

L'importance de ces effets varie selon la longueur d'onde des photons. Dans tous les cas cependant, des électrons libres apparaissent dans la matière, électrons que l'on peut détecter directement comme c'est le cas avec le compteur Geiger ou indirectement à la suite de l'émission de photons par ces électrons. Dans la présente expérience, nous sommes intéressés à connaître l'énergie des rayons émis par les noyaux. Le compteur Geiger ne convient pas puisqu'il produit un effet d'avalanche, effet indépendant de l'énergie du gamma. De plus, le compteur Geiger utilise un gaz pour détecter la radiation et sa faible densité ne permet pas de détecter plus de 2% des gamma qui le traversent. Le Geiger convient davantage à la détection des particules bêta. Une autre méthode serait l'utilisation d'un spectrographe basé sur une technique de diffraction par des cristaux telle qu'utilisée avec les rayons-X. En pratique, un tel spectrographe ne peut fonctionner aisément vu le grand écart existant entre la longueur d'onde des γ et la distance interatomique dans un cristal.

Le détecteur utilisé est le <u>compteur à scintillation</u>. Il s'agit d'un cristal qui devient luminescent lorsqu'un photon γ le traverse. Pour des cristaux tels que le naphthalène et l'iodure de sodium, les électrons libres produits par effet photoélectrique ou par effet Compton vont émettre une impulsion lumineuse dont l'intensité est proportionnelle à l'énergie du γ incident.

10.5



Fig. 5

Exemple de l'effet photoélectrique:

Supposons un photon γ provenant d'une source radioactive qui frappe le cristal de *NaI*. Le *NaI* est un isolant, donc, tous les électrons sont situés dans la bande de valence. Le γ va céder toute son énergie à un électron du cristal. Celui-ci va à son tour perdre toute cette énergie en faisant passer un nombre *n* d'électrons de la bande de valence vers la bande de conduction. Tous ces *n* électrons vont ensuite redescendre dans la bande de valence du *NaI* en émettant chacun un photon U.V. Tous ces photons sont émis dans un temps plus court que le temps de réponse du photomultiplicateur (< 5 nsec). L'impulsion électrique qui sortira du photomultiplicateur sera proportionnelle au nombre d'électrons ayant émis un photon U.V., donc au nombre d'électrons ayant été projetés dans la bande de conduction et donc proportionnelle à l'énergie du γ ayant interagit avec le NaI.

Tout ce qu'il nous faut maintenant, c'est un analyseur de hauteur d'impulsion, communément appelé PHA (Pulse height analyser). Celui du laboratoire est sous forme d'une carte insérée dans un ordinateur. Cette carte permet de classer en 1024 canaux, des impulsions dont la hauteur varie entre 0 et 10 volts. C'est donc dire que l'on peut séparer les énergies détectées en 1024 valeurs.

Pour choisir la plage d'énergie disponible sur les 1024 canaux (par ex. 0 à 1024 correspond à la gamme 0 à 1 MeV), il faut régler le gain de l'amplificateur qui amplifie les impulsions provenant du photomultiplicateur.

1.4 La photofraction

La photofraction est la fraction du nombre total d'impulsions produites par le détecteur qui se retrouvent à l'intérieur d'un pic. Cette fraction augmente avec l'épaisseur du cristal de NaI et diminue avec l'énergie du gamma incident. Elle s'approche de l'unité pour des énergies inférieures à 0.2 MeV. Cela signifie que si deux rayons gamma ayant des énergies différentes pénètrent dans le cristal de NaI, les intensités des raies détectées ne seront pas égales (cf. spectre du Co⁶⁰). La raie située à plus faible énergie paraîtra plus intense. C'est ce genre de considération qui rend difficile l'évaluation de la probabilité de diffusion d'un rayon gamma.

1.5 COMPORTEMENT RELATIVISTE DES ÉLECTRONS

Lors du processus de diffusion Compton, le maximum d'énergie qu'un photon incident peut céder à un électron correspond au cas de la diffusion vers l'arrière. Cela signifie que le photon qui s'échappe le fait à 180° de sa direction incidente. Ceci donne lieu au *bord Compton* qui apparaît dans les spectres.

Soient: E_{γ} l'énergie du photon incident E_e l'énergie du bord Compton (reçue par l'électron)

L'impulsion du photon est $P_{\gamma} = E_{\gamma}/c$

Soient P_{γ}^{l} et E_{γ}^{1} l'impulsion et l'énergie du photon diffusé (vers l'arrière).

La conservation de l'impulsion donne:

 $P_{\gamma} = P_e - P_{\gamma}^{l}$ $P_e =$ impulsion reçue par l'électron

Comme $P_{\gamma}^{1} = E_{\gamma}^{1}/c$ on obtient:

$$P_{e} = P_{\gamma} + P_{\gamma}^{1} = \frac{E_{\gamma} + E_{\gamma}^{1}}{c}$$
(10)

La conservation d'énergie donne:

De ces équations, on tire:

$$cP_e = 2E_\gamma - E_e \tag{11}$$

Cette relation exprime l'impulsion de l'électron diffuseur en fonction de l'énergie du pic principal (γ) et du bord Compton. Elle est générale dans le sens que sa dérivation ne fait pas appel à la relativité mais uniquement à des principes de conservation.

 $E_{\nu} = E_{\rho} + E_{\nu}^{1}$

En mécanique classique, on a que $E_e = \frac{P_e^2}{2m_0}$ où m_0 = masse de l'électron.

En mécanique classique, un graphique de $P_e^2/2m_0$ vs E_e donne une droite. Qu'en est-il des résultats relativistes? Pour obtenir les résultats relativistes, on utilise la relation énergie-impulsion:

$$\left(E_e + m_0 c^2\right)^2 = P_e^2 c^2 + m_0^2 c^4$$
(12)

ce qui devient:

$$E_e^2 + 2E_e m_0 c^2 = P_e^2 c^2 \tag{13}$$

10.8

donc:

$$\frac{P_e^2}{2m_0} = E_e + \frac{E_e^2}{1.02\,MeV} \tag{14}$$

2. PARTIE EXPÉRIMENTALE (spectroscopie gamma)

2.1 Partie I : Spectres γ des sources de Co⁶⁰, Na²² et Cs¹³⁷

- Mettez la tension sur l'amplificateur (gain = 160) ainsi que sur le photomultiplicateur (900 volts);
- 2- Tracez les spectres gamma des trois sources disponibles. Vous noterez qu'un grand pic est toujours présent à basse énergie (72.8 keV).
- 3- Utilisez le pic à 72.8 keV et celui à 1.332MeV du Co⁶⁰ pour calibrer l'abscisse.
- 4- Enlevez le morceau de plomb situé juste devant le détecteur et reprenez un autre spectre du Co⁶⁰. Vous noterez la disparition du grand pic étroit situé à faible énergie. Discutez de la nature et de l'origine de ce pic.

Questions: Pour chacune des sources utilisées:

- Décrivez le schéma de désintégration;
- Décrivez l'origine des structures observées sur le spectre γ;
- Relevez la position en énergie du pic γ, du bord Compton et du Gamma rétrodiffusé. Quelle est la principale cause d'erreur pour la position?
- N.B. La position du bord Compton est normalement évaluée en retranchant l'énergie du gamma rétrodiffusé de celle du gamma principal. On peut également évaluer sa position en prenant le point milieu de la descente comme indiqué ci-dessous.



- Question: Combien d'événements/sec peut-on différencier à l'aide du PHA sans faire d'erreur? On supposera que la largeur des impulsions provenant du photomultiplicateur est de 200µsec.
- **Question:** En utilisant les résultats obtenus à l'aide des trois sources disponibles, vérifiez si le comportement des électrons est relativiste (voir le complément ci-dessous).

Pour ce faire, tracez un graphique de $\frac{P_e^2}{2m_0}$ vs E_e pour les électrons du bord

Compton. Tracez également la relation classique de même que la relation relativiste reliant ces deux quantités.

2.2 Partie II : Diffusion Compton

Vous avez à votre disposition le montage suivant:



Fig. 6

Utilisez la tige de cuivre (cible) pour vos mesures.

Les γ quittent la source de Cs¹³⁷ et frappent la tige de cuivre où ils sont diffusés par des électrons libres à un angle θ et à une énergie *E'*. Le montage expérimental vous permet de déplacer le détecteur entre 30° et 110° de façon à venir détecter les γ diffusés.

Pour chaque angle de diffusion (à chaque 20°), obtenez un spectre des γ diffusés en procédant de la façon suivante:

- -En mode " additionner les données ", prendre un spectre d'une durée de 1000 sec avec la tige de cuivre;
- -Passez en mode "soustraire les données" et accumulez encore durant 1000 sec, mais cette fois, sans la tige de cuivre.

En remplaçant la tige de cuivre par la tige d'aluminium, reprenez un spectre pour θ =110°.

Question:	Tracez chacun des spectres obtenus et indiquez la position en énergie du pic des γ diffusés.
Question:	Tracez un graphique pour vérifier la formule de Compton. Que concluez-vous? Quelle est la principale cause d'erreur?
Question:	Comparez l'aire sous le pic des γ diffusés à 110° dans le cas de la tige de cuivre et dans le cas de la tige d'aluminium. Quelle conclusion fondamentale peut-on en tirer?

3. Tomographie par émission de positrons

L'utilisation de la tomographie par émission de positrons (PET) en médecine nucléaire a connue un essor considérable depuis les années 70. La venue des ordinateurs puissants a révolutionné ce domaine dont les principes de base étaient déjà bien connus.

Développée par deux américains, William Sweet et Gordon Brownell, la tomographie par émission de positrons (TEP ou PET= "Positron emission tomography") ne donne pas d'image anatomique mais renseigne sur la biochimie des organes. Elle fournit des informations sur le fonctionnement des tissus normaux et pathologiques. Elle permet d'étudier in vivo le fonctionnement biochimique d'un organe, tel que le cerveau, le cœur ou les poumons, en donnant des informations spécifiques sur le métabolisme de ses tissus : flux et volume sanguin, consommation cellulaire du glucose... Les cellules cancéreuses par exemple consomment plus de glucose que les cellules bénignes, ce qui permet de repérer par cette technique d'éventuels "points chauds " témoins de récidives cancéreuses. Si elle est particulièrement intéressante en cancérologie, la TEP a des applications dans d'autres disciplines : en neurologie, elle permet par exemple de visualiser les pertes du système dopaminergique qui signent la maladie de Parkinson, ou bien encore les zones hyperactives du cerveau dans l'épilepsie. Elle offre en outre la possibilité de tester in vivo l'efficacité des médicaments, ce qui intéresse notamment la cardiologie dans la mise au point de nouveaux traitements.

La dose de radiation à laquelle est soumis le patient durant l'examen est de l'ordre de 8 mSv. Cette dose provient de l'administration de radio-isotopes dont l'activité varie entre 1 et 15 mCi, ce qui est considérable. Il ne faut pas confondre ce type d'imagerie avec le "scanner" ou tomodensitomètre. Ce dernier permet de réaliser des images en coupe à l'aide d'une source à rayons-X tournant autour du patient. L'imagerie par résonance magnétique tend à remplacer cette dernière technique.

Pour de plus amples informations sur les types d'imagerie médicale, consultez la page Web suivante : http://www.tp.physique.usherbrooke.ca/tomographie

L'expérience proposée vous permettra de faire une cartographie bi-dimensionnelle de sources radioactives dissimulées dans une boîte de styro-mousse.

3.1 Principe de fonctionnement

Supposons un contenant renfermant des sources qui émettent des positrons. L'idée de base est de détecter en coïncidence (< quelques nanosecondes) deux photons colinéaires à l'aide de deux détecteurs diamétralement opposés. En effet, la recombinaison électron-positron génère l'émission de tels photons ayant la même énergie ($E_{\gamma} = 511 \, keV$ ce qui correspond à la masse de l'é ou du e⁺ au repos) mais dont les trajectoires sont diamétralement opposées. Il faut ensuite effectuer un balayage du contenant pour en déduire l'emplacement des sources à l'intérieur de ce dernier.

Pour des raisons de commodité, on utilisera deux sources de Na²² au lieu d'un traceur liquide comme ceux utilisés en médecine nucléaire. Comme on a vu précédemment, le Na²² donne lieu a l'émission de positrons. Pour qu'un positron s'annihile avec un électron, il faut que l'énergie cinétique du positron soit près de l'énergie de liaison de l'électron de l'atome qu'il rencontre, soit quelques électron-volt. Après son émission, le positron perd rapidement de son énergie cinétique dans les tissus humains et se recombine avant d'avoir parcouru moins de 2mm. C'est une des limitations de la résolution de cette technique expérimentale.



Considérations temporelles :

Supposons le montage suivant :



Les détecteurs utilisés sont fait de $Bi_4Ge_3O_{12}$ ou plus communément appelé BGO. On les préfère au NaI pour leur efficacité de comptage.

On sait qu'un photon parcourt environ 1 mètre dans 3 nanosecondes. Comme le temps de réponse des détecteurs est de l'ordre de 5 nsec., il est impossible de discriminer si deux événements proviennent de régions séparées de quelques centimètres ! On doit donc utiliser le fait que les détecteurs possèdent une réponse angulaire ayant l'allure d'une Gaussienne. En déplaçant la boîte renfermant les sources selon l'axe \hat{Z} , le nombres de détections en coïncidence (<10 nsec.) prend l'allure suivante :



On voit très bien que les détecteurs possèdent une réponse angulaire importante. En effet, leur efficacité est maximale sur ce qu'on appelle " the Line Of Response " ou LOR. C'est la droite joignant les deux détecteurs et perpendiculaire au déplacement des sources. Le graphique

10.13

précédent ne permet pas cependant de déterminer comment sont disposées les sources dans la boîte (figure ci-dessous). On verra plus loin comment résoudre ce problème.









3.2 La détection en coïncidence



Le détecteur recevant un gamma provenant d'une désintégration génère une impulsion plutôt large (200 µsec.) mais dont la montée est très rapide (voir spécification du photomultiplicateur Hamamatsu R980). Un "Timing Filter Amplifier" est utilisé pour amplifier cette impulsion et la rendre plus étroite (≈10 nsec.). L'impulsion est ensuite acheminée à un discriminateur qui génère une impulsion TTL à chaque fois qu'une impulsion ayant une hauteur supérieure à un certain seuil est détectée. Deux modes sont possibles sur le discriminateur, LED (leading edge) et CT FRACTION (fraction constante). L'impulsion sortant du second discriminateur est retardée par une ligne à délai. Finalement, les impulsions de la branche du haut sont acheminées à l'entrée START du TAC (Time to amplitude converter) alors que celles de la branche du bas sont reliées à l'entrée STOP du TAC. Le module TAC va générer des impulsions dont la hauteur est proportionnelle à la différence de temps entre le START et le STOP. On utilise ensuite un analyseur de hauteur de pulse PHA (pulse height analyzer), contenu dans une carte placée dans l'ordinateur, pour afficher le nombre de comptes obtenus en fonction du délai séparant les impulsions générées par les détecteurs. On règle le délai de la branche inférieure de façon à ce que des photons arrivant simultanément aux deux détecteurs produisent un compte au centre des 1024 canaux affichés à l'écran. On peut ensuite intégrer la courbe obtenue ou une portion de celle-ci pour obtenir une valeur du taux d'événements détectés en coïncidence (intensité).

Pour simuler un examen par tomographie, on dispose deux sources de Na^{22} sur un damier. Supposons un damier contenant n=12 par m=12, soit 144 emplacements.



S'il y a *n* projections dans la direction \hat{X} et *m* projections dans la direction \hat{Y} alors on a bien $n \times m$ points de croisement. L'amplitude $A_{xy}(i, j)$ associée à chaque point du damier de coordonnées (i, j) est calculée à partir des intensités mesurées $A_x(i)$ et $A_y(j)$, $(i \in [1,n], j \in [1,m])$

$$A_{xv}(i,j) = A_x(i)A_v(j)$$

La figure suivante montre un exemple de mesure avec deux sources :



D'après les résultats de la figure précédente on semble détecter la présence de quatre sources ! Nous devons donc trouver une solution pour éliminer ces artefacts. Dans un tomographe commercial circulaire, on mesure simultanément des centaines de réponses sur les LOR. Comme le nombre de détecteurs est fini, l'analyse de Fourier effectuée pour produire les images contient également le même genre d'artefacts. On utilise un processus mathématique qui permet d'éliminer les composantes de Fourier qui ne contiennent pas d'information pertinente.

Dans notre cas où l'on a que deux sources, on peut montrer qu'il s'agit de prendre des mesures dans une troisième direction pour obtenir la bonne reconstruction de l'image. En effet, la figure montrant le damier sur lequel sont disposées les sources permet de voir qu'il faut utiliser (n+m-1) projections diagonales pour toucher à tous les points. La distance entre chaque projection dans la direction q est :

$$\Delta q = \frac{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}}{2}$$

Les mesures selon la direction q sont présentées sur la figure ci-dessous :



projection selon la diagonale

La nouvelle valeur de l'amplitude à un point d'indice (i, j), $A_{xyq}(i, j, k) = A_q(k)A_{xy}(i, j)$ est calculée à partir des intensités $A_q(k)$:

$$A_{xva}(i,j,k) = A_a(k)A_{xv}(i,j)$$
 où $k = i+j-1$ et $k \in [1,n+m-1]$

Comment se fait-il que la multiplication par la troisième intensité $A_q(k)$ permette de faire disparaître ces artefacts? Supposons que les deux sources ponctuelles se trouvent aux positions (i,k) et (j,l). En utilisant les directions x et y pour effectuer les déplacements du damier on

obtient des maxima pour les coordonnées : $A_{xy}(i,k)$, $A_{xy}(i,l)$, $A_{xy}(j,k)$ et $A_{xy}(j,l)$. Si l'on mesure également dans la direction q, des maxima apparaîtront seulement pour les valeurs de $A_q(i+k-1)$ et $A_q(j+l-1)$ mais pas pour $A_q(i+l-1)$ et $A_q(j+k-1)$ qui eux appartiennent aux artefacts.

1016

On trouve donc qu'il y a seulement deux sources sur le damier et que leur position réelle est représentée sur la figure ci-dessous :



Évidemment, cette méthode n'est bonne que pour un très petit nombre de sources car le nombre de direction nécessaires vaut :

$$N_{dir} = N_{source} + 1$$

2. PARTIE EXPÉRIMENTALE (tomographie)

2.1 Caractérisation du système de détection

- Utilisez l'oscilloscope Tektronix TDS 2014 (100MHz) pour visualiser les signaux.
- Placez le générateur d'impulsions en polarité négative pour simuler les impulsions qui seront produites par les détecteurs.
- Divisez le signal de sortie en deux et acheminez-les aux Timing Filter amplifiers.
- Ajuster les paramètres des amplificateurs pour obtenir des impulsions de faible durée. Vous devez utiliser un adapteur 50 ohm pour visualiser la sortie de l'amplificateur.

- La sortie de l'amplificateur doit maintenant être reliée à l'entrée du discriminateur. Utilisez la documentation http://www.tp.physique.usherbrooke.ca/tomographie/ pour bien saisir le rôle du discriminateur. En mode LED, ajuster la hauteur du seuil pour éliminer le bruit en visualisant la sortie (50 ohm requis).
- Avant d'acheminer les 2 signaux provenant des discriminateurs au TAC, insérez un délai de 50 nsec à celui qui ira à l'entrée STOP du TAC. Branchez l'autre signal directement à l'entrée du TAC.
- Placez le TAC sur l'échelle de 100sec. Et observez le signal de sortie. Variez le délai entre les deux signaux et décrivez ce qui ce passe à l'oscilloscope.

2.2 Résolution temporelle

- Utilisez maintenant les sources de Na²² au lieu du générateur d'impulsions.
- À l'aide du logiciel Tomographie.exe, positionnez le plateau (en utilisant le mode libre) contenant les sources pour que l'une d'elle soit au centre des deux détecteurs.
- Faites un spectre d'environ 5 minutes avec les discriminateurs en mode LED puis un autre en mode " fraction constante, CF ". Discutez de la différence entre ces deux techniques.
- Avec les données prises en mode CF, vérifiez que la forme de la courbe obtenue est bien gaussienne, et expliquez pourquoi. Déduisez également à partir de la courbe expérimentale la résolution temporelle du système. Pourquoi une bonne résolution est-elle importante ?

2.3 Intensité vs distance des détecteurs

- Toujours avec une des sources placée au centre des deux détecteurs, relevez le nombre de comptes avec des bornes d'intégration englobant le pic pour un spectre de 2 min.
- Augmenter progressivement cette distance et prenez un spectre à chaque fois.
- Déterminer la relation de proportionnalité entre le nombre de comptes et la distance séparant la source des détecteurs. Expliquez le résultat.

2.4 Résolution spatiale

- Les détecteurs doivent maintenant être placés le plus près possible du plateau.
- Effectuez un balayage en *x* du plateau de façon à mesurer la résolution temporelle du système sachant que les sources font environ 2mm de diamètre. Discutez de la résolution obtenue et de ses limitations.
- Vérifiez l'effet des bornes d'intégration sur la résolution du système. Pour cela, utilisez au moins 5 séries de bornes différentes et décrivez si un effet est observable.

2.5 Cartographie bi-dimensionnelle

- Effectuez maintenant un balayage complet *x-y-d* qui permet de retracer la position des sources sur le plateau. Utilisez premièrement une grille de 12 points. À l'aide des résultats contenus dans les fichiers des intégrales, faites les calculs nécessaires pour retrouver la position des sources. Expliquez votre façon de procéder et comparez avec le résultat fourni par le logiciel d'acquisition.
- Le graphique 3D du logiciel ne fournit pas les amplitudes réelles suite au calculs proposés dans le protocole. Quuelle opération doit-on faire pour que le graphe 3D affiche les amplitudes réelles des sources?
- Refaites un acquisition sur une grille de 55 points pour visualiser l'amélioration de la qualité de l'image. Discutez.
- **note :** Dans le protocole et dans la publication en référence, les indices de la grille vont de 1 à 12 alors que logiciels utilise des indices de 0 à 11.

5. PRÉCAUTIONS À PRENDRE

Seul le moniteur, qui lui est muni d'un dosimètre, peut manipuler les sources utilisées en tomographie et les détecteurs. On ne doit jamais s'exposer à la radiation de la source de Cs¹³⁷ de 2.7 mCi utilisée pour la diffusion Compton.

La source de Cs¹³⁷ qui est utilisée pour la partie *Diffusion Compton* a une activité de 2.7 mCi (milliCurie), ce qui est considérable.

Cette source est contenue dans un cylindre de plomb qui est lui-même entouré de briques de plomb. Tous les y sont pratiquement arrêtés par ce blindage. Toutefois, certaines précautions doivent être prises pour assurer la sécurité des utilisateurs lors de l'expérience:

- Évitez de toucher les briques de plomb avec les doigts. Le plomb est un métal qui s'assimile facilement dans l'organisme et peut, à dose excessive, causer des troubles nerveux graves.
- Pour visualiser l'enceinte contenant la source, utilisez le miroir disponible;
- Durant l'expérience, vous aurez à manipuler le détecteur ainsi que les tiges de cuivre et d'aluminium. Prenez soin de toujours refermer l'enceinte de plomb à l'aide de la brique munie d'une poignée avant d'effectuer ces manipulations;
 La manipulation des sources faibles (1µCi) de Na²², Co⁶⁰ et Cs¹³⁷, doit être faite rapidement.
- Les sources de Na²² utilisées pour la tomographie ont une intensité de 6 et 10 μ Ci. Ces intensités sont assez faibles mais les gamma produits par le Na²² ont de très grandes énergies 1.173 et 1.332 MeV. Ces rayons sont extrêmement pénétrants et nécessitent un épais blindage. Utilisez le miroir suspendu au haut du montage pour observer le montage expérimental. Vous n'êtes pas autorisés à vous approcher de ces sources.
- Le guide de radioprotection de l'Université est disponible dans le local 0-34. Consultez-le et lisez attentivement les fiches signalétiques des radio-isotopes que vous utiliserez.
- Retenez que la meilleure règle de sécurité en ce qui concerne la radioactivité est de se tenir à la plus grande distance possible de la source car la dose reçue s'atténue comme le carré de la distance.
- Lavez-vous les mains en sortant du laboratoire.

Si ces règles sont bien respectées, le travail se fait en toute sécurité.

RÉFÉRENCES

- <u>Quantum physics of Atoms, Molecules, Solids, Nuclei, and Particules</u>. R. Eisberg & R. Resnick. J. Wiley. 1974.
- Chart of the Nuclides. General Electric. 1977.
- Basic experiments with radioisotopes: for courses in physics, chemistry and biology. Andrews, John N., Hornsey, david John. London: Pitman. 1972.7
- <u>A simple experimental setup to demonstrate the basics of positron emission tomography</u>. K. Sonnabend, Wofgang Bayer, P. North and A. Zilges. Amerian Journal of Physics. 70 (9), sept. 2002. P.929.

avril 2004

ANNEXE 1: La section efficace différentielle

Lorsqu'on parle d'un processus de collision ou de diffusion, on quantifie l'efficacité du matériau diffuseur à l'aide d'une quantité mesurable appelée section efficace ou encore section efficace différentielle.

Pour illustrer la situation, considérons d'abord le cas simple où il n'y a qu'un seul centre diffuseur et une particule incidente dont la trajectoire est caractérisée par la distance b définie dans le graphique suivant:



Si la particule suit la trajectoire B, elle sera diffusée à un angle θ par le centre diffuseur. Une particule incidente suivant la trajectoire A, séparée du diffuseur par une distance un peu plus grande b+db, sera quant à elle diffusée à un angle $\theta+d\theta$ (ici, $d\theta$ prend unevaleur négative).

Dans l'exemple précédent, nous avons supposé que tout se passait dans un plan. Dans le contexte plus général d'une diffusion dans l'espace à 3 dimensions, on aborde le problème d'une manière similaire: une particule incidente avant sa trajectoire caractérisée par la distance b et passant dans un petit élément de surface, d'aire $d\sigma$, centrée sur le point B, sera diffusée dans un La quantité $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est par angle solide donné $d\Omega$, centré sur la direction θ , φ (voir figure).

définition la section efficace différentielle correspondant à cette diffusion.

Si on suppose maintenant qu'un matériau contenant *n* centres diffuseurs par cm^3 est soumis à un flux uniforme de particules incidentes I (qui s'exprime en nombre de particules par cm^2 et par seconde). Le nombre de particules dN diffusées par seconde dans l'angle solide $d\Omega$ sera donné par:

$$dN = \frac{d\sigma}{d\Omega} I n \, V d\Omega$$

où V est le volume du matériau (on doit rajouter le volume pour avoir des unités cohérentes). L'efficacité du matériau pour la diffusion est donc proportionnelle à la section efficace différentielle

Dans de nombreux cas d'intérêt, les centres diffuseurs présentent un potentiel central (en d'autres mots, l'interaction entre une particule incidente et un centre diffuseur ne dépend que de la distance qui les sépare, et est indépendant de l'orientation). Le problème possède alors une symétrie circulaire autour de l'axe z, et l'élément d'angle solide $d\Omega$ peut alors être choisi de la manière indiquée dans la figure suivante:



Fig. 2. L'angle solide $d\Omega$ est sous-tendu par la surface de la portion d'une sphère, de rayon unité et centrée sur le centre diffuseur. délimitée par les angles θ et $\theta + d\theta$.

La valeur de la section efficace différentielle dépend de la nature de l'interaction entre les particules incidentes et les centres diffuseurs. Notez que l'approche présentée ci-dessus est basée sur un traitement classique; un traitement rigoureux doit faire appel à la mécanique quantique. Notez également qu'on peut caractériser l'efficacité d'une diffusion donnée par l'intermédiaire de la section efficace $d\sigma = \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$ plutôt que la section efficace différentielle. La section

efficace totale (pour une diffusion dans n'importe quelle direction) est donnée par:

$$\sigma = \frac{N}{InV}.$$

ANNEXE 2: Définitions, unités, doses et équivalents de doses

La constante de désintégration

Soit *N* le nombre d'atomes d'une espèce radioactive donnée et $\frac{dN}{dt}$ le changement de ce nombre par unité de temps dû à la désintégration. Le taux de désintégration $-\frac{dN}{dt}$, aussi *appelé activité A*, est proportionnel au nombre d'atomes radioactifs *N*. Mathématiquement,

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N = activit\acute{e} = A$$

où λ = constante de désintégration. En intégrant, on trouve: $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$

où N_0 est le nombre d'atomes au temps t=0.

Demi-vie

C'est le temps nécessaire pour que la moitié des atomes se désintègrent. Notons ce temps T. Alors,

$$\frac{N(T)}{N_0} = 0.5 = e^{-\lambda T}$$

ce qui permet d'écrire:

 $T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}$ une relation entre *T* et λ .

La vie moyenne

C'est la somme du temps d'existence de tous les atomes divisée par le nombre initial d'atomes. Soit τ la vie moyenne. On trouve:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \qquad \qquad \text{d'où} \quad T = 0.693 \tau$$

Le Curie

C'est le *Curie* qui est l'unité de base de l'activité A. 1 Curie est équivalent à 3.7×10^{10} désintégrations/sec. Cette activité correspond à celle d'une source de 1 gramme de radium.

exemple: Le ${}_{82}Pb^{214}$ a une demi-vie de 26.8 minutes donc $\lambda = 4.31 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$. Quelle masse faut-il pour avoir une activité de 1 curie?

On a
$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N = 4.31 \times 10^{-4} \times \frac{P \times 6.02 \times 10^{23}}{207.2} = 1.25P \times 10^{18}$$
 désin tégrations / sec

Pour 1 curie: $-\frac{dN}{dt} = 3.7 \times 10^{10}$ donc $P = \frac{3.7 \times 10^{10}}{1.25 \times 10^{18}} = 2.96 \times 10^{-8}$ gramme (très faible quantité) Pour ₉₂U²³⁸ avec T=4.5 x 10⁹ années (λ =4.9 x 10⁻¹⁸ sec⁻¹)

il faut, pour 1 curie, 3.2×10^6 grammes d'uranium, i.e. plus de 3 tonnes!

Le Flux

Le flux de radiation est défini comme étant la quantité de quanta traversant une surface de lcm^2/sec .

2.1.2 Les doses et les équivalents de doses

Pour les humains, les dommages causés à l'organisme par la radiation sont difficiles à quantifier pour plusieurs raisons. Premièrement, chaque tissus ou organes possède sa propre sensibilité aux radiations. De plus, chaque type de radiation (α , β , γ) n'a pas la même efficacité à produire ces dommages. Pour ces raisons, on ne doit pas uniquement se contenter de parler de doses reçues, mais plutôt d'équivalents de doses, quantités qui représentent beaucoup mieux la situation réelle.

<u>Le Roentgen</u> (R)

Le Roentgen est la quantité de radiation gamma qui produit, dans $l cm^3$ d'air, une ionisation de 1 *esu*.

 $1 esu = 3.3 \times 10^{-10} coulombs = 2 \times 10^9 paires d'ions/cm³ d'air.$ densité de l'air = 1.293 x 10⁻³ g/cm³

Alors, *1 Roentgen* produit *1.61 x 10^{12} paires d'ions/g d'air* (l'énergie d'ionisation de l'air étant $30 eV = 48 x 10^{-12} ergs$). On a donc que:

1 roentgen = quantité de radiation gamma qui dissipe une énergie de 78 ergs/g dans l'air.

N.B. $1 erg = 10^{-7}$ Joule

Le Rad

Par définition, le *rad* est la quantité de radiation qui dissipe une énergie de *100 ergs* dans chaque gramme de tissus biologique traversé.

<u>Le Rem</u> (Roentgen equivalent man) $(10^{-2} J / kg)$ est l'équivalent de dose qu'on utilise couramment.

Le *rem* est la quantité de radiation, qui lorsque qu'absorbée par humain, produit les mêmes effets biologiques que l'absorption de *l Roentgen* de rayons X ou gamma. Pour définir quantitativement le *rem*, on utilise un facteur d'efficacité (RBE: relative biological effectiveness qui représente le niveau de dommage de chaque type de radiation) d'après la relation suivante:

nombre de rem = nombre de rad x RBE

Selon le tableau ci-dessous, vous pouvez calculer l'équivalent de dose (en rayons-x ou gamma) pour toute dose (nbre de rad) de radiation provenant d'un autre type de rayonnement.

Le Sievert (Sv)

1Sv=1J/kg et on a que 100 rems=1Sv

Le tableau suivant montre l'efficacité de chacun des types de radiation à causer des dommages biologiques.

Type de radiation	rad	Χ	RBE =	rem
rayons-X et gamma	1	1		1
Bêtas (électrons)	1	1		1
Protons	0.1	10		1
Alphas	.05	20		1
Neutrons rapides	.1	10		1
Neutrons lents	.3	3		1

Une dose de *1 rad* ou *1 rem* représente une quantité énorme de radiation. C'est généralement bien suffisant pour saturer complètement les compteurs de radiation qu'on utilise pour vérifier la sécurité des lieux où l'on travaille avec des substances radioactives. Ces compteurs sont plutôt calibrés pour donner une lecture en *mr/h (milliRoentgen/heure)*. Ils sont calibrés avec des sources dont l'activité est connue précisément et leur linéarité peut être vérifié à l'aide de la loi en inverse du carré de la distance qui est valable pour toute source ponctuelle:

Limites d'équivalent de dose maximales admissibles recommandées pour les rayonnements ionisants

En radioprotection, on groupe les personnes selon deux catégories : les travailleurs exposés aux radiations* et le public en général. La première catégorie regroupe les personnes qui sont exposées à un rayonnement ionisant dans l'exercice de leurs fonctions, à l'exclusion des rayonnements utilisés à des fins médicales et du rayonnement naturel. La deuxième catégorie regroupe toutes les personnes qui ne sont pas des travailleurs exposés aux radiations. Le tableau suivant résume les limites d'équivalent de dose recommandées par la CIPR en 1990 pour les rayonnements ionisants.⁽³⁾

	Équivalent de dose maximal admissible			
	Limites annuelles ^a			
Organe ou tissu touché	Travailleur exposé aux radiations [®]	Membre du public		
Tout le corps	20 mSv ^c	1 mSv		
Cristallin	150 mSv	15 mSv		
Peau (1 cm ²)	500 mSv	50 mSv		
Tout organe	500 mSv			

a Ces limites ont pour but d'aider à éviter les effets déterministes en maintenant les doses sous le seuil approprié et à réduire les effets stochastiques à des niveaux acceptables en prenant toutes les mesures raisonnables pour diminuer les doses. Pour plus de détails, consulter le document de référence, CIPR 1991.⁽³⁾

- b Dans le cas des travailleuses exposées aux radiations, dès qu'une grossesse est déclarée, le foetus doit être protégé. Durant le reste de la grossesse, la limite d'équivalent de dose est de 2 mSv à la surface de l'abdomen pour l'exposition externe et, pour l'ingestion de radionucléides, la limite est fixée à 1/20 de l'absorption annuelle admissible. Si une femme est exposée à la fois à des sources internes et externes, les deux limites s'appliquent séparément et la limite totale ne doit pas dépasser 1 mSv (le fœtus est alors considéré comme un membre du public).
- c Dans des circonstances spéciales, des équivalents de dose allant jusqu'à 50 mSv en une seule année peuvent être autorisés. Cependant, la CIPR recommande une limite totale de 100 mSv sur une période de cinq ans. Cela correspond à une limite annuelle moyenne de 20 mSv a⁻¹.
- Aux fins du présent code, les utilisateurs et les personnes chargées de l'entretien du matériel d'analyse aux rayons X sont considérés comme des travailleurs exposés aux radiations.

Type d'exposition	équivalent de dose	
irradiation artificielle, centrales nucléaires,	0.1 mSv/an	
télévisions		
radiographie	0.1 mSv/cliché	
radioscopie (fonctionnement des organes en	10 mSv/min	
temps réel)		
radiation naturelle provenant des rayons	1.2 mSv/an	
cosmiques et de la terre		
tomographie par émission de positrons	8m Sv	

Quelques chiffres en radiodiagnostic :		
Type d'examen	mSv*	
Rachis dorsal	0,7	
Rachis lombaire	1,3	
Bassin, hanche	0,3 à 0,7	
Abdomen, sans préparation	1	
poumon, face	0,02	
Urographie intraveineuse	2,5	
Lavement baryté	7	
Scanner tête	2,3	
Scanner thoracique	8	
Scanner abdominal ou pelvien	10	
Scintigraphie cardiaque Tc 99m	6	
Scintigraphie thyroïdienne Tc 99m	1	

Le prochain tableau nous montre l'effet de quantités importantes de radiation sur l'organisme humain.

(N.B. Ces valeurs ne sont qu'approximatives et datent d'environ 1980).

	Effet suite à une exposition sur tout le corps
	d'une dose reçue sur une période de quelques heures
1 <i>rem</i>	Aucun effet détectable
10 <i>rem</i>	Effets détectable sur le sang
100 rem	Blessures
200 rem	Blessures et quelques instabilités
300 rem	Blessures et instabilités
400 rem	50% de mort en 30 jours
600 rem	100% de mort en 30 jours
10 000 rem	50 % de mort en 4 jours
100 000 rem	mort rapide

N.B. Les tableaux ci-dessus et toutes les autres données concernant les doses admissibles ne sont là qu'à titre d'indication. Ces données sont relativement vieilles et doivent être constamment remises à jour suivant l'évolution des connaissances dans le domaine de la radio-protection.