

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	6
CHAPITRE I : LES RAYONNEMENTS IONISANTS	7
I.1. Introduction	8
I.2. Les sources de rayonnements ionisants	8
I.2.1. Le rayonnement cosmique	8
I.2.2. Les radioéléments	9
I.2.3. Les sources de photons	9
I.3. Interactions des rayonnements ionisants avec la matière	10
I.3.1. Interaction des rayonnements particulaires	10
I.3.2. Interactions des photons	15
CHAPITRE II : LES DETECTEURS DE RAYONNEMENTS IONISANTS	20
II.1. Introduction	21
II.2. Caractéristiques générales des détecteurs	22
II.2.1. La résolution en énergie	22
II.2.2. L'efficacité de la détection	23
II.2.3. Le temps mort	24
II.3. Les détecteurs à gaz	26
II.3.1. Principe et fonctionnement	26
II.3.2. Mécanisme de l'amplification	27
II.3.3. La chambre d'ionisation	28
II.3.4. Le compteur proportionnel	29
II.3.5. Le compteur Geiger – Müller	30
II.3.6. Inconvénients et avantages des compteurs à gaz	30
II.3.7. Caractéristiques des détecteurs à gaz	31
II.4. Les détecteurs solides et liquides	32
II.4.1. Les détecteurs à scintillations	33
II.4.2. Les détecteurs à semi-conducteurs	37
II.4.3. Caractéristiques essentielles des détecteurs à semi - conducteurs	43
CHAPITRE III : ELECTRONIQUE ASSOCIEE AUX DETECTEURS DE RAYONNEMENTS IONISANTS	46
III.1. Introduction	47
III.2. Le préamplificateur	47
III.2.1. Préamplificateur de tension	49
III.2.2. Préamplificateur de charge	51
III.2.3. Montage préamplificateur simple	51
III.3. L'amplificateur linéaire	51
III.4. L'analyseur monocanal	52

III.5. L'unité de coïncidence	53
III.6. La ligne à retard	54
III.6.1. Principe	54
III.6.2. Structure	54
III.6.3. Temps de retard	55
III.6.4. Impédance caractéristique	55
III.6.5. Atténuation	56
III.7. La porte linéaire	56
III.8. L'amplificateur opérationnel	56
III.8.1 Description	56
III.8.2. Fonctionnement	57
III.8.3. les différentes technologies	60
III.9. L'analyseur multicanaux	60
 CONCLUSION	 62
 ANNEXE : Les unités d'activité et de dose	 63
 BIBLIOGRAPHIE	 65

INTRODUCTION

La multiplicité et la complexité des méthodes et techniques nucléaires génèrent une instrumentation de plus en plus spécialisée dans laquelle l'électronique joue un très important. En effet le développement des systèmes électroniques intégrés permet de traiter de très faibles signaux avec un appareillage de dimensions de plus en plus réduites. Dans ce contexte, nous nous proposons de présenter ce mémoire qui porte sur **l'instrumentation électronique en physique nucléaire dans l'interaction du rayonnement avec la matière.**

Notre exposé porte sur les rayonnements ionisants qui provoquent des modifications dans la structure de la matière permettant ainsi de les détecter.

Le présent mémoire comporte trois chapitres :

Le premier chapitre traite des principales caractéristiques des rayonnements ionisants et de leurs propriétés. Du point de vue de leurs interactions, nous classons les rayonnements ionisants en fonction de leurs énergies. Les processus physiques de l'interaction des différents types de rayonnements ionisants avec la matière sont étudiés.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude des méthodes de détection des rayonnements ionisants, celles dont les principes sont basés sur l'excitation ou l'ionisation. La structure et le principe de fonctionnement des détecteurs des rayonnements ionisants permettent de les distinguer. Ils permettent aussi de préciser le détecteur adéquat pour chaque type de rayonnement. Dans ce chapitre sont traités les processus électroniques qui, d'une part caractérisent les substances semi-conductrices et, d'autre part ces processus constituent les principes de base des détecteurs à semi-conducteurs dont les propriétés particulières favorisent l'utilisation dans de nombreuses applications modernes.

Le troisième chapitre étudie l'électronique associée aux détecteurs des rayonnements ionisants. Malgré la grande diversité de ces détecteurs, la chaîne électronique qui traite le signal issu de l'interaction du rayonnement avec le détecteur est constituée, pour l'essentiel, des mêmes fonctions. L'amplificateur opérationnel y est traité de manière plus exhaustive, car il est l'élément central de la structure électronique pour la plupart des appareils constituant chaîne de détection des rayonnements ionisants.

En annexe, Nous avons donné les unités d'activité radioactive et de dose utilisés dans la définition des grandeurs caractéristiques de l'interaction du rayonnement ionisant avec la matière.

Nous terminons par une conclusion permettant de dégager l'intérêt de ce travail et de décliner les perspectives qu'il nous ouvre pour l'étude des détecteurs nucléaires plus sophistiqués.

CHAPITRE I

LES RAYONNEMENTS IONISANTS

I.1. INTRODUCTION

Un rayonnement ionisant, est un rayonnement dont l'énergie est suffisante pour arracher un ou plusieurs électrons à la matière (atomes, molécules, ions) qu'il rencontre sur son passage. Les rayonnements ionisants sont classés en deux types [1,2] :

- les rayonnements électromagnétiques et particules non chargées appelés rayonnements indirectement ionisants (R.I.I). Ce sont les rayonnements γ , X de freinage, les neutrons et les neutrinos ;
- les particules chargées, appelées aussi rayonnements directement ionisants (R.D.I). Ce sont les particules α , β^+ , β^- , les protons et les fragments de fissions.

Lorsqu'une particule pénètre dans la matière, elle y produit des interactions qui dépendent principalement de son énergie mais aussi d'autres grandeurs empiriques telles que :

- son parcours : la distance effectivement parcourue dans la matière (longueur de sa trajectoire) ;
- sa portée : la profondeur de pénétration P de la particule dans la matière, elle peut être calculée par la relation empirique de Faether [2]:

$$P = 0,54E - 0,16 \quad \text{pour} \quad E > 0,8 \text{ MeV} \quad (1)$$

I.2. LES SOURCES DE RAYONNEMENTS IONISANTS

Les sources de rayonnement ionisants sont classées en fonction de leur mode de production et par le type de particules émises: électrons, noyaux d'hélium, rayons X, rayons γ , etc. Les principales sources de rayonnements ionisants sont :

I.2.1. Le rayonnement cosmique

On appelle rayons cosmiques, l'ensemble des rayonnements primaires de très haute énergie provenant du soleil, ou de toute autre partie de l'univers, ainsi que les rayonnements secondaires créés par les rayonnements primaires lors de leur interaction avec l'atmosphère. Certaines composantes du rayonnement secondaire (neutrons, photons, muons) atteignent le sol. L'intensité du rayonnement cosmique varie entre autres avec la latitude et l'altitude.

Les rayons cosmiques sont responsables de la production d'isotopes radioactifs dans la haute atmosphère. En particulier le carbone 14, utilisé pour la datation de matériaux d'origine organique, est produit à partir de collisions entre des atomes d'azote de l'atmosphère et des neutrons (eux-mêmes produits lors d'autres collisions dans l'atmosphère). Le rayonnement cosmique primaire est une source persistante de particules chargées à laquelle se trouve confronté tout équipement susceptible de s'élever au-delà des couches denses de l'atmosphère terrestre.

Constitué pour l'essentiel de protons de haute énergie, le rayonnement cosmique primaire emporte également des particules α qui représentent environ 12% des particules du rayonnement cosmique, ainsi que des noyaux d'atomes à numéros atomiques plus élevés (moins de 2% des particules cosmiques). La contribution des particules α est donc loin d'être négligeable. Pour mémoire, le rayonnement cosmique primaire comporte aussi des électrons de haute énergie (environ 1% des particules cosmiques).

Telles qu'observées à bord d'un satellite évoluant loin de l'effet du champ magnétique terrestre, les particules du rayonnement cosmique primaire semblent provenir de toutes les directions, formant ainsi un flux isotrope [3].

I.2.2. Les radioéléments

Les radioéléments les plus fréquents dans les roches terrestres sont l'isotope 238 de l'uranium (^{238}U), l'isotope 232 du thorium (^{232}Th) et surtout l'isotope 40 du potassium (^{40}K). Outre ces radioisotopes naturels encore relativement abondants, il existe dans la nature des isotopes radioactifs en abondances beaucoup plus faibles. Il s'agit notamment des éléments instables produits lors de la suite de désintégrations des isotopes du radium et du radon.

Un des radioéléments naturels parmi les plus utilisés par l'homme est l'isotope 235 de l'uranium (^{235}U) qui se trouve dans l'uranium naturel en faible concentration (0,72 %) associé à l'isotope ^{238}U , mais dont on modifie la concentration par des techniques d'enrichissement pour qu'il puisse servir à la production d'énergie nucléaire civile et militaire [4]. Un autre radio-isotope naturel est le radiocarbone, c'est-à-dire l'isotope 14 du carbone (^{14}C). Ce dernier est constamment produit dans la haute atmosphère par des rayons cosmiques interagissant avec l'azote, et se détruit par désintégrations radioactives à peu près au même taux qu'il est produit, de sorte qu'il s'établit un équilibre dynamique qui fait que la concentration du ^{14}C reste plus ou moins constante au cours du temps dans l'air et dans les organismes vivants qui respirent cet air. Cette datation au radiocarbone 14 est un outil de recherche très prisé en archéologie et permet de dater avec une bonne précision des matériaux organiques dont l'âge ne dépasse pas cinquante à cent mille ans (la période de ^{14}C est de 5568 ans). Dans le cas général, les radioéléments produisent des rayonnements ionisants à la suite de divers processus de désintégrations radioactives [5, 6].

I.2.3. Les sources de photons

On distingue principalement deux types de photons ionisants : les rayons X et les rayons γ : les photons γ sont issus de transitions électroniques alors que les photons X sont le résultat de transitions énergétiques de noyaux atomiques. A titre d'exemple, la capture d'un électron (capture électronique) par son noyau conduit à l'émission d'un rayonnement X. En outre, la désexcitation d'un noyau de cobalt 60 en cobalt 60 "fondamental" libère un rayonnement γ de 59 keV [7].

I.3. INTERACTIONS DES RAYONNEMENTS IONISANTS AVEC LA MATIERE

I.3.1. Interaction des rayonnements particuliers

a) Les particules chargées

Lorsqu'une particule chargée pénètre dans la matière, elle interagit essentiellement avec les électrons périphériques des atomes. Les interactions faisant appel aux forces nucléaires, pouvant conduire à des modifications de la structure du noyau, sont peu probables; il faudrait pour cela que la particule incidente ait une énergie suffisante pour passer au travers du cortège électronique et du champ électrique engendré par le noyau. Bien que l'énergie transmise à un électron périphérique lors de l'interaction soit généralement faible, elle suffit pour placer l'électron sur un niveau d'énergie supérieur: il y a **excitation** de l'atome, voire **ionisation** de celui-ci. La particule incidente peut également perdre de l'énergie par émission d'un rayonnement électromagnétique. A chaque interaction, l'énergie de la particule diminue et celle-ci est peu à peu ralentie.

- **L'ionisation et l'excitation**

Les électrons du rayonnement cosmique interagissent de manière prépondérante avec ceux des atomes constituant le milieu traversé.

- Si l'énergie transférée par l'électron incident est supérieure à l'énergie de liaison d'un électron de l'atome cible, celui-ci est expulsé du cortège et il y a ionisation de l'atome. Les électrons atomiques concernés sont les électrons fortement liés de la couche K.
- Si l'énergie transférée par l'électron incident est exactement égale à la différence entre les énergies de liaison de 2 couches électroniques de l'atome cible, un électron de cet atome saute sur une couche supérieure moins liée et il y a excitation. Les électrons atomiques concernés sont les électrons faiblement liés des couches externes.

Les ionisations et les excitations sont à l'origine des lésions biologiques radio induites [8-10].

- **Le rayonnement de freinage (**Bremsstrahlung**)**

Plus rarement les électrons interagissent avec les noyaux des atomes constituant le milieu traversé. L'électron incident est dévié dans le champ coulombien de l'atome cible et ce changement de trajectoire s'accompagne de l'émission d'un rayonnement X appelé rayonnement de freinage. Ce phénomène ne concerne que les électrons de très fortes énergies (plusieurs MeV) et qui de plus traversent un milieu constitué d'atomes lourds, c'est-à-dire un milieu dense.

Il faut prohiber des écrans de plomb pour s'en protéger. En effet, le plomb Pb étant extrêmement dense, on augmente le rayonnement de freinage. Il faut au contraire utiliser un matériau léger comme le plexiglas ou altuglas (polymétacrylate de méthyle : $\text{---}[\text{CH}_2\text{-C}(\text{CH}_3\text{CO}_2(\text{CH}_3))\text{---}]_n\text{---}$).

- **Cas particulier des positons : l'annihilation**

Quand un positon β^+ incident a perdu la totalité de son énergie cinétique initiale, il s'associe à un négaton et ces 2 particules se dématérialisent. C'est ce que l'on appelle l'annihilation. Les lois de la conservation de l'énergie montrent qu'il en résulte la création de deux photons γ émis dans des directions opposées, chacun transportant une énergie égale à 511 keV.

b) Interaction des neutrons

On peut classer les interactions des neutrons avec la matière en deux catégories :

- la diffusion : ralentissement des neutrons par transfert d'une partie de leur énergie au milieu matériel;
- la capture : absorption du neutron par le milieu matériel.

Pour le processus de **diffusion**, distinguons deux cas :

1^{er} cas : la diffusion élastique

Lorsque l'énergie du neutron est entièrement transmise au neutron diffusé et à la cible, il y a conservation de l'énergie cinétique et on parle de diffusion élastique. Ce type d'interaction est toujours énergétiquement possible, il n'y a pas de seuil de réaction. En utilisant la notation appliquée aux réactions nucléaires, on obtient :



2^{ème} cas : la diffusion inélastique

Lorsqu'un neutron incident est absorbé par un noyau cible avec expulsion d'un neutron de plus faible énergie, il se produit une diffusion dite inélastique. Il ya perte d'énergie cinétique totale du système ; laquelle perte d'énergie se retrouve sous forme d'énergie d'excitation du noyau final. Ce phénomène de diffusion se note :



La désexcitation du noyau se fera

- soit par l'émission d'un photon ;

- soit par l'émission d'électrons ou par conversion interne.

Ce sera l'interaction privilégiée pour les neutrons rapides dans les matériaux lourds.

En ce qui concerne le processus de capture électronique, on distinguera de même deux cas de figures :

1^{er} cas : la capture radiative

Lorsqu'un neutron est capturé par le noyau qui se trouve à un état énergétique supérieur, le supplément d'énergie sera émis sous forme de photons. Si le noyau obtenu est radioactif, on dit qu'il y a eu activation. Très souvent le type de rayonnement consécutif sera l'émission β^- puisque le nombre de neutrons a augmenté.

2^{ème} cas : la capture non radiative

Lors de la réaction de capture non radiative, l'énergie d'excitation est utilisée pour extraire un certain nombre de particules du noyau :

- Soit il se produit une expulsion de neutrons suivant une réaction du type:



Dans cette notation, x désigne le nombre de neutrons émis.

Cette réaction présente un seuil, puisqu'il est nécessaire de fournir un travail pour extraire chacun des neutrons ; ce qui la différencie de la diffusion inélastique.

- Soit le processus entraîne l'émission de particules chargées. Parmi ce type d'interaction nous pouvons citer les réactions (n, p) et (n, α) qui sont les plus probables.

c) Caractéristiques des interactions particulières

- **Le transfert linéique d'énergie: T.L.E.**

Quel que soit le mécanisme d'interaction entre les particules incidentes et la matière, la particule transfère une partie de son énergie à la matière et subit un ralentissement. L'expérience montre que les faibles transferts d'énergie sont très favorisés. La particule incidente doit donc subir un très grand nombre d'interactions avant d'être stoppée. Ce ralentissement progressif et continu est caractérisé par une grandeur appelée **transfert linéique d'énergie (T.L.E)** et définie par la relation :

$$T.L.E = \frac{dE}{dt} \quad (5)$$

Le T.L.E traduit ainsi l'énergie moyenne (dE) transférée au milieu par la particule par unité de longueur dx de la trajectoire parcourue. Cette définition indique que le T.L.E. est d'autant plus grand que la quantité d'énergie cédée sur une petite distance (ou épaisseur de tissus) est importante. Dans les tissus biologiques, les dégâts sont d'autant plus importants que l'énergie cédée localement par la particule incidente est grande [6].

Le T.L.E. reflète donc directement la nuisance biologique d'un rayonnement donné.

- **Trajectoire et parcours des particules chargées dans la matière**

La trajectoire d'une particule dans un milieu donné peut être très sinueuse, puisque les particules peuvent subir des déviations de 180° dans le cas de la rétrodiffusion. En conséquence, la profondeur maximale atteinte par une particule dans la direction incidente initiale est inférieure à la longueur de sa trajectoire. Cette profondeur maximale est ce que l'on appelle le parcours (ou profondeur de pénétration ou portée). Le parcours p d'une particule dans un milieu donné de masse volumique ρ est fonction de son énergie E et ce parcours peut être estimé par la relation empirique suivante [6]:

$$p = 0,412 \cdot \frac{E^n}{\rho} \quad (6)$$

avec

$$n = 1,265 - 0,0954 \ln(E) \quad (7)$$

Le parcours s'exprime en cm ; E en MeV et ρ en g.cm^{-3}

A titre d'exemple, nous avons indiqué dans le tableau 1 ci-dessous, quelques valeurs du parcours dans l'air et dans l'eau des particules β^- d'énergie $E_{\beta^- \text{ max}} = 1,7 \text{ MeV}$, émises par le $^{32}_{15}\text{P}$.

Tableau 1 : parcours des particules β^- dans l'air et dans l'eau

	air	eau
n	1,214	1,214
ρ (g.cm^{-3})	$1,3 \cdot 10^{-3}$	1
parcours (cm)	603	0,8

- **La décroissance radioactive**

- i) **Caractéristiques**

Les transformations radioactives sont :

- Indépendantes de la structure chimique dont fait partie le noyau radioactif : les caractéristiques radioactives de l'uranium 235 sont les mêmes que ces noyaux soient contenus dans du dioxyde d'uranium UO_2 ou dans de l'hexafluorure d'uranium UF_6 . Les paramètres usuels qui modifieraient une réaction chimique (température, pression...) sont sans effet sur les désintégrations radioactives ;

- Spontanées car elles se déclenchent seules, sans intervention extérieure ;

- Inéluctables car rien ne peut ralentir ou accélérer la cadence de désintégration d'un échantillon radioactif (constitué d'un très grand nombre de noyaux) ;

- Aléatoires : rien ne permet de prévoir exactement quand un noyau radioactif se désintègre. Par contre la loi de désintégration d'un échantillon est connue pour un nombre important de noyaux radioactifs.

- ii) **L'activité A**

Il s'agit du nombre de désintégrations par seconde défini par la relation : $A = \lambda N$ où N est le nombre de noyaux susceptibles de se désintégrer, λ est la **constante radioactive** (inverse d'un temps), elle représente la probabilité de désintégration d'un noyau. L'unité d'activité est le **Becquerel (Bq)** qui correspond à une désintégration par seconde. Anciennement, le curie (Ci) était utilisé ($1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$) et représentait la radioactivité de 1g de radium en équilibre avec ses descendants radioactifs.

- iii) **Loi de filiation simple**

Soit $\frac{dN}{dt}$ le nombre de noyaux qui se désintègrent par unité de temps. Il est proportionnel au nombre N de noyaux **non encore transformés**. Comme $\frac{dN}{dt}$ est une grandeur négative (N décroît avec le temps), il résulte la relation différentielle :

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda \cdot N \quad (8)$$

Cette relation peut se mettre sous la forme :

$$\frac{dN}{N} = -\lambda \cdot dt$$

Pour un comptage qui dure de $t_0 = 0$ à t , il faut faire la somme des événements survenus pour chaque durée dt . Cela se traduit par l'opération mathématique d'intégration :

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt$$

Le résultat de cette opération est à connaître sous plusieurs formes utiles :

$$\ln N - \ln N_0 = -\lambda t$$

$$\frac{\ln N}{\ln N_0} = e^{-\lambda t}$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (9)$$

Où N_0 est le nombre de noyaux initiaux.

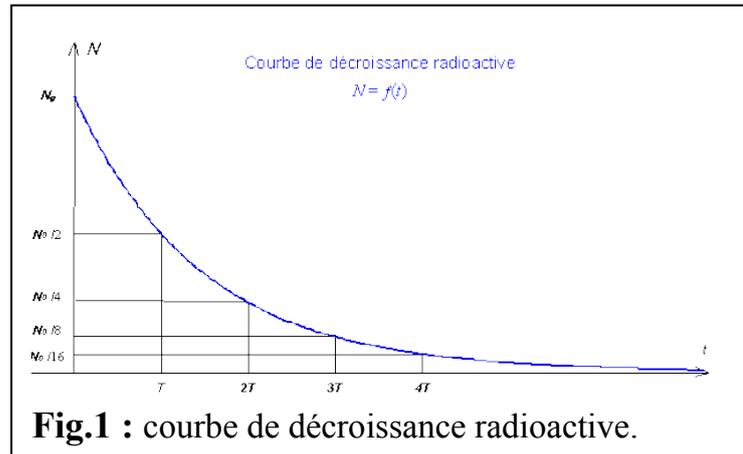


Fig.1 : courbe de décroissance radioactive.

En outre, on appelle période notée T d'un radioélément, la durée au bout de laquelle la moitié des atomes initiaux N_0 est désintégrée. Soit d'après (9) :

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (10)$$

Sur la figure 1 ci-dessus, on a indiqué l'allure de la courbe traduisant la loi exponentielle de décroissance radioactive telle qu'établie empiriquement en 1902 par Rutherford et Soddy.

I.3.2. Interactions des photons

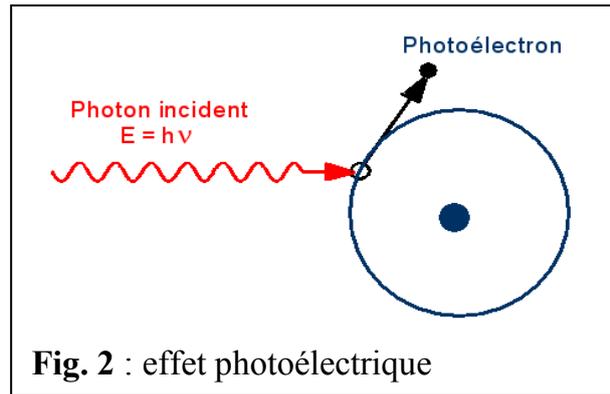
Les photons peuvent arracher des électrons du cortège électronique. Pour cela il faudra une influence directe du photon sur l'électron puisque le photon n'est pas chargé. Le type d'effet dépendra du fait qu'il y'a disparition ou non du photon [8]. Ces interactions induisent principalement trois effets : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et l'effet de production de paire. De plus, les rayonnements électromagnétiques subissent une atténuation en traversant la matière.

a) L'effet photoélectrique

Un photon d'énergie incidente E qui interagit avec un électron d'un atome cible peut éjecter cet électron de son orbite (fig.2 ci-après) en lui communiquant une énergie cinétique E_C , telle que:

$$E_C = E - E_L \quad (11)$$

Dans cette relation, E_L est l'énergie de liaison de l'électron éjecté sur son orbite. Si l'énergie du photon incident est inférieure à l'énergie de liaison de l'électron K, l'effet photoélectrique se fait avec un électron de la couche L, ainsi de suite. En conséquence :

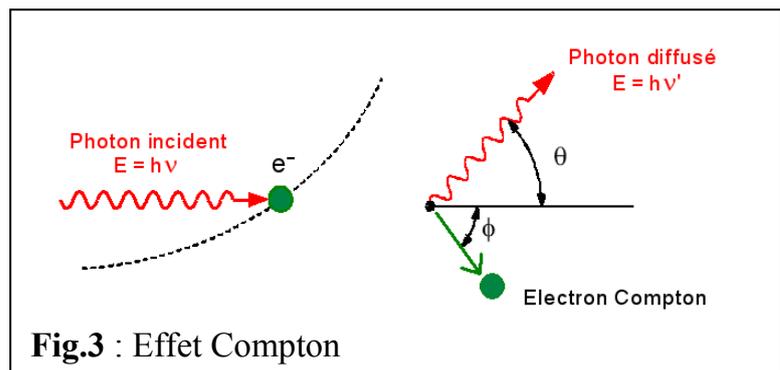


1. Le photoélectron mis en mouvement perd son énergie par phénomène d'ionisation du milieu : ces ionisations sont à l'origine des radiolésions.

2. Le cortège électronique se réorganise pour combler la lacune sur la couche dont a été expulsé l'électron. Il en résulte essentiellement l'émission d'un autre électron d'une couche encore plus périphérique que l'on appelle un **électron Auger**.

b) L'effet ou diffusion Compton

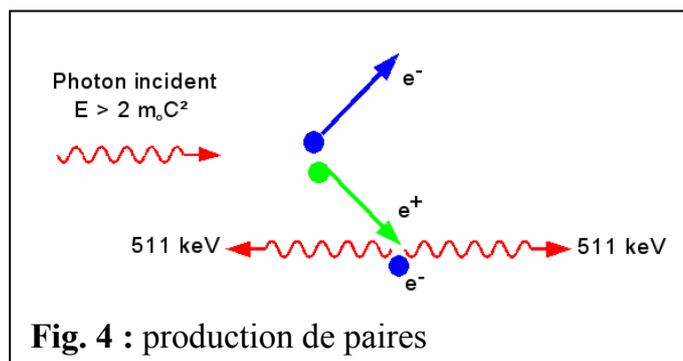
Le photon incident interagit encore une fois avec un électron, mais cet électron a une énergie de liaison beaucoup plus faible que celui impliqué dans l'effet photoélectrique.



La diffusion Compton concerne donc des électrons moins liés, voire libres. L'électron cible est expulsé dans une direction donnée d'angle φ : c'est l'électron Compton (fig.3). Le photon incident est quant à lui, diffusé dans une direction qui fait un certain angle $\theta + \varphi$ avec la direction de l'électron Compton. Lorsque l'énergie du photon incident croît, l'énergie emportée par l'électron Compton devient de plus en plus importante par rapport à celle du photon diffusé.

c) Effet de production de paires

Le champ électrique intense qui entoure un noyau peut transformer un photon en négaton et positon : c'est l'effet de production de paires. Cette matérialisation (qui est le processus inverse de l'annihilation) nécessite une énergie minimale du photon incident d'au moins 2 fois 0,511 MeV, soit donc $E_{\min} = 1,02$ MeV.



Le négaton et le positon créés perdent leurs énergies par un phénomène d'ionisation du milieu. Enfin, le positon s'annihile avec un électron négatif du milieu et il en résulte la création de 2 photons γ d'énergie individuelle de 511 keV et qui se propagent dans des directions opposées faisant entre elles un angle de 180° .

b) Atténuation des rayonnements électromagnétiques

Contrairement aux particules chargées qui cèdent progressivement leur énergie à la matière, les rayonnements électromagnétiques disparaissent brutalement à la suite d'une interaction. On ne peut plus parler de ralentissement. Il faut introduire la notion d'atténuation en nombre.

i) Loi d'atténuation

Dans le cas d'un faisceau monochromatique parallèle de rayons X ou γ , le nombre de rayons émergents (N) n'ayant subi aucune interaction dans la traversée d'un écran d'épaisseur x est lié au nombre de rayons incidents (N_0) par la relation :

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (12)$$

Dans cette relation, μ représente le coefficient linéique global d'atténuation et s'exprime en cm^{-1} ; μ dépend de l'énergie des photons incidents et de la nature du matériau.

$$\mu = n_c \cdot \sigma \quad (13)$$

où σ est la section efficace totale qui représente le domaine d'interaction à l'échelle atomique et n_c le nombre de particules par unité de volume dans la cible défini par :

$$n_c = \frac{N_A \cdot \rho}{A} \quad (14)$$

avec:

N_A est le nombre d'Avogadro ($6,02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$), ρ la masse volumique ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$) et A la masse atomique ($\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}$)

Portant (14) dans (13) on obtient en définitive :

$$\mu = \frac{N_A \cdot \rho}{A} \times \sigma \text{ en } \text{cm}^{-1} \quad (15)$$

Puisque les photons considérés sont monochromatiques, une relation tout à fait analogue à (12) relie l'énergie incidente (E_I) du faisceau et son énergie (E_x) après avoir traversé une épaisseur x :

$$E_x = E_I e^{-\mu x} \quad (16)$$

ii) Couche de demi - atténuation

On appelle couche de demi – atténuation (CDA) ou épaisseur moitié ($X_{1/2}$), l'épaisseur de matériau nécessaire pour atténuer d'un facteur 2 le nombre initial de photons (ou bien leur énergie initiale). Soit par définition :

$$CDA = X_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (17)$$

Cette relation souligne l'analogie entre la loi de décroissance radioactive des noyaux et l'atténuation d'un faisceau de photons [11]. Le tableau 2 suivant donne quelques valeurs d'épaisseur moitié dont l'unité est cm:

Tableau 2 : quelques valeurs d'épaisseur moitié

E (MeV)	Eau (d = 1)	Tissus humains (d ≈ 1)	Verre (d = 2,7)	Plomb (D = 10,8)
0,1	4,1	4,2	1,5	0,12
1	10	10	4	0,94
2	14	14	6	1,4

iii) La section efficace

Etant données les dimensions du noyau par rapport à celles de l'atome, la probabilité pour une particule de rencontrer un noyau est faible. On la représente par la section efficace σ :

$$\sigma = \frac{\text{Nombre de réactions par noyau}}{\text{Nombre de particules incidentes par unité de surface}}$$

Il s'agit donc d'une surface à l'échelle atomique s'exprimant dans une unité particulière : le barn (b), avec $1b = 10^{-24} \text{m}^2$ [12]. La probabilité d'interaction d'un photon avec un atome est donnée par la relation [13] :

$$\sigma_{ph} = \frac{8\pi r_0^2}{3} \frac{Z^2}{(137)^4} 4\sqrt{2}(\alpha)^{-\frac{7}{2}} \quad (18)$$

avec $\alpha = \frac{E_\gamma}{E_0}$

et, E_γ : énergie du photon incident, E_0 : énergie d'électron au repos, r_0 : rayon classique d'électron (2,818 fm) et Z : numéro atomique de la cible.

D'une façon générale, et quelle que soit la couche :

$$\sigma_{ph} \propto \frac{Z^2}{E_\gamma^3} \quad (19)$$

Dans le tableau 3 qui suit, nous avons résumé quelques unes des caractéristiques des interactions matières - rayonnements.

Tableau 3 : résumé des interactions des particules chargées et des photons X et γ .

Rayonnements directement ionisants (particules chargées: α , β^- et β^+)	Matière en interaction	Rayonnements indirectement ionisants (rayonnements électromagnétiques : X, γ)
Ionisation	Électrons couche K	Effet photoélectrique
Excitation	Électrons peu liés	Effet COMPTON
Rayonnement de freinage	Noyau	Effet de matérialisation de paires
Arrêt (transfert linéique d'énergie)		Atténuation en nombre

CHAPITRE II

LES DETECTEURS DE

RAYONNEMENTS IONISANTS

I.1. INTRODUCTION

On détecte les rayonnements ionisants en utilisant les deux types d'interactions avec la matière : l'ionisation et l'excitation. Ces interactions des particules chargées et des photons avec la matière se traduisent par un échange d'énergie avec les électrons du milieu traversé, échange direct dans le cas des particules chargées et par déplacement des électrons dans le cas des photons.

La fonction de la plupart des détecteurs de rayonnements est de séparer et de compter les ions (ou les électrons) produits par le passage d'un rayonnement au travers du détecteur et ceci au moyen d'un champ électrique imposé à ce détecteur. Généralement le rayonnement va pénétrer dans **le volume sensible du détecteur** qui sera un matériau gazeux, solide ou liquide selon le type de rayonnement que l'on veut mesurer. L'interaction va produire le long de la trajectoire un chapelet d'évènements discrets (électrons d'ionisation, photons, chaleur etc.). Ces évènements vont donner un signal, le plus souvent électrique, qui va signer le rayonnement détecté selon les trois paramètres suivants :

- le nombre de signaux délivrés par le détecteur fournira le nombre de rayonnements ayant donné une interaction ;
- Cette mesure permet également, lors de la collection de chaque élément individuel, d'en calculer l'énergie ;
- On peut également disposer de l'énergie totale déposée dans le détecteur.

Le plus simple de ces détecteurs est la *chambre à ionisation* qui peut être considérée comme un condensateur plan et dans lequel l'espace entre les plaques est rempli d'un gaz, le plus souvent de l'air.

Les principaux types de détecteurs sont [14]:

- les détecteurs mettant en jeu l'ionisation des gaz ;
- les détecteurs à scintillations ;
- les détecteurs utilisant le noircissement des films photographiques ;
- les détecteurs thermoluminescents ;
- les détecteurs à semi – conducteurs ;
- les dosimètres par résonance paramagnétique électronique ;
- les dosimètres chimiques ;
- les appareils mettant en jeu les méthodes calorimétriques.

Il faut faire la distinction entre détecter la présence de radiations et mesurer une grandeur caractéristique telle que le dénombrement des rayonnements, leur énergie, la dose absorbée, le débit de dose absorbée... Quel que soit le mode de fonctionnement d'un détecteur et donc le principe sur lequel s'appuie la détection des rayonnements, il est toujours constitué des mêmes éléments:

- 1) un capteur au niveau duquel le rayonnement interagit avec la matière ;
- 2) un système d'amplification qui met en forme et amplifie le signal produit par la sonde ;
- 3) éventuellement un système de traitement du signal ;
- 4) un système d'affichage qui indique le flux de particules (le compteur), l'énergie des particules (le spectromètre) et la dose absorbée ou le débit de dose absorbée (le dosimètre ou le débitmètre).

II.2. CARACTERISTIQUES GENERALES DES DETECTEURS

Les détecteurs que nous allons présenter sont fort différents les uns des autres. Cependant, ils ont tous quelques caractéristiques communes.

II.2.1. La résolution en énergie

Beaucoup d'expériences demandent qu'un détecteur mesure la distribution en énergie des radiations. C'est pourquoi, on parle souvent de **spectroscopie de radiations**. La **résolution en énergie** est une propriété importante d'un détecteur, elle peut être déterminée pour une source mono-énergétique de la radiation considérée. Elle s'exprime par la largeur à mi-hauteur (LMH) de la distribution ou FWHM (Full Width at Half Maximum) [2] :

$$FWHM = 2\sigma \cdot \sqrt{2 \ln 2} = 2.35\sigma \quad (20)$$

Où σ est la section efficace correspondant à la mesure de la largeur de la distribution

La Figure 5 illustre différentes distributions que peut produire un détecteur dans le cas d'une source mono-énergétique de la radiation. Cette distribution est appelée la fonction de réponse du détecteur pour une énergie bien définie. On y voit deux courbes possibles, une courbe étroite et haute et une courbe large et basse. Si le nombre d'événements envoyés sur le détecteur était le même, alors les surfaces contenues sous chaque pic seraient égales. Bien que chacune de ces distributions soient centrées sur la valeur H_0 , la largeur de la plus petite des deux courbes est bien plus grande. Cette largeur reflète le fait qu'un grand nombre de fluctuations ont été enregistrées pour chaque impulsion du détecteur, bien qu'à chaque fois la même énergie était déposée. La capacité d'un détecteur à avoir une réponse la plus précise possible est un avantage. On parle ainsi de la résolution en énergie du détecteur.

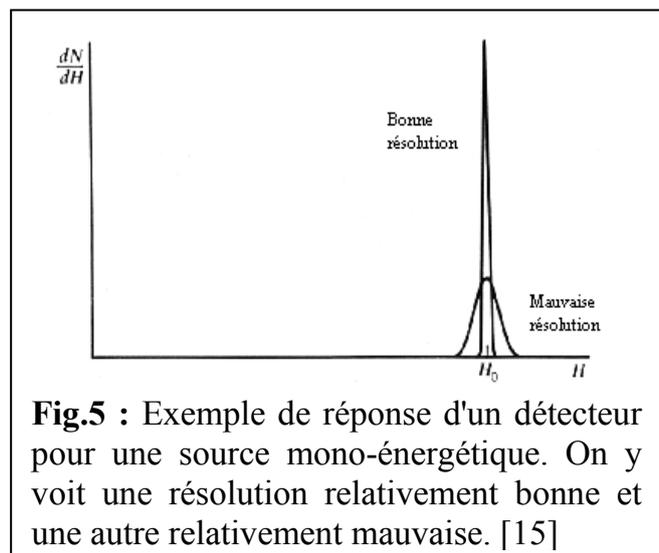


Fig.5 : Exemple de réponse d'un détecteur pour une source mono-énergétique. On y voit une résolution relativement bonne et une autre relativement mauvaise. [15]

La définition exacte est donnée au moyen de la largeur à mi-hauteur, FWHM (Full Width at. Half Maximum) et de la position du pic. La résolution R est

$$R = \frac{FWHM}{H_0} \quad (21)$$

Il y a de nombreuses sources potentielles pour détériorer la résolution d'un détecteur. On peut citer les variations de température à l'intérieur du détecteur, qui feraient varier les caractéristiques d'opération de celui-ci. Il peut y avoir du bruit aléatoire sur les câbles qui relient le détecteur aux instruments de lecture et aussi des bruits provenant de l'expérience elle-même. Le jeu consiste à obtenir la meilleure résolution possible, en diminuant au plus toutes variations.

II.2.2. L'efficacité de la détection

En général, on parle de deux types d'efficacités pour les détecteurs: **l'efficacité absolue** et **l'efficacité de détection intrinsèque**. L'efficacité absolue ou encore l'efficacité totale d'un détecteur, est définie comme la fraction d'événements enregistrés par rapport au nombre d'événements émis, soit :

$$\varepsilon_{absolue} = \frac{\text{événements} \cdot \text{enregistrés}}{\text{événements} \cdot \text{émis} \cdot \text{par} \cdot \text{la} \cdot \text{source}}$$

L'efficacité absolue est une fonction de la géométrie du détecteur et de la probabilité d'une interaction entre la radiation et le détecteur. A titre d'exemple, considérons un détecteur cylindrique situé à une distance d d'une source ponctuelle de radiation (fig.6). Si cette source émet des radiations de manière isotrope, alors la probabilité qu'une particule soit émise à un angle θ est

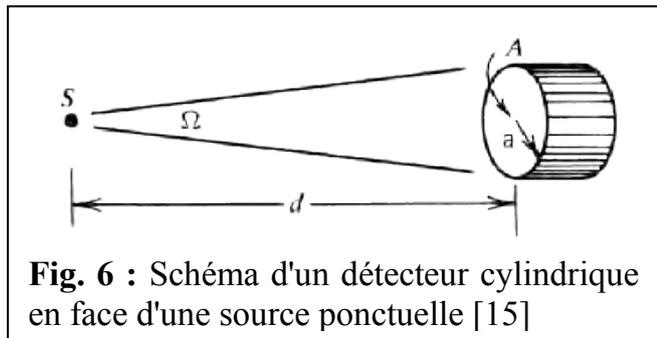


Fig. 6 : Schéma d'un détecteur cylindrique en face d'une source ponctuelle [15]

$$P(\theta) = \frac{\Omega}{4\pi} \quad (22)$$

Dans cette relation, Ω désigne l'angle solide du détecteur par rapport à la source défini dans le cas de notre exemple par l'expression :

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}} \right) \quad (23)$$

Si la distance d est beaucoup plus grande que la dimension que le rayon a du détecteur, alors l'expression (23) peut être simplifiée et on obtient :

$$\Omega = \frac{\pi a^2}{d^2} \quad (24)$$

L'efficacité absolue peut donc être divisée en deux parties

$$\varepsilon_{absolue} = \varepsilon_{int\ rins\acute{e}que} \times \frac{\Omega}{4\pi} \quad (25)$$

Avec la définition de l'efficacité intrinsèque comme :

$$\varepsilon_{int\ rins\acute{e}que} = \frac{\text{événements} \cdot \text{enregistrés}}{\text{événements} \cdot \text{atteignant} \cdot \text{le} \cdot \text{détecteur}}$$

Cette efficacité intrinsèque dépend de nombreux facteurs, comme par exemple les sections efficaces d'interaction de la radiation incidente sur le matériau du détecteur.

II.2.3. Le temps mort

Le **temps mort** est le temps fini requis par le détecteur pour analyser un événement. Dépendant du type de détecteur, celui-ci restera non sensible à l'arrivée d'un autre événement durant cette période. Si le détecteur n'est pas sensible, tous les événements arrivant durant ce temps mort sont perdus. Par contre, si le détecteur garde sa sensibilité, alors les nouveaux événements vont s'entasser (pile-up) sur le premier résultat et créer une distorsion du signal qui amènera à la perte de tous ces événements, y compris le premier. Ces pertes affectent les taux de comptage observés et distordent la distribution en temps entre l'arrivée des événements. En particulier, des événements provenant d'une source aléatoire n'auront plus une distribution de Poisson. Pour éviter de larges effets du temps mort, le taux de comptage d'un détecteur doit être suffisamment faible, de telle sorte que la probabilité d'avoir un deuxième événement durant le temps mort soit petite. Lorsque l'on veut connaître le temps mort d'un détecteur, il faut prendre en considération tout le système de détection. Chaque élément d'un système a son propre temps mort et, souvent l'électronique a plus de temps mort que le détecteur lui-même.

On utilise en général des détecteurs avec deux types de temps mort. Il s'agit de détecteurs à temps morts **extensible** et **non-extensible**. On parle aussi de temps mort **paralysable** et **non-paralysable** (fig.7 ci-après). Au centre de cette figure, on trouve une échelle de temps sur laquelle six événements ont lieu de manière aléatoire. Dans le cas extensible, l'arrivée d'un deuxième événement durant la période de temps mort (τ) est mémorisé jusqu'à la fin de l'exécution du premier. Ceci a lieu dans les détecteurs qui restent sensibles après l'arrivée d'un premier événement.

Pour le cas non-extensible, le détecteur ne voit pas arriver le second événement durant le temps mort. Après un temps τ , ce détecteur est à nouveau opérationnel.

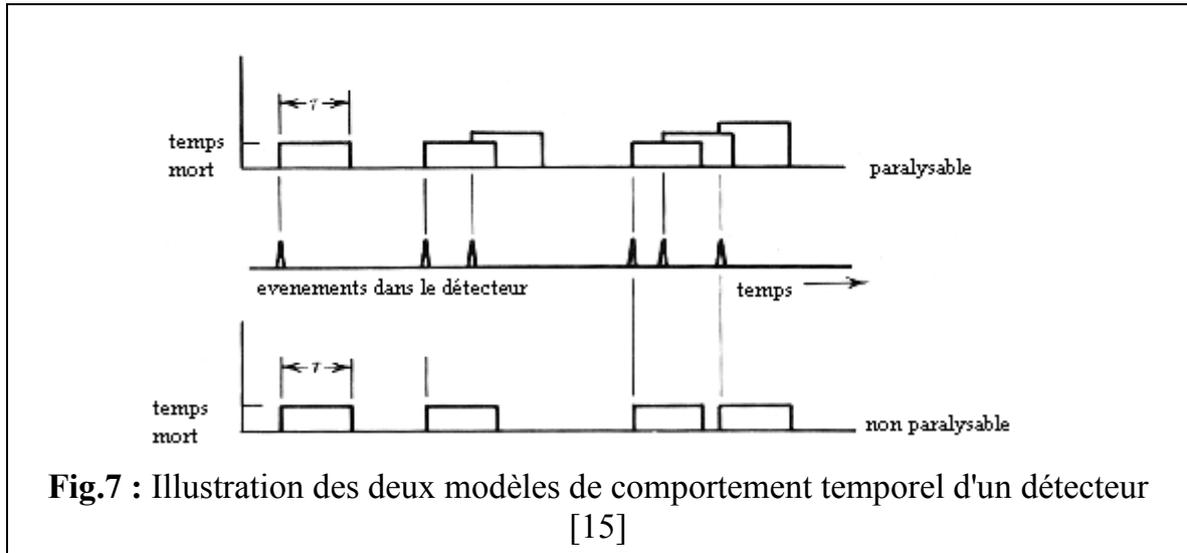


Fig.7 : Illustration des deux modèles de comportement temporel d'un détecteur [15]

Considérant particulièrement le cas non-extensible, supposons que le nombre réel de taux de comptage soit n durant une période T . Le détecteur n'enregistre que k coups, où plutôt qu'un taux de comptage m . Étant donné que chaque coup détecté engendre un temps mort τ , on aura un total de $k\tau$ temps morts durant la période T . Durant cette période, il y aura donc $nk\tau$ événements perdus. Le nombre réel de coups sera :

$$nT = k + nk\tau \quad (26)$$

Ce qui donne la relation bien connue :

$$n = \frac{\frac{k}{T}}{1 - \frac{\tau k}{T}} = \frac{m}{1 - \tau m} \quad (27)$$

Le cas extensible est quelque peu plus complexe à traiter. On voit que seul les coups arrivant à des temps plus grand que τ sont enregistrés. La distribution des événements aléatoires avec un taux d'apparition n est donnée par la relation :

$$P(t) = ne^{-nt} \quad (28)$$

La probabilité d'observer un événement durant un temps dt est $P(t)dt$. La probabilité d'observer un événement dans un intervalle de temps plus grand que τ peut être obtenue en intégrant cette distribution sur l'intervalle $\tau \rightarrow \infty$. Soit :

$$P(\tau) = \int P(t)dt = e^{-n\tau} \quad (29)$$

Le taux d'apparence d'un tel événement est obtenu en multipliant cette probabilité (29) par l'expression du taux réel, soit:

$$m = ne^{-n\tau} \quad (30)$$

Pour des taux faibles, c'est-à-dire pour $n \ll 1/\tau$, on peut faire les approximations suivantes:

$$m = \frac{n}{1+n\tau} \cong n(1-n\tau), \text{ non extensible} \quad (31.a)$$

$$m = ne^{-n\tau} \cong n(1-n\tau), \text{ extensible} \quad (31.b)$$

Ces approximations montrent bien que les deux résultats sont identiques. Ceci montre aussi que dans la mesure du possible, il faudrait effectuer des mesures avec de faibles pertes dues aux temps morts, car les erreurs qui s'en suivent ne sont pas faciles à corriger.

Par ailleurs, on appelle **mouvement propre** le taux de comptage enregistré en absence de toute source de rayonnement. Quant aux **caractéristiques géométriques**, elles définissent la forme du détecteur, l'importance de sa surface sensible et sa directivité.

II.3. LES DETECTEURS A GAZ

II.3.1. Principe et fonctionnement

a) Principe

Un détecteur à gaz à ionisation (fig.8) est constitué d'une chambre dans laquelle est enfermé un gaz traversé par un fil qui constitue l'anode. Les parois de la chambre constituant la cathode sont reliées à la masse. Les particules chargées provoquent des ionisations le long de

leurs trajectoires. Les électrons et les ions sont collectés sous l'action du champ électrique créé entre les électrodes ; un signal électrique apparaît aux bornes d'un circuit RC situé entre les deux pôles. Si la constante RC est faible on ne collecte que les électrons : l'amplitude de l'impulsion brève est proportionnelle au nombre d'électrons. Les ions ne sont pas détectés.

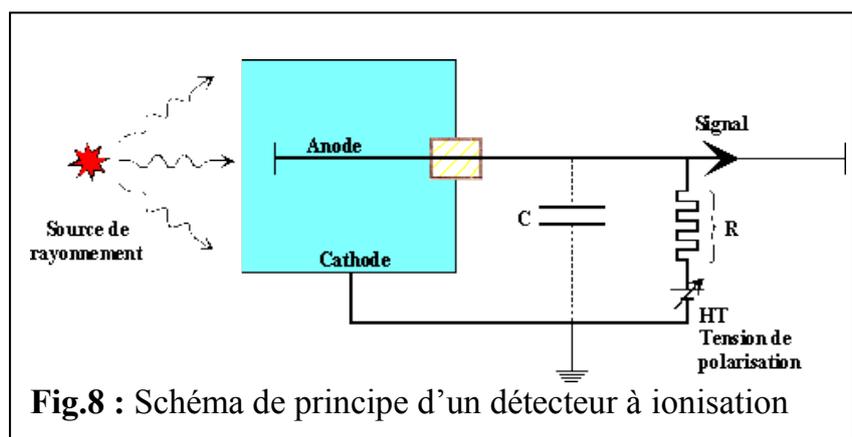


Fig.8 : Schéma de principe d'un détecteur à ionisation

Si RC grand, on ne distingue pas individuellement chaque particule collectée : le courant moyen est proportionnel à l'énergie totale absorbée.

b) Fonctionnement :

Le nombre d'ionisations primaires pour une particule abandonnant toute son énergie dépend de la nature et du gaz de remplissage. Dans l'air normal, le processus d'ionisation requiert 18 eV, mais en moyenne ce sont 34 eV qui sont perdus lors de chaque ionisation. Ainsi, un rayonnement de 1 MeV produit un maximum de 29000 ions et électrons. Pour une chambre de taille moyenne, par exemple 10 cm x 10 cm et une distance entre plaques de 1 cm, la capacité vaut :

$$C = \epsilon_0 S/d = 8,9 \cdot 10^{-12} (10^{-1})^2/10^{-2} = 8,9 \cdot 10^{-12} \text{ F},$$

ce qui se traduit par une hauteur d'impulsion

$$\Delta V = \frac{Q}{C} \Rightarrow \Delta V = \frac{2,9 \cdot 10^4 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{8,9 \cdot 10^{-12}} = 0,52 \text{ mV} \quad (32)$$

Ce signal est extrêmement faible et doit être amplifié, par un facteur d'environ 10^4 pour pouvoir être analysé par les circuits électroniques standard. On voit donc que l'amplitude du signal est proportionnelle au nombre de paires d'ions formés et donc à l'énergie déposée par le rayonnement. Le nombre total de charges collectées dépend de la tension interdynodes car les ions peuvent se recombiner ou se multiplier par des ionisations secondaires

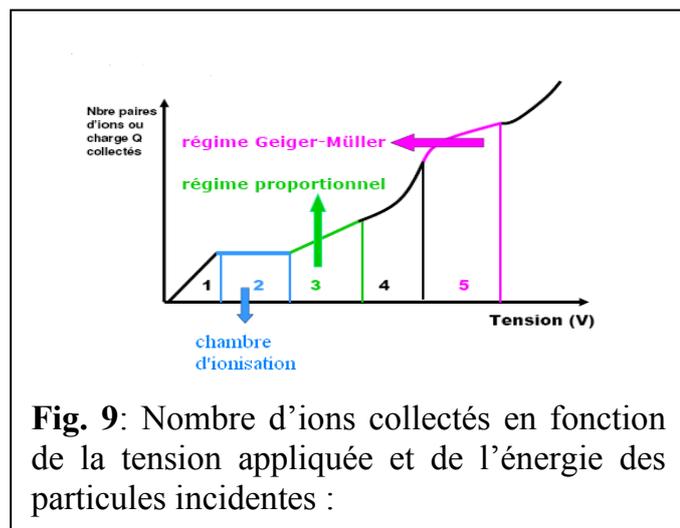


Fig. 9: Nombre d'ions collectés en fonction de la tension appliquée et de l'énergie des particules incidentes :

En fonction des trois régimes de fonctionnement possibles, on a trois types de détecteurs (fig9) [1,15] :

- *régime 2* : chambre d'ionisation ;
- *régime 3* : compteur proportionnel ;
- *régime 5* : compteur de Geiger-Müller

II.3.2. Mécanisme de l'amplification

La quantité totale de charges susceptibles d'être collectées se compose de deux parties: Les charges négatives constituées par des électrons et les charges positives constituées par les atomes ionisés. Les électrons sont beaucoup plus petits et de masse beaucoup plus faible que les ions, leur mobilité est naturellement bien plus grande.

De plus, on s'arrange pour que l'électrode positive (anode) attire les électrons avec une force (électrostatique) beaucoup plus intense que celle qu'exerce l'électrode négative (cathode) sur les ions. Il suffit pour cela que le champ électrique soit beaucoup plus grand au voisinage de l'électrode positive que celui de l'électrode négative, ce qui s'obtient facilement en étudiant la forme géométrique des électrodes. A titre d'exemple donnons l'expression du champ électrique E (en volts par mètres) qui règne à travers un compteur cylindrique où la paroi sert de cathode et l'axe central d'anode. Soient r le rayon du fil, R le rayon du compteur, V la différence de potentiel appliquée, et x la distance d'un point quelconque M (à l'intérieur du compteur) à l'axe du cylindre. On a :

$$E(x) = \frac{V}{xLn \frac{R}{r}} \quad (33)$$

Au fur et à mesure que les électrons se rapprochent du fil, ils sont attirés avec une force de plus en plus grande tandis que la force qui attire les ions positifs est de plus en plus faible au fur et à mesure qu'ils avancent. La mobilité des ions est de l'ordre du millième de celle des électrons, et donc tous les électrons sont recueillis avant que les ions positifs aient bougés de façon notable. Considérons maintenant un électron créé en un point du volume du compteur par un processus ionisant primaire. Dans son déplacement vers l'anode, il subira un nombre de collisions égal au moins au rapport de la distance de M (point où se produit l'ionisation) à l'anode sur le libre parcours moyen. Puisque le champ augmente au voisinage de l'anode, l'électron acquiert de plus en plus d'énergie par unité de parcours donc par libre parcours moyen. A un moment donné, cette énergie devient suffisante pour entraîner l'ionisation des atomes heurtés à chaque collision. Ceci produit une ionisation cumulative (formation d'une avalanche appelée avalanche de Townsend), c'est le phénomène de l'amplification gazeuse [16].

II.3.3. La chambre d'ionisation

Pour de faibles tensions appliquées il y a recombinaison des ions et des électrons ; au fur et à mesure que la d.d.p V augmente, on arrive dans la région de la chambre à ionisation dans laquelle la hauteur d'impulsion est proportionnelle aux ionisations primaires induites par les rayonnements, et donc à l'énergie d'entrée. Sur le plateau on voit qu'elle est indépendante de la tension appliquée.

La chambre d'ionisation est en général destinée à la mesure de photons X ou γ , mais le rendement est inférieur à 10%. Cependant, équipée d'une fenêtre mince, elle peut être utilisée pour la mesure de particules α , voire de particules β , avec un rendement qui peut atteindre 100% selon la fenêtre choisie. Lors de l'exposition à des photons X ou γ d'énergies comprises entre 8 keV et 2 MeV, elle permet la mesure de débits de dose absorbée de $5 \mu\text{Gy.h}^{-1}$ à 100mGy.h^{-1} ; ce qui permet la détermination de débits d'équivalent de dose absorbée de $0,1 \mu\text{Sv.h}^{-1}$ à $10 \mu\text{Sv.h}^{-1}$. Deux épaisseurs de paroi de la chambre sont utilisées :

- 7 mg. cm⁻² : évaluation du débit de dose absorbée au niveau de la couche basale de l'épiderme ;
- 300 mg. cm⁻² : évaluation du débit de dose absorbée en profondeur et au niveau du cristallin.

La mesure avec ce détecteur n'est pas une mesure absolue. Il faut donc le calibrer en l'équipant d'une sonde donnée avec une source d'activité connue (et délivrant le même type de rayonnement que celui détecté par la sonde !). On détermine ainsi le rendement du détecteur, qui dépend :

- de la distance entre la source et le détecteur ;
- de la surface de la source ;
- du support sur lequel elle se trouve.

D'un point de vue pratique, on détermine le rendement par une mesure au contact d'une source ponctuelle. Cependant, le rendement est défini par la plupart des constructeurs de matériel de radioprotection comme : "*Le rapport entre le nombre d'impulsions comptées et le nombre de particules émises par la source, donc un nombre de rayonnements*" [2]. Il faut convertir les impulsions mesurées par la sonde en désintégrations (en Bq) qui correspondent à l'activité de la source.

II.3.4. Le compteur proportionnel

Il correspond au régime d'avalanche de Townsend (il peut y avoir entre 10³ et 10⁴ ionisations secondaires pour chaque événements primaires ce qui constitue un facteur d'amplification). Schématiquement, ce genre de compteur est constitué d'un cylindre conducteur qui contient un gaz. Il diffère de la chambre d'ionisation par la tension de fonctionnement qui varie de 1000 à 4000 V. Il est utilisé pour effectuer :

- 1) la spectrométrie, c'est-à-dire la discrimination des rayons X de faible énergie (quelques keV) ;
- 2) la détection des neutrons par le biais des particules α émises après interaction de ces neutrons avec les atomes du gaz de l'enceinte du compteur.

Les compteurs proportionnels à gaz sont des détecteurs de radiations ionisantes et ont un très bon rendement pour les photons de faible énergie. Ils se composent :

- 1) d'un boîtier métallique avec une fenêtre étanche à l'air, mais transparente aux rayonnements ; en général, il s'agit d'un polymère métallisé (afin d'évacuer les charges électriques qui se créent lors de l'utilisation) posée sur une grille de silicium destinée à lui donner une bonne résistance mécanique ; le boîtier contient un gaz ;
- 2) d'un filament passant au centre du boîtier, et isolé de celui-ci ;
- 3) d'un générateur et d'un régulateur de haute tension, qui créent une haute tension entre le boîtier et le filament ; le filament est chargé positivement, et le boîtier négativement ;
- 4) d'une chaîne électronique d'amplification, de filtrage et de comptage.

Par ailleurs, on distingue :

- 1) Les **compteurs à flux gazeux** : le boîtier est connecté à une bouteille de gaz, celui-ci est renouvelé en permanence ;
- 2) Les **compteurs scellés** : le détecteur est clos, il faut le changer lorsque la qualité du gaz s'est dégradée.

Le gaz utilisé est en général un mélange de 90 % d'argon et de 10 % de méthane pour les compteurs à flux gazeux. Dans les compteurs scellés, le gaz amortisseur est en général un halogène (dichlore ou dibrome) [14].

En médecine nucléaire, les compteurs proportionnels ne sont plus utilisés couramment. Ils servaient essentiellement à compter les gammas et les β de basse énergie. Ils ont été remplacés depuis par la scintillation liquide. En revanche, ils sont encore très utilisés pour détecter les rayons X, notamment en spectrométrie de fluorescence X.

II.3.5. Le compteur Geiger - Müller

Aucun des deux détecteurs précédents n'est prioritairement employé pour le dénombrement, en raison principalement de leur électronique. En revanche, le compteur Geiger - Müller ne permet que des dénombrements. Ceci s'explique par la zone de tension dans laquelle il fonctionne : quel que soit le nombre d'ions primaires créés par le rayonnement incident, le compteur Geiger - Müller délivre des impulsions de grande amplitude. C'est donc un détecteur très sensible, d'un emploi universel. Par ailleurs, si la fenêtre par laquelle entre le rayonnement est très mince, le compteur peut détecter des particules β de très faible énergie (30 keV). L'enceinte contient un gaz rare (Ar, Xe). De plus on introduit dans le gaz de remplissage des traces d'alcool ou d'un halogène pour éviter que les ions collectés arrachent à la cathode des photoélectrons, les ions argon sont neutralisés et seuls des ions alcool arrivent à la cathode. Cependant, le compteur Geiger - Müller présente un inconvénient important : un fort temps mort qui entraîne un temps de résolution élevé, ce qui le rend inutilisable pour les forts taux de comptage

II.3.6. Inconvénients et avantages des compteurs à gaz

a) Inconvénients

La densité des gaz étant faible, l'efficacité des compteurs à gaz est faible : de 5 à 10% ; ils sont plutôt utilisés pour détecter les particules chargées avec une efficacité voisine de 100 %, ou pour des flux importants de rayons γ en radioprotection (on se souvient que le parcours d'un rayon γ de 1 MeV dans l'air est de l'ordre de 100 m). Un autre inconvénient de ces détecteurs est lié à leur durée de vie limitée par destruction progressive des traces de vapeur organique.

b) Avantages

Comme avantages des compteurs à gaz, citons : la grande taille des impulsions (pour la précision des mesures) et la simplicité de l'électronique associée.

II.3.7. Caractéristiques des détecteurs à gaz

Un compteur capable de fonctionner indifféremment dans les trois régimes (chambre d'ionisation, compteur proportionnel et compteur de Geiger - Müller) n'existe pas en raison des spécificités technologiques nécessaires pour un fonctionnement performant dans chacun de ces régimes. Dans le tableau 4, nous avons résumé les principales caractéristiques [14] des trois types de détecteurs étudiés précédemment.

Tableau 4 : Les principales caractéristiques des détecteurs à ionisation

Détecteurs	Particules détectées	Temps mort	Taux de comptage Maximum conseillé
Chambre d'ionisation	α, β, X, γ	1 à 10	10^4 à 10^5
Compteur proportionnel	α, β, X	1 à 10	10^4 à 10^5
Compteur Geiger-Müller	β, X, γ	100	10^3

Ce tableau indique le type de détecteur adapté à un rayonnement d'énergie donnée.

a) Le taux de comptage

La première fonction d'un détecteur (de quelque type que ce soit) est de permettre un dénombrement. Les paquets d'électrons issus de l'interaction entre un rayonnement ionisant et la matière est appelé impulsion de charge, notée i . Le dénombrement consiste à compter le nombre d'impulsions N , pendant un temps t fixé et d'en déduire le taux de comptage n en impulsions par seconde donné par [15] :

$$n(i.s^{-1}) = \frac{N}{t} \quad (34)$$

b) Le temps mort

Le temps mort peut être déterminé par diverses méthodes :

- 1) Méthode de mesure directe à l'oscilloscope en visualisant, après adaptation, le signal de sortie du compteur Geiger – Müller ;
- 2) Méthode de mesure indirecte utilisant deux sources radioactives ;
- 3) Méthode de mesure indirecte en faisant varier la distance source – compteur.

Cette dernière méthode sera utilisée pendant la plupart des travaux pratiques. La méthode est basée sur le fait que les taux de comptages par unité de surface aux alentours d'une source ponctuelle sont inversement proportionnels aux carrés des distances séparant la source radioactive du détecteur (dans la mesure où les rayonnements émis par la source se propagent en ligne droite).

Soit une source radioactive ponctuelle posée sur l'axe du tube Geiger – Müller à une distance « d » par rapport à sa fenêtre (fig.10). Si on désigne par N_0 le nombre de radiations émises par la source de longue période,

Le nombre N de radiations qui atteignent le compteur est tel que :

$$N = N_0 \frac{\Omega}{4\pi}$$

Soit en utilisant la relation (2.4)

$$N = \frac{N_0}{2} \times \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}} \right) \quad (35)$$

Pour d grand ($d \gg r$)

$$N = \frac{N_0}{4} \times \frac{r^2}{d^2} \quad (36)$$

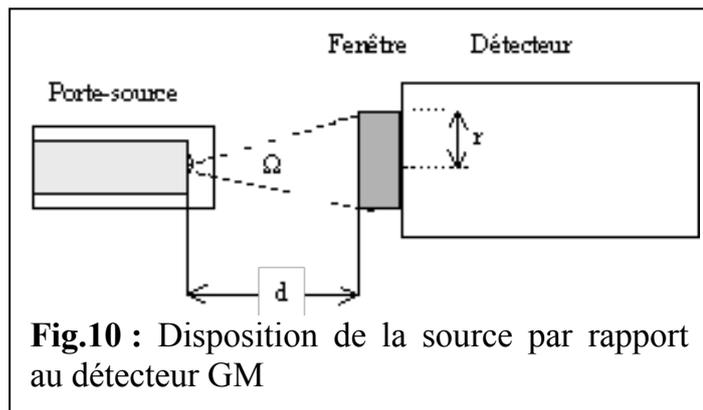


Fig.10 : Disposition de la source par rapport au détecteur GM

où Ω est l'angle solide et r le rayon de la fenêtre du compteur Geiger – Müller.

La connaissance de la variation de $N = f(d)$ permet pour les grandes valeurs de " d " de déterminer le temps mort τ . En effet, si on considère le logarithme de (2.16), on obtient:

$$\ln N = \ln [(N_0/4) r^2] - 2 \ln d \quad (37)$$

Ou encore

$$\ln N = \text{Cte} - 2 \ln d \quad (38)$$

On détermine le temps mort du détecteur en faisant une moyenne sur les valeurs calculées pour plusieurs valeurs de la distance " d ".

II.4. LES DETECTEURS SOLIDES ET LIQUIDES

Ce sont en fait des chambres à ionisation solides ou liquides. Si une particule chargée ou un rayon γ ou X pénètre dans un semi-conducteur très pur, il cède son énergie aux électrons de valence du milieu en créant tout au long de la trajectoire des charges positives et négatives mobiles, appelées paires **électrons - trous**.

Ces charges peuvent être collectées sous l'action d'un champ électrique, et faire apparaître pour chaque particule détectée une impulsion aux bornes d'un circuit RC .

II.4.1. Les détecteurs à scintillations

Le mécanisme de scintillation (émission de lumière) est déclenché quand un rayonnement électromagnétique pénètre dans un matériau scintillant. La lumière produite est issue soit d'un mécanisme de **fluorescence** (quand l'émission de lumière est produite juste après l'absorption d'énergie) ou de **phosphorescence** (quand l'émission est retardée) [17].

a) Principe et mode de fonctionnement

Un détecteur à scintillation est formé d'un **scintillateur** qui émet des photons phosphorescents sous l'effet d'un rayonnement et d'un **photomultiplicateur** à grand gain qui mesure la quantité de lumière émise. Sur la figure 11 ci-après, on a schématisé le cas particulier du détecteur NaI (Tl)

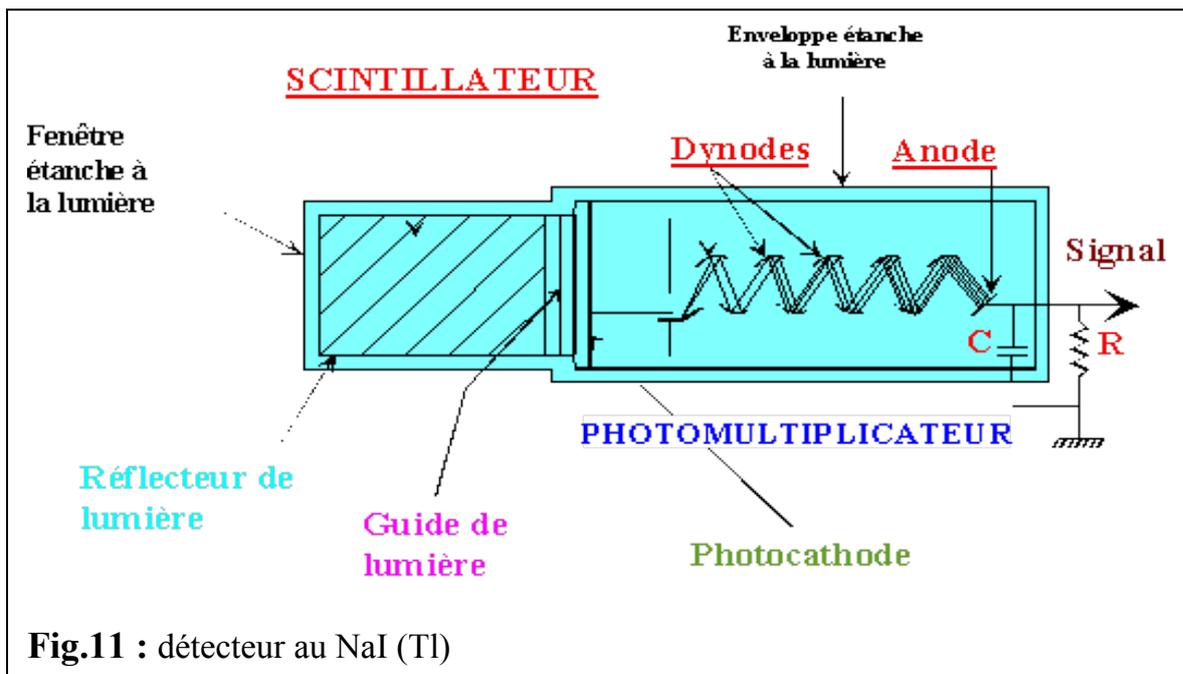


Fig.11 : détecteur au NaI (Tl)

Quant à la chaîne de détection, elle peut être schématisée comme suit :

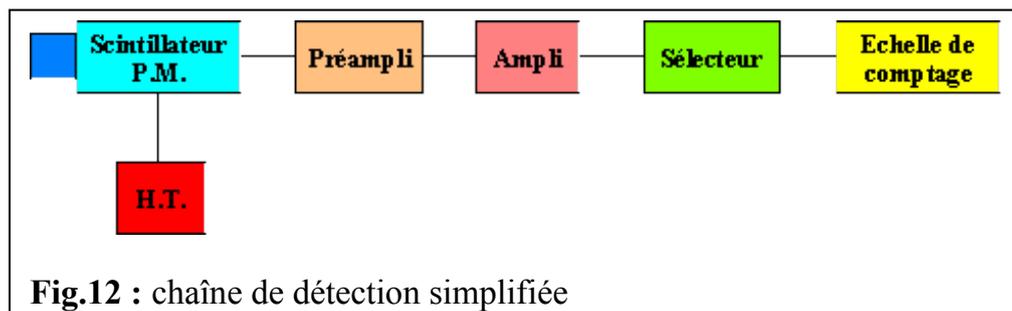


Fig.12 : chaîne de détection simplifiée

Le **scintillateur** est un matériau qui permet la conversion de l'énergie de la particule en photons lumineux dont la longueur d'onde se situe entre le bleu et l'ultraviolet. L'énergie incidente excite les atomes ou les molécules du scintillateur. Leurs retours à l'état fondamental s'accompagnent de l'émission de photons. On distingue plusieurs types de scintillateurs : organiques (Plastiques, liquides, liquides chargés) et inorganiques (cristaux intrinsèques ou avec activateurs). Les caractéristiques des principaux scintillateurs sont indiquées dans le tableau 5 suivant :

Tableau 5 : caractéristiques des principaux scintillateurs

Type de scintillateur	Caractéristiques	Rayonnements détectés
Minéraux ou inorganiques	Efficacité élevée pour les rayons X et γ	X, β , α
Organiques, plastiques ou liquides	Mesure de taux de comptages élevés X, γ , β , α	X, γ , β , α

Le **photomultiplicateur** a pour rôle principal d'amplifier le courant électronique dans le détecteur. En effet, les photons lumineux émis par le scintillateur, cristal de NaI (Tl) par exemple, sont reçus sur une photocathode semi-transparente qui crée au *moins un électron par photon*. Ces électrons secondaires sont reçus sur la première dynode portée à un potentiel de 100V (donc $E = 100$ eV), dans ce cas il y a multiplication par 5 par exemple, ces électrons vont vers la seconde dynode portée à un potentiel plus élevé, et un nouveau gain d'un facteur 5 etc. Il y a en général de 10 à 14 dynodes. Pour 10 dynodes on a un gain égal à $5^{10} \approx 10^7$. La lumière de scintillation est convertie en un courant de très faible intensité par une photocathode. Ce courant est amplifié par un multiplicateur du nombre d'électrons qui utilise la propriété d'émission secondaire de certains matériaux. Les électrons émis par la photocathode sont collectés sur une électrode (dynode) qui émet δ électrons pour un électron incident ($\delta > 1$). Ces électrons secondaires sont collectés par une seconde dynode. Un exemple de photomultiplicateur du type NaI [18] est indiqué sur la figure 13 ci-après.

En outre, un dispositif comportant n dynodes présente un coefficient de multiplication :

$$A = \delta^n \quad (39)$$

Les dynodes, réalisées en alliages Cu-Be ou Ag-Mg, ont des coefficients d'émission secondaire δ de 4 à 5 pour une tension entre étages de l'ordre de 150V. La haute tension est appliquée entre la cathode et l'anode, chaque dynode étant à une tension définie par le pont d'alimentation.

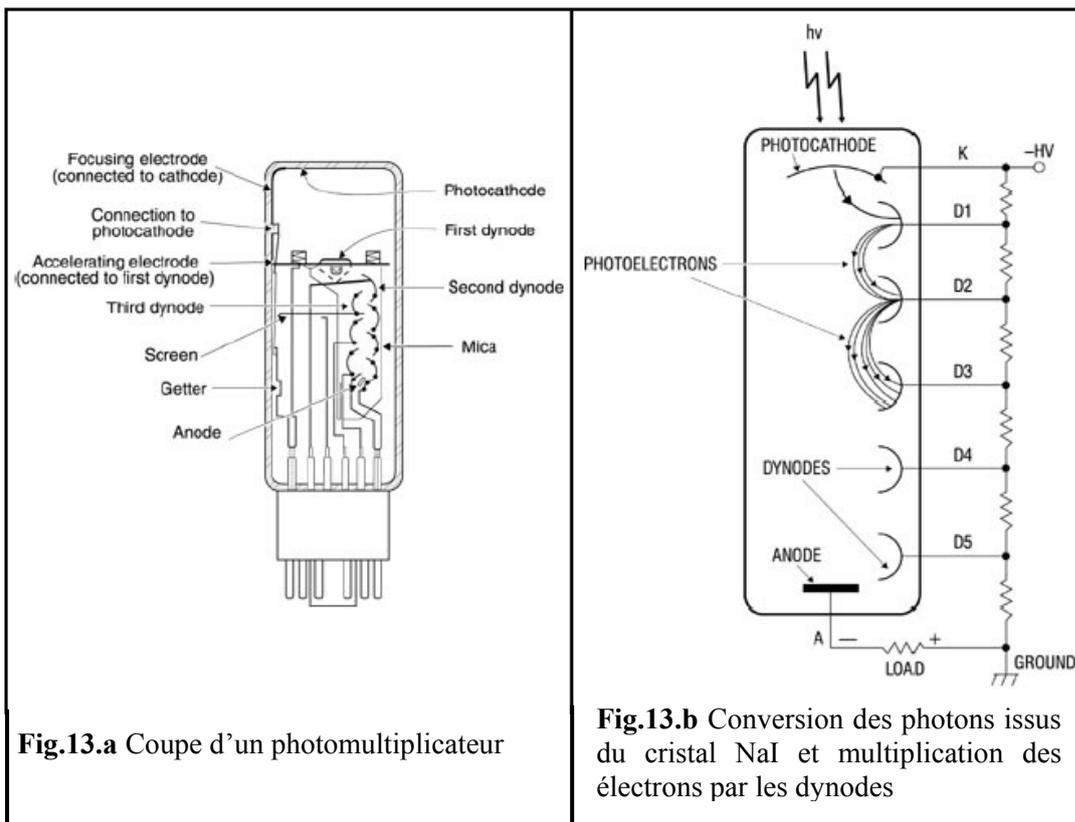


Fig.13.a Coupe d'un photomultiplicateur

Fig.13.b Conversion des photons issus du cristal NaI et multiplication des électrons par les dynodes

Le signal de sortie peut être prélevé sur la dernière dynode ou sur l'anode, aux bornes d'une résistance de charge élevée. La forme et l'amplitude de l'impulsion de sortie dépendant du rapport de la constante de temps RC du circuit de sortie à celle τ du scintillateur. On détecte donc une lumière émise entre 300 et 500 nm, la longueur d'onde étant caractéristique du scintillateur employé. Ce signal lumineux est ensuite converti en signal électrique. En conséquence, ce type de détecteur est utilisé pour le dénombrement, la spectrométrie ou la mesure de débits de dose absorbée.

b) Les différents types et propriétés

Il existe deux types de détecteurs à scintillation selon la nature du scintillateur : minéraux ou organiques :

- 1) Les détecteurs organiques sont plastiques ou liquides. Le processus de fluorescence est généré par des transitions dans la structure de niveaux d'énergie de molécules simples. Les utilisations sont la spectroscopie β et la détection de neutrons rapides ;
- 2) Les détecteurs inorganiques les plus courants sont des alcalino-terreux dopés ou non (NaI(Tl), CsF₂...) et des oxydes (BGO, PbWO₄...). [10]. L'utilisation la plus commune est la spectroscopie de rayons gamma.

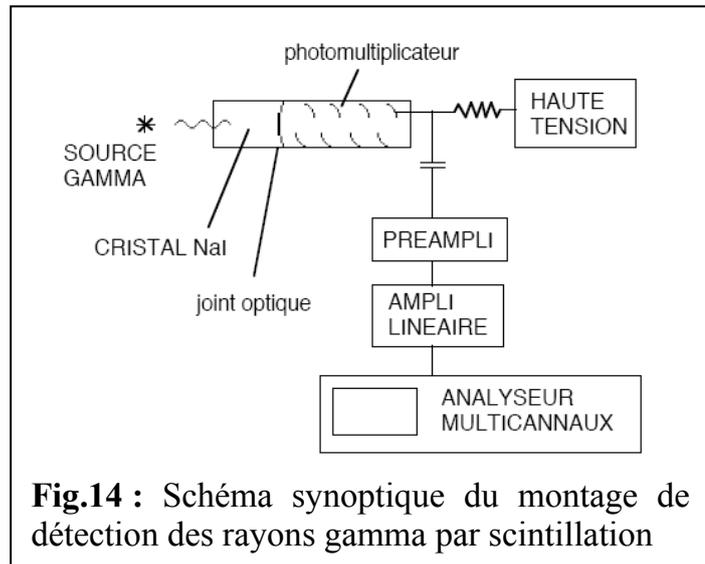
Tableau 5 : Types de scintillateurs

Type de scintillateur	minéraux	organiques	
		plastiques	liquides
exemple	- NaI activé au thallium - sulfure de zinc activé à l'argent	cristaux d'anthracène ou de stilbène	- solvant primaire : toluène ; -solvant secondaire: éthylène glycol ; -soluté scintillant : POPOP (polypropylène)
modèle	- sonde γ SG 70-2 - sonde α SA 70-2	sonde β SB 70-2	
détection	NaI : X et γ SZn : α	β : $E > 200$ keV	β de faible énergie : ${}^3\text{H} : E_{\beta}^{\text{max}}=18,6$ keV
avantages	- Bon pouvoir d'arrêt, -bon rendement lumineux	- faible constante de temps -facilité d'usage	
inconvénients	- forte constante de temps - sensibilité aux variations de température	-mauvais rendement lumineux - mauvais pouvoir d'arrêt	mélange de la source au liquide scintillant =>source irrécupérable

Ces détecteurs possèdent une grande sensibilité, une gamme de mesure étendue, une faible constante de temps, une bonne stabilité et un rendement élevé. L'efficacité de détection pour le rayonnement γ est élevée. Mais ils possèdent malheureusement les inconvénients des photomultiplicateurs: variation du gain sur le court terme et bruit de fond élevé.

Remarques :

- i) **Les photons γ** sont détectés indirectement par la scintillation que provoquent les électrons libérés par effets photoélectrique et Compton dans le matériau du scintillateur (NaI, CsI). Le schéma de détection des rayons γ par scintillation est indiqué sur la figure 14 [19].
- ii) Les **neutrons thermiques** sont généralement détectés en mélangeant du bore et du sulfure de zinc, des particules α sont alors émises par scintillement.
- iii) L'utilisation d'un analyseur multicanaux permet de dénombrer les particules détectées en fonction de leur énergie.



II.4.2. Les détecteurs à semi-conducteurs

a) Présentation et caractéristiques générales

Les détecteurs à semi-conducteurs fonctionnent sur le principe de l'augmentation temporaire de la conductivité électrique résultant d'une ionisation. Lorsqu'un rayonnement ionisant traverse la jonction, il crée des paires électron - trou qui sont attirées par les pôles négatifs et positifs. Comme pour la chambre d'ionisation, l'intensité du courant ionique est proportionnelle à l'énergie du rayonnement. Plus d'une vingtaine de semi-conducteurs sont susceptibles d'être utilisés pour la détection des particules ionisantes. Les plus courants sont le silicium (Si), le germanium (Ge), la famille du tellurure de cadmium (CdTe et CdZnTe) et l'arséniure de gallium (GaAs). On trouve aussi des détecteurs à base d'iodure mercurique (HgI_2) [5]. Les caractéristiques des détecteurs à semi-conducteurs sont indiquées dans le tableau 6 suivant :

Tableau 6 : Caractéristiques des détecteurs à semi-conducteurs [5].

Type de semi-conducteur	Caractéristiques et applications	Rayonnements détectés
A jonction N-P ou P-N	Bonne résolution Contrôle en contamination	α , protons et β
N.I.P. Si(Li) ou Ge(Li)	Bonne résolution énergétique Spectrométrie fine	X et γ
Au Ge ultra pur	Bonne résolution en énergie Fixe ou portable	X et γ
Type CdTe ou HgI_2	Efficacité élevée pour les X, et γ Portable, fonctionnement à 300 K	X et γ

Les détecteurs à semi-conducteurs au silicium ou au germanium sont très efficaces pour la détection du rayonnement γ . Leur volume peut aller jusqu'à 200 cm^3 , la tension de polarisation de ce type de détecteur va de 1500 à 4000V, mais ils doivent être maintenus dans une enceinte sous vide de 10^{-3} Pa et refroidis à la température de diazote liquide (77K) pour diminuer le bruit thermique (passage des électrons au travers du gap). Ces détecteurs ont généralement de mauvais rendement du fait de leur petite taille et ils sont facilement contaminables.

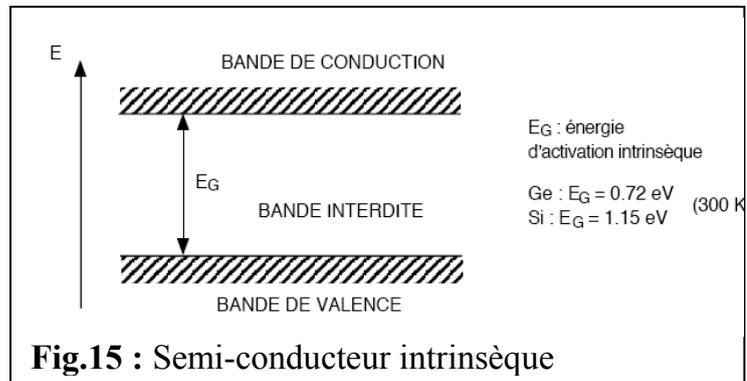
Le besoin d'une forte efficacité photoélectrique et la possibilité de faire fonctionner les systèmes à température ambiante conduisent à envisager, pour effectuer l'imagerie, l'utilisation de semi-conducteurs à numéro atomique élevé et à large bande interdite comme HgI_2 et PbI_2 . Cependant la difficulté de les fabriquer sous forme de monocristaux empêche de construire des détecteurs possédant des propriétés homogènes sur des surfaces pouvant atteindre plusieurs dizaines de centimètres carrés [20].

b) Types de détecteurs à semi-conducteur

On distingue généralement les semi-conducteurs intrinsèques ou purs, les semi-conducteurs extrinsèques de type N et les semi-conducteurs extrinsèques de type P.

i) Semi-conducteurs intrinsèques ou purs

Ce sont des solides cristallins caractérisés par le fait que les électrons se trouvant dans la bande de valence peuvent passer dans la bande de conduction à partir d'un certain apport d'énergie (fig.15 ci-contre). Quand l'énergie d'activation intrinsèque E_G est de l'ordre de 1eV, il y a autant d'électrons libres que de trous, chacun permettant la conduction du courant.



ii) Semi-conducteurs extrinsèques ou dopés

Par des opérations de dopage, on remplace un certain nombre d'atomes du cristal initial par un nombre égal d'atomes d'impuretés d'un type déterminé. On obtient ainsi, suivant le type d'impuretés, des semi-conducteurs dopés (en fait des conducteurs) dits de type *N* ou de type *P*. En général l'ordre de grandeur du dopage est « 1 impureté pour 10^9 atomes » [21]. Le dopage a pour but d'améliorer la résistivité des cristaux destinés à la préparation des détecteurs et d'accroître les propriétés photoréfractives.

❖ Semi-conducteurs extrinsèques de type N

Si dans un cristal de silicium, on introduit à la place d'un atome *Si* tétravalent, un atome pentavalent de phosphore, l'un des cinq électrons périphériques du phosphore occupera un niveau énergétique appelé niveau donneur, situé dans la bande interdite mais près de la bande de conduction du cristal ($E_D = 0,044$ eV dans le cas présent).

❖ Semi-conducteurs extrinsèques de type P

Si on introduit dans un cristal de *Si* un atome trivalent, par exemple l'aluminium, on verra apparaître un trou qui occupera un niveau énergétique situé dans la bande interdite près de la bande de valence. Un électron de la bande de valence se fixera alors facilement sur ce niveau, appelé niveau accepteur ($E_A = 0,05$ eV dans le cas présent).

Remarque : il n'est pas possible de produire des semi-conducteurs totalement exempts d'impuretés et le "dopage" d'un cristal, par exemple par un élément donneur, se fait en pratique par « surcompensation » des éléments accepteurs qui s'y trouvent.

c) Actions des particules chargées sur les cristaux semi – conducteurs

Dans le cas général, lorsqu'une particule chargée pénètre dans un solide cristallin, elle perd son énergie par exemple lors d'interactions avec les électrons. L'énergie perdue par la particule incidente pourra servir à amener des électrons de la bande de valence dans la bande de conduction et ainsi à créer dans le cristal des paires "électron trou" (charges mobiles). L'énergie moyenne W nécessaire pour produire une paire électron-trou est de 3.61 eV dans le *Si* et 2.94 eV dans le *Ge* ($\approx 3E_G$). Puisque cette énergie moyenne est faible, une particule d'une énergie d'environ 1MeV) produira un grand nombre de paires électron-trou et on aura donc une bonne précision statistique sur le nombre de paires créées. Puisque l'énergie moyenne W est faible, une particule d'énergie suffisante produira un grand nombre de paires électron-trou. Ce qui donnera une bonne précision statistique sur le nombre de paires créées. La valeur de W pouvant être considérée comme indépendante de l'énergie de la particule incidente, le nombre de paires électron-trou créées sera proportionnel à l'énergie perdue dans le cristal par la particule.

d) Structure et fonctionnement des détecteurs semi – conducteurs

Un détecteur semi-conducteur (figure 16 ci-contre) se compose d'un cristal semi-conducteur intrinsèque ou hétérogène (détecteur « à jonction », voir page 42), placé entre les deux électrodes (contact électrique) d'une source de tension, d'une résistance de charge R placée en série dans le circuit.

Sous l'action du champ électrique produit dans le cristal, les charges mobiles libérées par le passage d'une particule, se dirigent vers les électrodes. Alors une impulsion électrique de

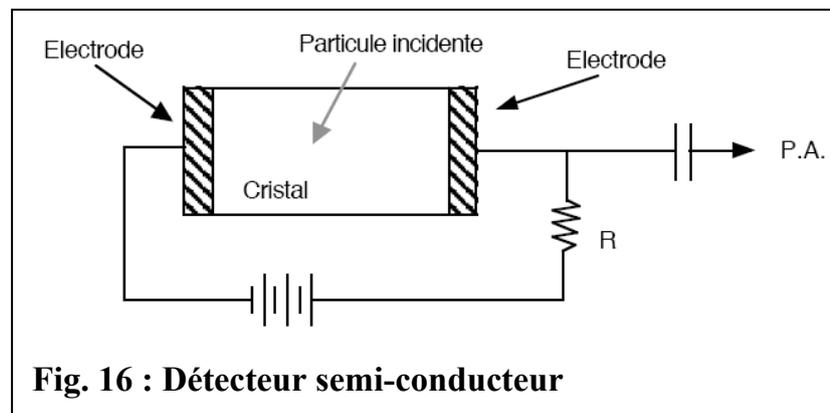


Fig. 16 : Détecteur semi-conducteur

d'amplitude ΔV proportionnelle à l'énergie perdue dans la « partie sensible » du détecteur, apparaît aux bornes de la résistance de charge. L'impulsion électrique ΔV est alors amplifiée, puis analysée par un dispositif électronique approprié.

Dans un bon détecteur, il faut que l'amplitude de l'impulsion soit rigoureusement proportionnelle à l'énergie perdue. Cette dernière sera l'énergie de la particule à l'entrée dans le détecteur si la particule s'arrête dans le volume utile. Le temps de collection des porteurs doit être beaucoup plus petit que le temps de recombinaison de ceux-ci. Il faut aussi que la résolution en temps soit excellente.

Cette résolution est liée au temps de collection des charges les plus lentes et au temps de redescende de l'impulsion (lié à la constante de temps RC des éléments situés avant le préamplificateur).

Remarque : Le temps de collection t_c qui peut descendre jusqu'à 10^{-10} s est donné par:

$$t_c = \frac{L}{\mu E} \quad (40)$$

Dans cette expression, L représente la distance entre les électrodes, μ est la mobilité des charges les plus lentes et E désigne l'intensité du champ dans le détecteur.

Le signal électrique obtenu doit être parfaitement analysé dans les meilleures conditions par la chaîne électronique. Ceci implique qu'il se distingue absolument du bruit de fond électrique du détecteur et que le courant obtenu en l'absence de particule incidente soit extrêmement faible (c'est à dire que la résistivité du cristal soit élevée). Cette grande résistivité peut être obtenue en créant une jonction que nous allons définir plus loin (page 42). Nous n'insisterons pas ici sur les problèmes relatifs aux détecteurs homogènes et nous nous intéresserons qu'aux détecteurs hétérogènes : les détecteurs « à jonction » qui sont d'utilisation courante dans les laboratoires de physique nucléaire. Auparavant, nous rappellerons quelques points concernant la jonction $P.N.$ qui constitue l'élément de base de ces détecteurs.

Nous simplifierons le problème en considérant qu'il s'agit du contact entre une région P et une région N d'un même cristal semi-conducteur (donc aucune discontinuité de réseau). Nous verrons plus loin (page 42) comment cette jonction peut être obtenue. Dans la région de contact se produit, à cause de l'existence de gradient de concentration, un phénomène de diffusion des électrons « libres » de la région N vers la région P et des trous de la région P vers la région N (avec recombinaisons électron-trou et disparition de ces charges libres). Ceci provoque l'apparition d'une barrière de potentiel (de hauteur $V_0 =$ potentiel de contact) et d'un champ électrique d'intensité E dirigé de la région N vers la région P . Cette barrière de potentiel est due aux charges fixes (impuretés ionisées) qui apparaissent chaque fois que des charges mobiles (électron et trou) d'une région passent dans l'autre. Le champ électrique s'oppose au phénomène de diffusion qui cesse quand son intensité atteint une grandeur suffisante (500 000 V/m) pour empêcher le transfert des charges libres d'une zone à l'autre. Il apparaît ainsi dans la région de la jonction une zone sans porteurs de charges libres appelée zone désertée ou zone de charges d'espace pour rappeler l'existence des charges fixes qui y produisent le champ électrique.

Dans la zone de « charges d'espace », tous les atomes d'impuretés sont ionisés et la densité de charges fixes est proportionnelle à la densité des atomes d'impuretés. Comme il y a autant de charges fixes positives que de charges fixes négatives, (le cristal est neutre au départ), si la zone s'étend dans le cristal N sur une profondeur L_N et L_P dans le cristal P on a :

$$L_N C_D = L_P C_A \quad (41)$$

Dans cette formule, C_D est la concentration d'atomes donneurs dans la région N et C_A la concentration d'atomes accepteurs dans la région P .

Si une différence de potentiel extérieure V est appliquée à la jonction de telle sorte que le champ électrique qui en résulte s'ajoute au champ électrique déjà existant,

la hauteur de la barrière de potentiel et la profondeur de la zone désertée augmenteront. La jonction présente donc une forte résistance au passage du courant dans une large gamme de tension (jusqu'au « claquage »). On dira que la jonction est polarisée en sens inverse (Figure 17). Si la différence de potentiel V est appliquée de telle sorte que le champ

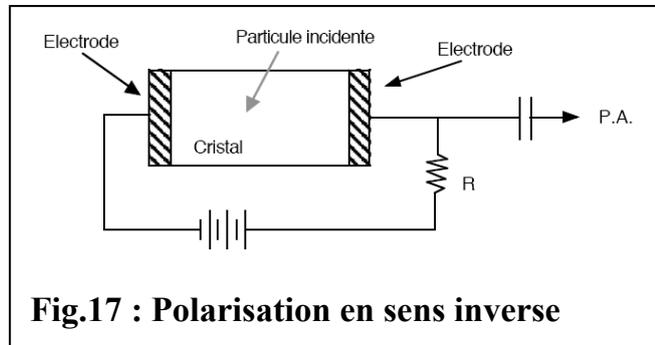


Fig.17 : Polarisation en sens inverse

résultant soit opposé au champ naturel dû à la jonction, la hauteur de la barrière de potentiel diminuera (comme la largeur de la zone de charges d'espace). Le courant de passage augmente alors rapidement avec la tension et il y a danger de destruction. On dira que la jonction est polarisée en sens direct. Les deux cas que nous avons envisagés sont résumés dans la figure 18 montrant la caractéristique courant - tension d'une jonction $P.N$.

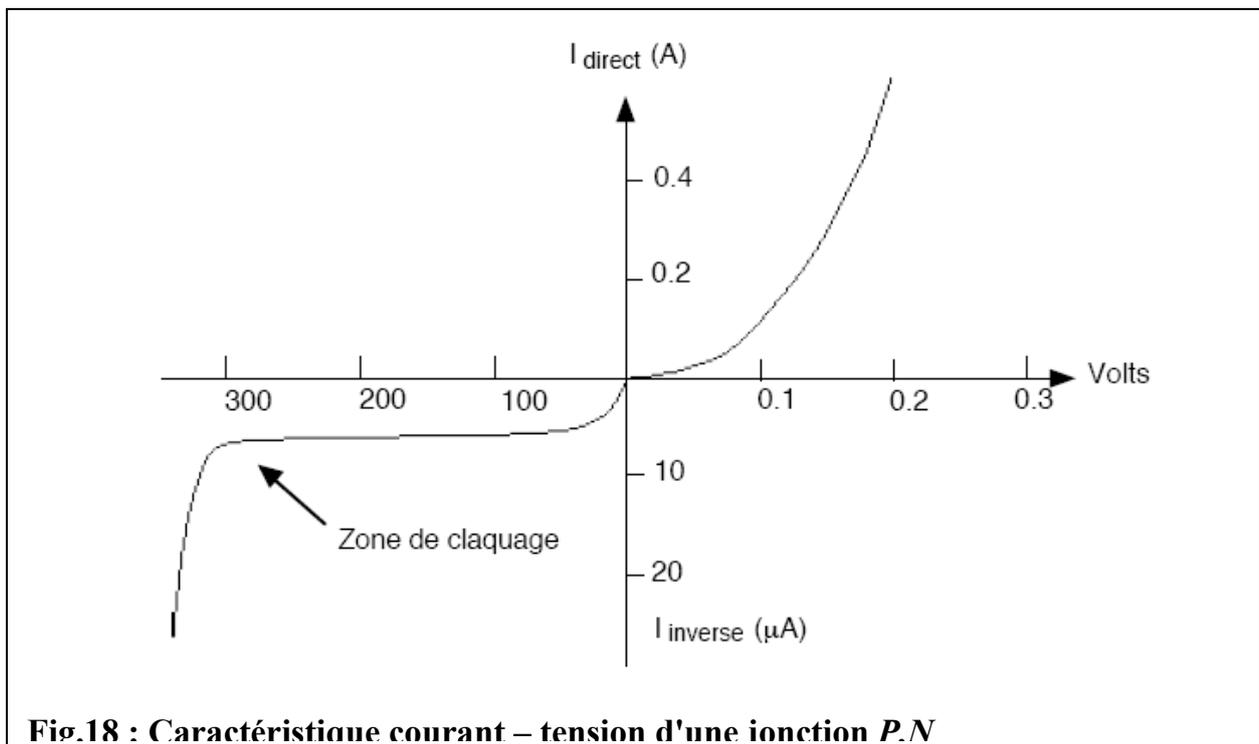


Fig.18 : Caractéristique courant – tension d'une jonction $P.N$

Conclusions

Les jonctions $P.N$ polarisées en sens inverse ont l'avantage d'avoir une zone désertée de résistivité beaucoup plus élevée que celle du matériau de base qui les compose.

De plus, la largeur de la zone désertée (au maximum de l'ordre de 300 μm) varie avec la tension appliquée. Ces propriétés vont permettre d'utiliser une telle jonction comme un détecteur possédant un volume utile adaptable à l'énergie du rayonnement à détecter.

e) Principe de fonctionnement des détecteurs à jonction

Le principe de fonctionnement des détecteurs à jonctions résulte de ce que nous venons de rappeler concernant les jonctions $P.N$. Une tension de polarisation, appliquée de part et d'autre de la jonction se retrouve quasi intégralement aux limites de la zone désertée. Si la jonction est polarisée en sens inverse, le champ électrique interne \vec{E}_i qui en résulte augmente, tandis que le courant demeure très faible. Les charges libres engendrées, comme nous l'avons déjà vu, par un rayonnement ionisant traversant la zone désertée de la jonction, se déplacent sous l'action du champ intense \vec{E}_i et produisent une impulsion aux bornes de la résistance de charge R . Cette impulsion sera amplifiée et analysée par une chaîne électronique.

Il existe trois types de détecteurs à jonction :

- les détecteurs à jonction diffusée (figure 19) qui ne sont plus utilisés actuellement et qu'on peut obtenir par diffusion d'une impureté (donneur) dans un semi-conducteur de type P porté à haute température ;
- les détecteurs à barrière de surface (Fig. 20) dans lesquels une jonction MOS (*Metal Oxide Semiconductor*) est formée à la surface d'un cristal N par oxydation suivie d'une évaporation d'or. Cette jonction apparaît tout près de la surface du semi – conducteur car la pellicule d'or est très mince ;

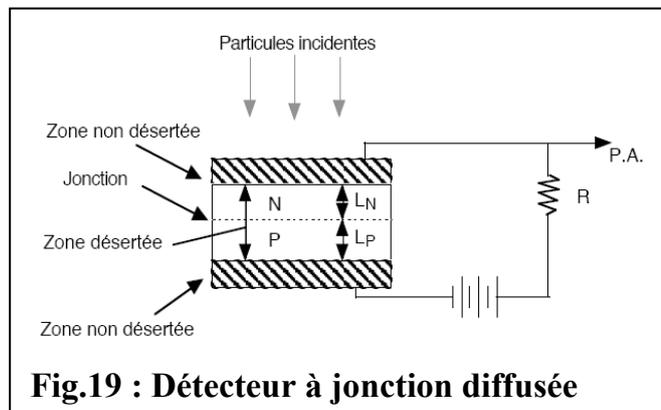


Fig.19 : Détecteur à jonction diffusée

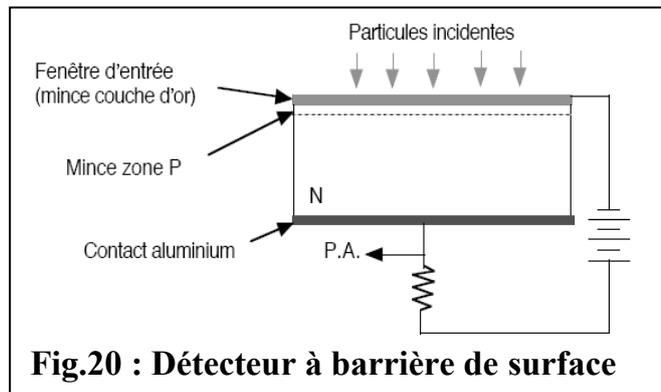


Fig.20 : Détecteur à barrière de surface

- les détecteurs réalisés par la méthode « *PIPS* » (*Passivated Implanted Planar Silicon*) et qui sont d'excellente qualité. Cette technique consiste à réaliser les dopages N et P en implantant les deux types d'impuretés à l'aide d'un accélérateur de particules dans une tranche de silicium très pur. En modifiant l'énergie de l'accélérateur on gère très précisément la profondeur d'implantation.

II.4.3. Caractéristiques essentielles des détecteurs à semi –conducteurs

Nous allons commenter maintenant les principales caractéristiques que doivent présenter les détecteurs à semi-conducteurs.

a) Une linéarité de la réponse

Une stricte linéarité de la réponse dans la plus grande gamme possible d'énergie implique l'absorption totale de l'énergie du rayonnement incident dans la partie sensible du détecteur (zone désertée). Comme la surface utile du détecteur est beaucoup plus grande dans la direction parallèle à la jonction que dans la direction perpendiculaire, on fera pénétrer le rayonnement perpendiculairement à la jonction (voir Fig. 20). Le rayonnement, pour pénétrer dans la zone désertée, doit traverser la zone située entre celle-ci et la face d'entrée. Cette zone est appelée « fenêtre d'entrée » du détecteur. Le rayonnement y perdra de l'énergie. Il importe donc de réduire la fenêtre d'entrée au maximum. Pour que l'énergie totale du rayonnement soit absorbée dans la zone sensible du détecteur, il faut que la profondeur de celle-ci soit suffisante (au moins égale au parcours du rayonnement dans le semi-conducteur). La réalisation pratique de ces deux dernières conditions se fait, en créant un fort déséquilibre entre les concentrations des atomes dopeurs situés de part et d'autre de la jonction. En effet, nous avons déjà vu que (2.21)

$$L_N = L_P \frac{C_A}{C_D}$$

Si $C_D \gg C_A$, on aura alors $L_N \ll L_P$. On obtient ainsi facilement une jonction située à $1 \mu\text{m}$ de la face d'entrée du détecteur avec une fenêtre d'entrée inférieure à $0.5 \mu\text{m}$. Il est aussi connu que la largeur de la zone désertée dépend de la tension de polarisation V . On peut montrer que :

$$L \propto \sqrt{\rho V} \quad (42)$$

Dans cette relation, ρ désigne la résistivité du semi-conducteur et $L = L_N + L_P$, la largeur totale de la zone désertée.

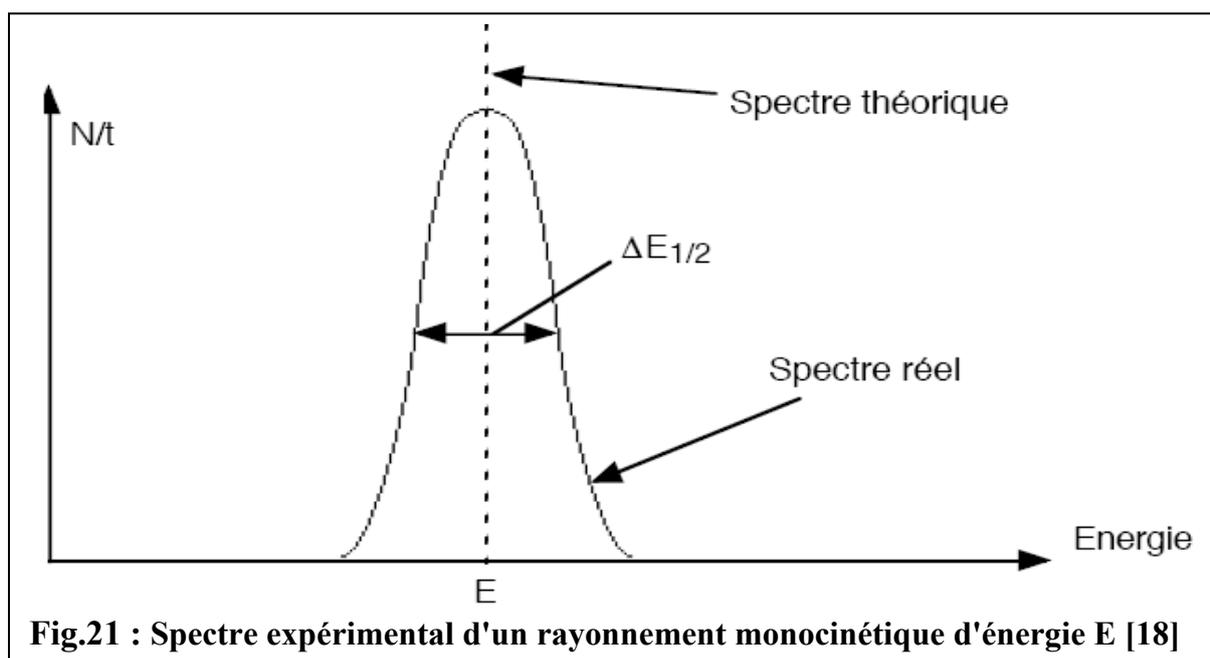
Cette approche va permettre de faire varier la largeur L en agissant sur V (et sur ρ éventuellement pour le fabricant du détecteur). En résumé, on retiendra que la linéarité dans une grande gamme d'énergie demande l'utilisation d'un cristal de base de résistivité élevée ainsi qu'une tension de polarisation forte.

b) Une excellente résolution en temps

Pour avoir une excellente résolution en temps, il faut que le temps de collection des porteurs t_c soit minimisé. Dans le cas du Silicium, $t_c \approx 10^{-12} \rho$ (seconde) pour des détecteurs où $\rho = 1000 \Omega\text{cm}$, t_c est de l'ordre de la ns. Cette relation nous montre qu'une trop grande résistivité (demandée pour avoir une très grande linéarité) nuit à la résolution en temps du détecteur. N'oublions pas que t_c doit toujours être plus petit que la durée de vie de recombinaison des paires électron-trou ($\approx 10^{-7}$ seconde) (pour un semi-conducteur $10^{-4} \Omega\text{cm} \leq \rho_{\text{imite}} \leq 10^6 \Omega\text{cm}$).

c) Une résolution en énergie aussi bonne que possible

Si le spectre théorique d'un rayonnement monocinétique d'énergie E se compose d'une seule raie, le spectre expérimental obtenu montre un pic élargi dont le maximum a pour abscisse E (fig.21) . On suppose ici que l'énergie perdue par la particule avant que celle-ci ne pénètre dans la zone sensible est négligeable. En désignant par $\Delta E_{1/2}$ est la largeur du pic à mi-hauteur, (FWHM, full width at half maximum), $\Delta E_{1/2}/E$ sera la résolution en énergie pour le rayonnement considéré. Le détecteur est donc d'autant meilleur que $\Delta E_{1/2}/E$ est plus petit. En général les fabricants donnent la résolution de leurs détecteurs en keV pour les particules α de 5.477 MeV émis par le ^{241}Am (≈ 15 keV pour de bons détecteurs).



Dans la pratique l'élargissement $\Delta E_{1/2}$ a plusieurs origines :

- la résolution du détecteur ΔE_D ;
- la résolution de la chaîne électronique ΔE_E ;
- l'élargissement ΔE_R produit par le caractère plus ou moins monocinétique des rayonnements atteignant le détecteur (ralentissement dans la source et pendant le trajet vers le détecteur. D'où l'intérêt des sources « minces » et la nécessité de placer la source et le détecteur dans le vide).

Pour un spectre réel, on aura

$$\sqrt{\Delta E_D^2 + \Delta E_E^2 + \Delta E_R^2} \quad (43)$$

d) Un bruit propre aussi faible que possible

Dans une jonction polarisée en sens inverse, il existe :

- un courant de génération thermique I_g ;
- un courant de diffusion I_d ;
- un courant de photoconductivité ;
- un courant de fuite de surface I_f .

Ces courants dont l'intensité varie statistiquement au cours du temps font que la tension sur l'électrode collectrice varie légèrement ce qui produit le bruit propre du détecteur. Dans l'état actuel de la technique, seuls le Silicium et le Germanium permettent de réaliser des détecteurs semi-conducteurs de très bonne qualité [18].

Dans le tableau suivant sont résumées les caractéristiques essentielles des détecteurs à semi-conducteurs intrinsèques.

Tableau 7 : Caractéristiques détecteurs à semi – conducteurs intrinsèques

Résistivité du cristal de base de type N	Tension de polarisation	Profondeur de zone désertée	Temps de collection	Résolution en énergie
150 Ω	300 V	110 μm	$5 \cdot 10^{-10}$ s	0.5%
15 000 Ω	100 V	1 000 μm	$5 \cdot 10^{-8}$ s	0.5%
1 500 Ω	30 V	120 μm	$5 \cdot 10^{-9}$ s	0.25%

CHAPITRE III

ELECTRONIQUE ASSOCIEE AUX DETECTEURS DE RAYONNEMENTS IONISANTS

III.1. Introduction

En général, les expériences de physique nucléaire font appel aux ressources de l'électronique pour permettre la détection et l'analyse des paramètres cinématiques des particules. La majorité des détecteurs sont constitués d'un capteur qui génère une impulsion électrique (variation de la tension aux bornes du détecteur) lorsqu'il détecte la présence d'une particule. Cette impulsion contient plusieurs informations que l'électronique nucléaire va permettre d'analyser. La présence d'une impulsion donne une information temporelle (il y a une particule dans le détecteur). L'amplitude et la forme de l'impulsion, renseignent sur la nature et l'énergie de la particule (information analogique).

La plupart des méthodes de détection utilisent l'ionisation (ou l'excitation) produite par le déplacement de particules chargées dans la matière comme principe de détection. Ainsi on récolte directement grâce à un champ électrique les charges produites sur des électrodes (ou on utilise un tube photomultiplicateur pour détecter la lumière induite par cette excitation). Dans tous les cas, la forme de l'impulsion délivrée par un détecteur est déterminée par ses caractéristiques et les constantes de temps du dispositif électronique associé. La plupart des impulsions ont une forme assez typique : une variation en tension (montée ou plus souvent descente) très rapide (2 à 30 ns) suivie d'une variation exponentielle en sens opposé plus lente (50 à 1000 μ s). Le « temps de montée » est déterminé par le temps de collection des charges tandis que la constante de temps de la décroissance (τ) est imposée par la constante de temps RC entre les deux électrodes du détecteur en tenant compte des résistances « parasites » et des capacités introduites par les câbles de liaison. Lorsque la durée de la décroissance est beaucoup plus longue que le temps de montée, la hauteur maximale V_{\max} (en volt) du pulse est donnée avec une bonne approximation par la relation :

$$V_{\max} = \frac{Q}{C} \quad (44)$$

où Q est la charge (en Coulombs) produite par les particules dans la zone sensible du détecteur (ou par les électrons récoltés sur l'anode du photomultiplicateur) et C la capacité (en farads) ?.

Malgré la grande diversité de ces détecteurs, la chaîne électronique qui traite le signal issu de l'interaction du rayonnement avec le détecteur est constituée pour l'essentiel, des mêmes fonctions.

III.2. Le préamplificateur

Le détecteur (semi-conducteur, scintillateur + photomultiplicateur...) fournit en général un signal électrique « brut » relativement faible (quelques μ V dans le cas d'un détecteur à semi-conducteur. Pour permettre son acheminement du lieu où il est produit (souvent une zone radioactive) jusqu'à l'endroit de son traitement (salle de commande d'un accélérateur par exemple), il faut le renforcer.

C'est le rôle du préamplificateur de transformer le signal « brut », constitué le plus souvent d'une petite impulsion de charges électriques en un signal plus puissant qui sera ensuite acheminé par un câble de transmission blindé vers le reste de l'équipement (en général un amplificateur). Le gain en puissance G_W est défini comme le rapport entre la puissance à la sortie et la puissance à l'entrée du dispositif, soit :

$$G_W = \frac{W_{out}}{W_{int}} \quad (45)$$

Si les impédances de sortie et d'entrée sont constantes, par exemple : $R_{in} = 1 \text{ M}\Omega$ et $R_{out} = 93\Omega$ alors $V_{in} \approx V_{out}$. Puisque la puissance s'exprime par la relation $W = V^2/R$, on obtient immédiatement :

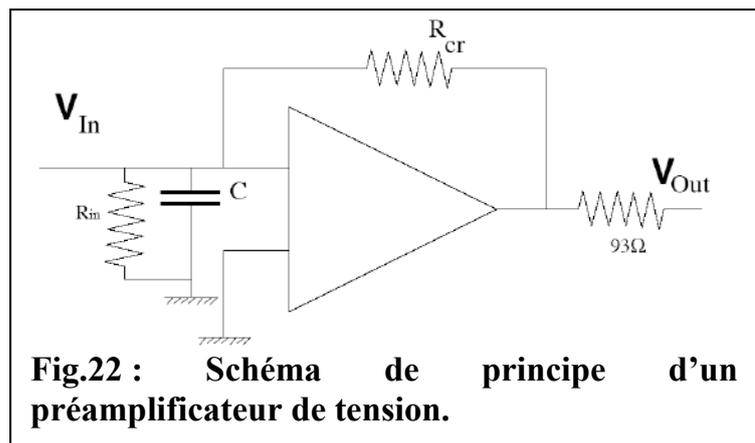
$$G_W = \left(\frac{V_{out}}{V_{in}}\right)^2 \frac{R_{in}}{R_{out}} \approx 10^4 \quad (46)$$

Le préamplificateur est habituellement placé le plus près possible du détecteur pour réduire au minimum la longueur du câble de liaison. Ceci limite les risques d'interférences dues aux champs électromagnétiques parasites et surtout diminue la dégradation de performance due à une capacité excessive du câble entre le détecteur et le premier étage d'amplification (qui en augmentant la capacité d'entrée diminuerait l'amplitude du signal). Rappelons qu'un câble blindé a une capacité linéique d'environ 100 pF/m et que par exemple un détecteur à semi-conducteur de 1 cm² de surface et polarisé normalement, a une capacité d'environ 100 pF. Il existe deux types de préamplificateurs : les préamplificateurs de tension et les préamplificateurs de charge.

III.2.1. Préamplificateur de tension

Le pulse électrique est amplifié en tension par un facteur constant qui dépend des réglages du circuit. La forme de l'impulsion n'est pas modifiée et l'amplitude à la sortie est donnée par la formule suivante :

$$V_{out} = G V_{in} = G \frac{Q}{C} \quad (47)$$



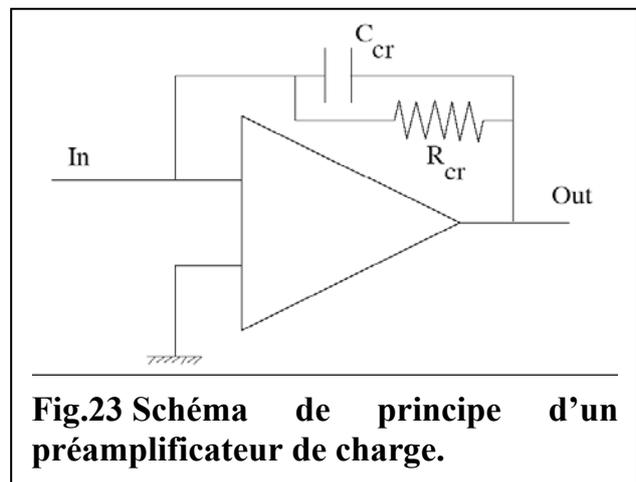
avec G le gain en tension de l'amplificateur ($\approx R_{cr} / R_{in}$) (avec R_{cr} l'impédance de contre réaction), Q la charge déposée dans le détecteur, C la capacité du circuit d'entrée qui est la somme de la capacité d'entrée du préamplificateur, de la capacité du câble de liaison entre le préamplificateur et le détecteur et de celle du détecteur lui-même. Le circuit électronique d'un amplificateur de tension est schématisé sur la figure 22.

L'amplitude à la sortie dépend donc inversement de la capacité C et le rapport entre l'amplitude du signal de sortie et la quantité de charges produites par la particule ionisante dans le détecteur n'est constant que si C est fixe (c'est par exemple le cas pour une sonde γ ou un compteur proportionnel).

En outre, la résistance de sortie (R_{out}) joue un rôle très déterminant. En effet, lorsqu'on travaille avec des impulsions dont les temps de montée sont de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes, on met en jeu des fréquences de l'ordre du mégahertz. A ces fréquences, la notion classique de résistance s'efface pour faire place à la notion d'impédance complexe et il peut apparaître des phénomènes de résonance qui donnent lieu à des ondes stationnaires dans les circuits et notamment dans les câbles de liaison. Pour éviter ces phénomènes, il est indispensable d'adapter les impédances des divers éléments des chaînes de détection. La sortie du préamplificateur est conçue de façon à fournir une adaptation série au câble de liaison. Cette adaptation est réalisée par une résistance ajustable placée en série entre la sortie très basse impédance du préamplificateur et le câble dont l'impédance est définie par son mode de fabrication. Dans les installations de laboratoire, cette résistance ajustable est généralement de l'ordre de 93Ω .

III.2.2. Préamplificateur de charge

Lorsqu'on utilise un détecteur à semi-conducteur, la capacité du détecteur varie en fonction des conditions de son fonctionnement (par exemple en fonction de la tension de polarisation). Donc, pour ce type de détecteur, le rapport entre le nombre de paires créées (lié à l'énergie de la particule) et la hauteur V_{max} de l'impulsion varie avec la « tension de polarisation » ce qui complique la calibration en énergie de la chaîne de spectrométrie. Pour surmonter cette difficulté, on est amené à utiliser un préamplificateur de charge (fig.23) dont la réponse (hauteur en volt du signal de sortie) est proportionnelle non pas à la hauteur du signal d'entrée mais à la quantité de charges libérées dans le détecteur. Le fonctionnement se comprend en faisant référence à la théorie des amplificateurs opérationnels dont le principe de fonctionnement est rappelé plus loin (cf. III.10). Le **préamplificateur de charge** est un intégrateur. La contre-réaction est capacitive (C_{cr}) et l'apport de charge à l'entrée est compensé par une variation de la tension de sortie qui équilibre l'entrée en « pompant » la charge dans C_{cr} . Le système revient à l'équilibre grâce à la résistance de fuite R_{cr} qui décharge lentement C_{cr} . Dans un tel circuit, l'amplitude du signal de sortie ne dépend que de la charge totale déposée car il n'y a quasi pas de variation de tension à l'entrée du préamplificateur (elle est donc proportionnelle à la « surface » de l'impulsion). La forme de l'impulsion est imposée uniquement par les constantes de temps du circuit.



En pratique, on a $C_{cr} \approx 1$ pF et $R_{cr} \approx 500$ M Ω et, pour un détecteur au silicium, une particule de 1 MeV produit un nombre de paires $n_p = 10^5/3.7 = 2.7 \cdot 10^5$. Ce nombre de paires correspond à une charge $Q = n_p e = 1,6 \cdot 10^{-19} \times 2.7 \cdot 10^5 = 4.3 \cdot 10^{-14}$ C.

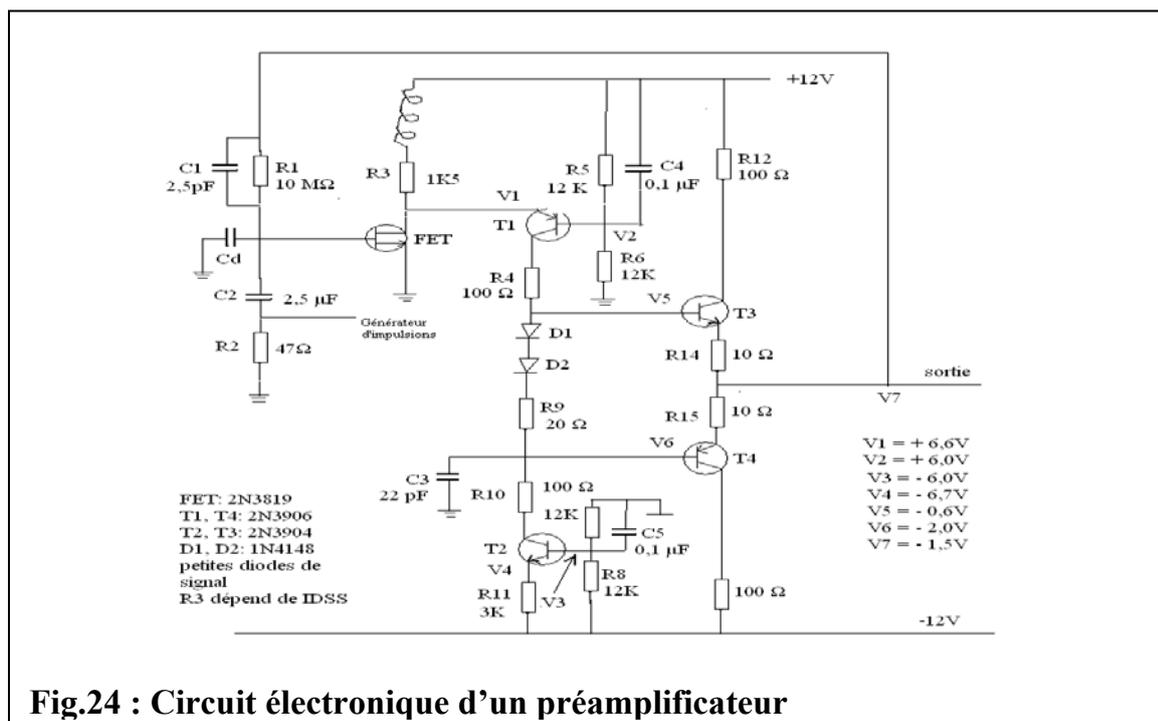
L'amplitude à la sortie du préamplificateur est proportionnelle à la charge libérée par ionisation dans le détecteur et inversement proportionnelle à la capacité de contre-réaction fixe C_{cr} . Elle est déterminée par la relation :

$$V_{\max}(out) = \frac{Q}{C_{cr}} = 40 \text{ mV}$$

On dira que ce préamplificateur a un gain de 40 mV/MeV lorsqu'il est associé à un détecteur au silicium. La constante de temps τ_{cr} de la décroissance est de:

$$\tau_{cr} = C_{cr} \cdot R_{cr} = 500 \text{ } \mu\text{s}.$$

Par ailleurs, la structure interne du circuit préamplificateur comprend un amplificateur cascodé monté à l'aide d'un transistor à effet de champ (FET) et d'un transistor bipolaire PNP (T1), d'une source de courant T2 qui agit comme une source active pour T1, d'un étage de sortie ayant une configuration complémentaire PNP–NPN (T3 et T4). Les diodes D1, D2 et la résistance R3 servent pour la définition des courants de repos dans l'étage de sortie (T3, T4). Les résistances de 100 Ω aux collecteurs des transistors évitent les oscillations hautes fréquences parasites. Le condensateur Cd simule la capacité du détecteur. C2 est la capacité d'injection, qui sera employée pour déterminer une charge artificielle d'entrée [22].



Remarque

Le préamplificateur possède souvent une entrée « TEST » permettant de simuler le signal du détecteur grâce au branchement d'un générateur d'impulsion. Cette entrée permet de simuler la présence d'une particule dans le détecteur.

III.2.3. Montage préamplificateur simple

Le montage préamplificateur simple remplit deux fonctions. Tout d'abord, il permet de transformer la charge offerte par la photodiode en une tension grâce au montage intégrateur schématisé à la figure 25 ci-contre. La tension U_0 de sortie est alors directement proportionnelle à la charge Q produit en avalanche depuis la lumière du scintillateur incident sur la photodiode :

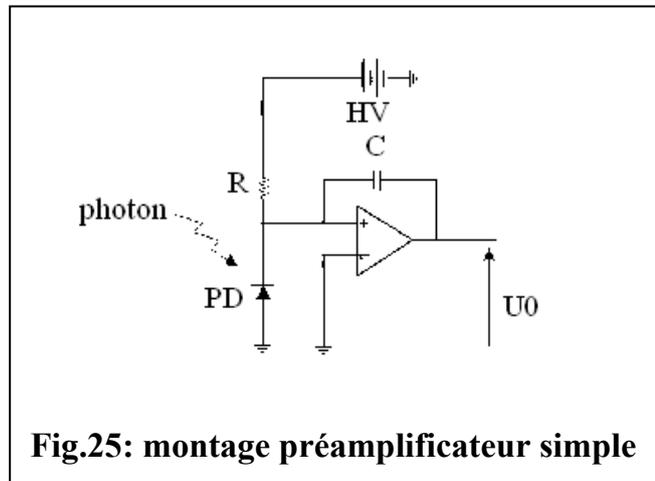
$$U_0 = \frac{Q}{C} = \int i dt = \int \frac{\partial Q}{\partial t} dt \quad (48)$$

avec

$$i = \frac{dQ}{dt} \quad (49)$$

Dans cette la relation (49), i désigne le flux d'électrons produit par la photodiode (PD)

De plus, un amplificateur simple peut être conçu à ne pas ajouter de bruit aux signaux faibles, donc le rapport signal sur bruit reste petit pour assurer une détection des signaux faibles et des signaux forts avec la même précision [23].



III.3. L'amplificateur linéaire

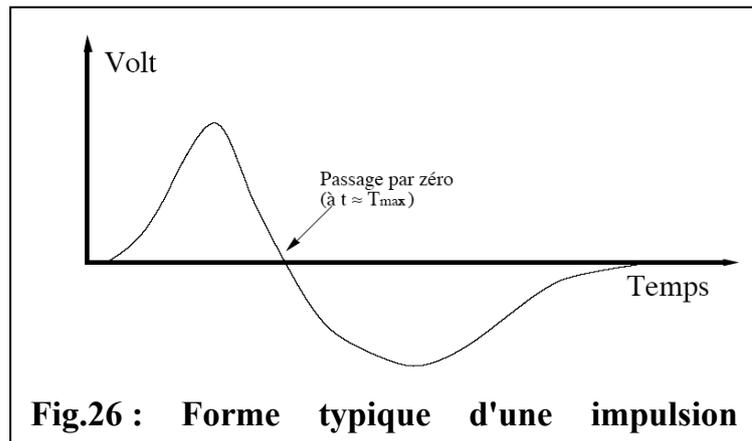
L'amplificateur linéaire (Linear amplifier) possède les caractéristiques suivantes :

a) La fonction principale de l'amplificateur dans un système d'analyse d'impulsions est d'**amplifier** le signal analogique issu du préamplificateur pour l'amener dans une gamme d'amplitude où il sera plus facile à étudier. La gamme d'amplitude couramment utilisée dans les systèmes d'électronique nucléaire à transistors (normes NIM, Nuclear Instrumentation Module) s'étend de 0 à +10 V. Les réglages de l'amplificateur permettent de sélectionner le gain et la polarité du signal d'entrée (afin que la sortie soit toujours positive).

b) L'amplificateur a aussi une autre fonction, il « met en forme » le signal, soit grâce à des circuits RC d'intégration et de 1^{ère} et 2^{ème} différenciation, soit par une «double ligne (DL)». Il y a trois raisons principales pour lesquelles on utilise des circuits pour modifier la forme de l'impulsion :

- 1) Pour limiter le recouvrement entre les impulsions successives, ce qui permet des taux de comptage élevés (diminution du temps de décroissance par différenciation).
- 2) Pour augmenter le rapport signal sur bruit en limitant la bande passante de l'amplificateur, ce qui améliore la résolution en amplitude.
- 3) Pour faciliter le couplage avec d'autres appareils qui acceptent de préférence des signaux de forme déterminée.

L'optimisation des performances par une mise en forme adéquate du signal est un problème délicat. De plus amples renseignements sur ces différents réglages peuvent se trouver en consultant les manuels de références des amplificateurs. Certains amplificateurs permettent de produire une impulsion **analogique** bipolaire. Ce type d'impulsion est produit par différenciation de l'impulsion originale. En effet, la dérivée



d'une impulsion unipolaire est d'abord positive, s'annule en $t = T_{max}$ et devient ensuite négative avant de revenir lentement à zéro (figure 26).

III.4. L'analyseur monocanal

L'analyseur monocanal (Timing single channel analyser) est un appareil remplissant deux fonctions : une fonction monocanal et une fonction de timing.

- Un analyseur monocanal est un appareil qui fournit une information logique lorsqu'il reçoit une impulsion. Il répond à la question : l'amplitude de l'impulsion est-elle comprise entre le niveau inférieur (E) et le niveau supérieur [$E + \text{fenêtre } (\Delta E)$]?:
 - Si la réponse est oui, alors il génère une impulsion logique standard ($\approx +5V$ pendant $\sim 1 \mu s$)
 - Si la réponse est non, alors il n'y a pas de signaux émis.
- En ce qui concerne la fonction de timing, le monocanal exige une impulsion bipolaire. Le **moment** où le signal logique est produit, correspond alors exactement à l'instant où le signal que l'analyseur reçoit, passe par zéro volt (crossover). Ce mode de déclenchement (figure 27 ci-après) présente par rapport aux autres méthodes de prise d'information de temps, l'avantage de réduire les différences de retard au déclenchement induites par des impulsions de hauteurs différentes, (effet dit de « Walk »).

La méthode du déclenchement lors du passage par zéro donne de bons résultats lorsque le temps de montée des impulsions unipolaires originales est constant et indépendant de l'amplitude des impulsions, ce qui est généralement le cas pour les impulsions en physique nucléaire. Dans certains modèles, cette impulsion est **retardée** dans l'appareil par un délai ajustable de 0.1 à 1.1 μs (qui s'ajoute à celui provenant du passage par zéro du signal bipolaire d'entrée).

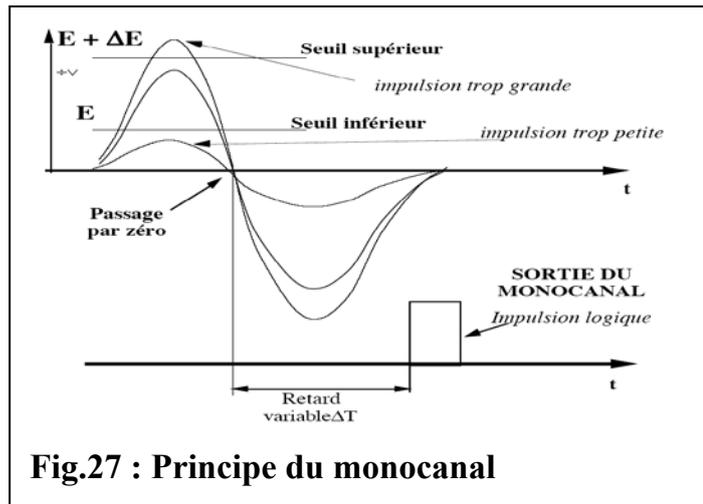


Fig.27 : Principe du monocanal

III.5. L'unité de coïncidence

L'unité de coïncidence (Fast coïncidence), est un appareil qui remplit uniquement une fonction logique. Cet appareil comporte plusieurs entrées et une seule sortie. Il répond à la question : Y a t il eu, pendant un temps inférieur au « temps de résolution » une impulsion logique (caractérisée par son flanc de montée) sur chaque entrée activée ?

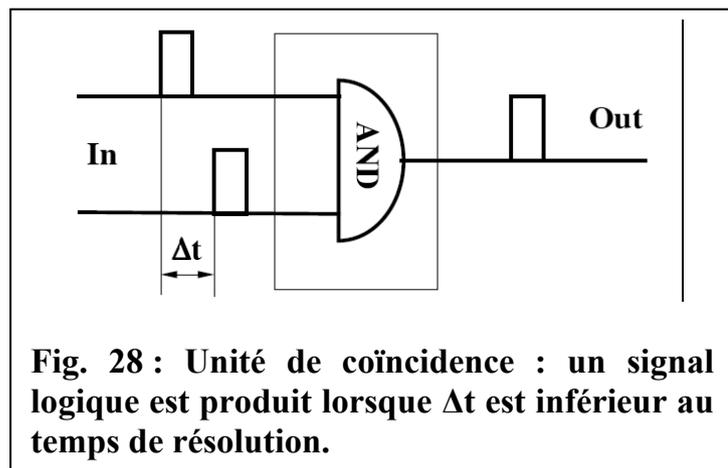
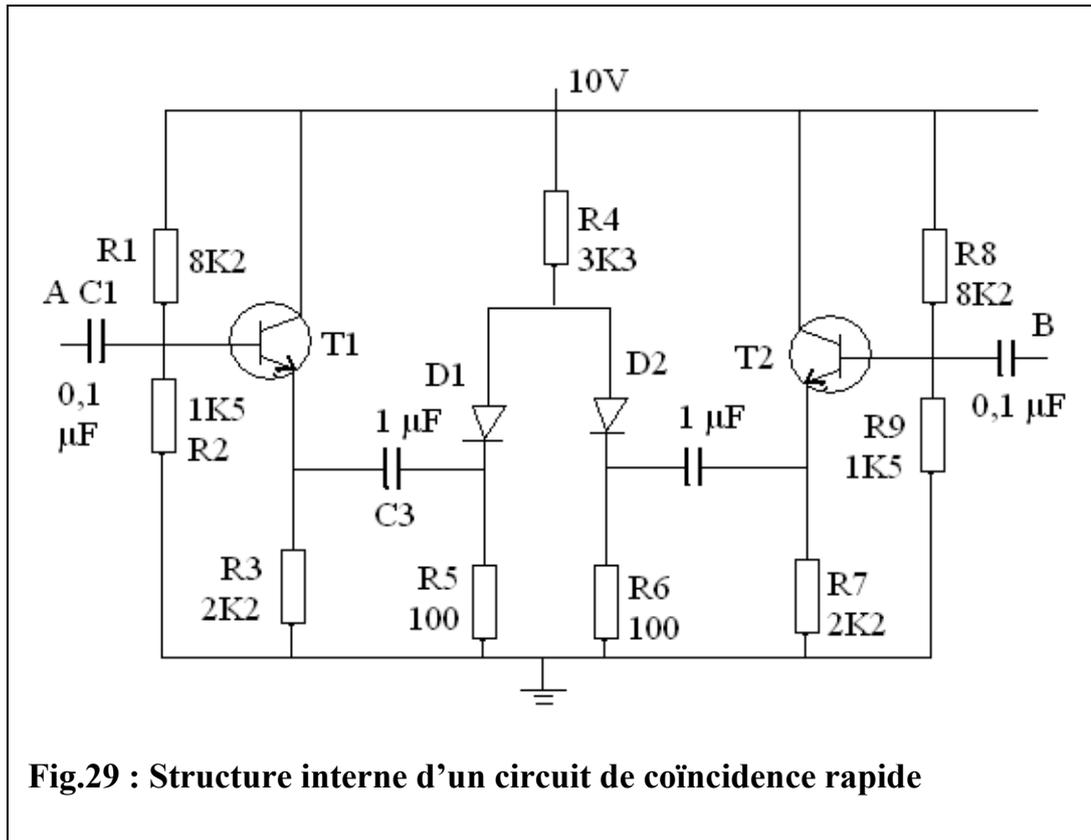


Fig. 28 : Unité de coïncidence : un signal logique est produit lorsque Δt est inférieur au temps de résolution.

- Si la réponse est oui, une impulsion logique est générée à la sortie ;
- Si la réponse est non, alors l'appareil bloque le signal.

Par ailleurs, l'unité de coïncidence comporte d'une part, sur chaque entrée un inverseur qui permet d'activer ou de désactiver l'entrée correspondante et, d'autre part, un système de réglage continu du temps de résolution de 10 à 110 ns (fig.28).

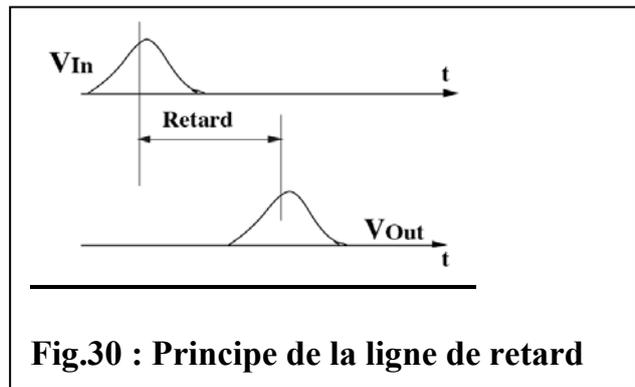
En outre, la structure interne d'un circuit de coïncidence rapide de type additif est schématisée sur la figure 29 ci dessous. Les impulsions d'entrée en A et B sont additionnées ensemble et, si elles se chevauchent, la grande impulsion résultante actionne le circuit suivant. Les diodes forment une porte AND (ET) et les transistors sont connectés en émetteur suiveur pour l'actionner [22].



III.6. La ligne de retard (Delay amplifier)

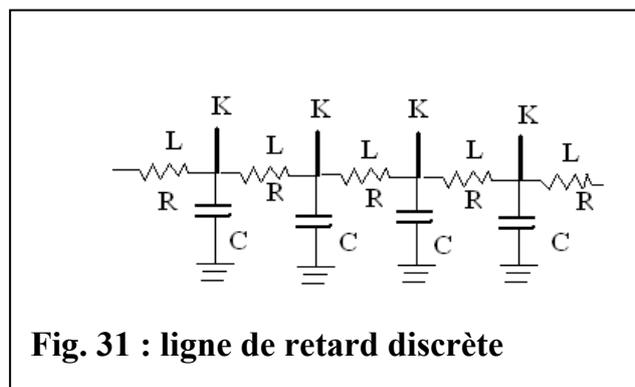
III.6.1. Principe

Ce module est un amplificateur de gain unitaire qui contient cinq lignes de retard permettant d'ajuster le retard de 0 à 4.75 μs par pas de 0.25 μs . Le signal analogique à la sortie est le même que celui à l'entrée et est seulement décalé dans le temps. (Fig.30).



III.6.2. Structure

Une ligne de retard est une ligne de transfert qui retarde le signal dans sa progression. Il existe deux types de lignes de retard : continue et discrète [7, 24]. Une ligne de retard discrète (figure 31) est constituée de cellules LC (condensateur C et bobine L) qui relient des électrodes cathodiques K entre elles et à la masse respectivement. La bobine est d'inductance L et de résistance R



Une ligne de retard continue (figure 32) est constituée de cellules contenant des résistances R_0 , d'une bobine à noyau relié à la terre et de deux amplificateurs opérationnels.

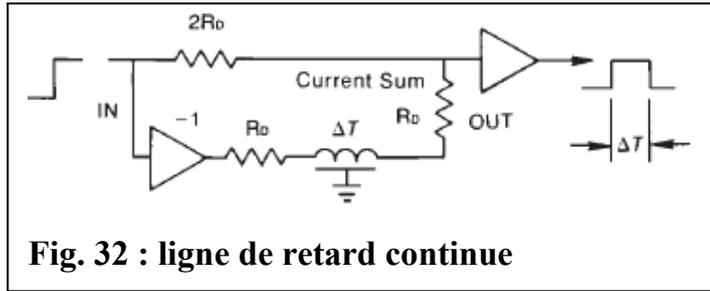


Fig. 32 : ligne de retard continue

III.6.3. Temps de retard

Lorsqu'un événement a lieu, un signal est produit par un groupe d'électrodes cathodiques. Ce signal, quitte la cathode et se propage sur la ligne de retard dans les deux sens. Lorsqu'un signal traverse une cellule (L, C) de la ligne de retard discrète, il est retardé d'un temps t_C :

$$t_C = \sqrt{LC} \quad (50)$$

Le temps de retard total T qu'un signal subit pour se propager d'un bout à l'autre d'une ligne de retard comportant N cellules est donné par la relation:

$$T = N.t_C \quad (51)$$

En comparant les dates d'arrivée du signal aux deux extrémités, on peut déterminer la position de l'événement.

III.6.4. Impédance caractéristique

Du point de vue de la transmission en ligne, la ligne de retard a une impédance caractéristique Z_0 :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{jL\omega + R}{jC\omega + G}} \quad (52)$$

où G est la conductance : $G = \frac{1}{R}$

Pour une valeur de Z_0 différente de l'impédance du préamplificateur, le signal est réfléchi. Dans ces conditions, si un signal arrive d'un côté de la ligne de retard, une partie du signal n'est pas transmise au préamplificateur mais est réfléchi. Le signal réfléchi se propage en sens inverse le long de la ligne et produit un bruit de l'autre côté. Cette distorsion peut être assez large au point d'altérer la détection. En conséquence Z_0 doit être égale à l'impédance d'entrée du préamplificateur. Ceci que correspond une adaptation d'impédance.

III.6.5. Atténuation

L'amplitude du signal est réduite à travers la ligne de retard à cause de sa résistance totale R_{tot} et du filtre passe-bas de premier ordre que constitue le circuit LC. La transmission d'un signal à travers une ligne de retard réelle à la fréquence nulle est donné par la relation :

$$transmission|_{f=0} = e^{-R_{tot} / 2Z_0} \quad (53)$$

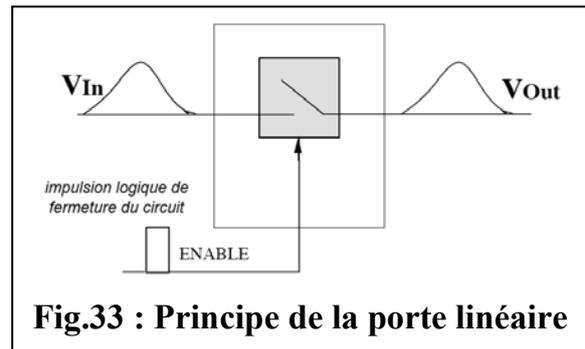
Pour une ligne de retard idéal ($R_{tot} = 0\Omega$) la fréquence de coupure (f_c) est :

$$f_c = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

L'atténuation est de 20dB/décade pour des fréquences supérieures à f_c .

III.7. La porte linéaire (linear gate)

La porte linéaire (linear gate) est un appareil jouant le rôle d'interrupteur (PORTE) électronique (figure 33). Une impulsion logique ouvre la porte, à ce moment, le signal analogique présent à l'entrée traverse l'appareil et se retrouve identique à lui-même à la sortie. La porte reste ouverte pendant un temps prédéterminé (« gate width ») et se referme automatiquement. Lorsque la porte est fermée (absence d'impulsion logique), la sortie est toujours à zéro, quel que soit le signal présent à l'entrée.



III.8. L'amplificateur opérationnel

III.8.1. Description

En électronique nucléaire, les amplificateurs opérationnels sont utilisés dans les préamplificateurs, les amplificateurs de mise en forme et dans la plupart des circuits analogiques des multicanaux. Les amplificateurs opérationnels servaient à réaliser des opérations mathématiques (addition, soustraction, multiplication, division, intégration et dérivation) pour le calcul analogique. Initialement ces amplificateurs étaient réalisés à l'aide de tubes, ils étaient donc volumineux et présentaient des dérives difficiles à compenser. Les progrès technologiques ont permis de les réaliser à l'aide de transistors, puis de circuits intégrés ; ce qui fait que l'on peut les considérer comme étant des composants. En fait, il s'agit d'une des fonctions les plus importantes de l'électronique analogique.

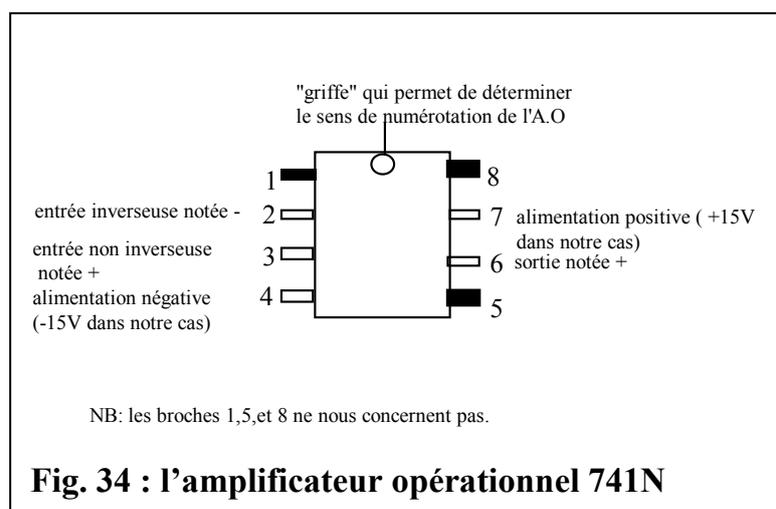
La simplicité d'emploi des amplificateurs opérationnels fait qu'on les utilise de plus en plus même à des puissances importantes comme amplificateurs opérationnels de puissance et à des fréquences élevées comme amplificateurs opérationnels rapides.

En outre, un amplificateur opérationnel (noté AOp ou A.O.) doit remplir les propriétés suivantes :

- amplificateur en tension de gain G élevé (10^4 à 10^8) ;
- Grande impédance d'entrée ($> 10 \text{ M}\Omega$) ;
- Faible impédance de sortie ($< 250 \Omega$) ;
- Transmission d'une tension en continu ;
- La capacité d'être bouclé sur l'entrée (-) sans devenir instable.

Le plus simple de tous les A.O que nous avons rencontrés comporte 8 « pattes » appelées broches, c'est l'A.O 741CN [25].

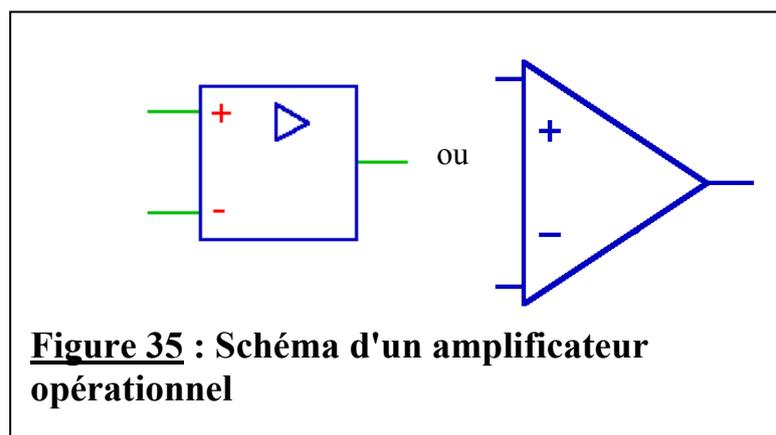
Après l'identification des broches, il devient facile de comprendre le schéma électrique de l'A.O [25,26]. Ce schéma est donné à la figure 35.



III.8.2. Fonctionnement

Pour fonctionner, un amplificateur doit être polarisé par une source de tension constante extérieure. Le point commun des alimentations n'est pas connecté au circuit intégré, mais constitue la référence des potentiels du montage.

Sur la figure 36 ci-après, on a indiqué les des différents branchements d'un amplificateur opérationnel. V_{CC} et V_{EE} sont, en général identiques (ce n'est pas obligatoire) mais doivent rester dans des limites imposées (par exemple : 2,5 V à 18 V pour un 741 ou un TL 081).



Le signal de sortie V_{out} est défini par la relation :

$$V_{out} = G (V_+ - V_-) \quad (54)$$

Où V_+ et V_- sont les tensions appliquées respectivement à l'entrée directe (+) et à l'entrée inverseuse (-). G est le gain de l'amplificateur qui est généralement très grand.

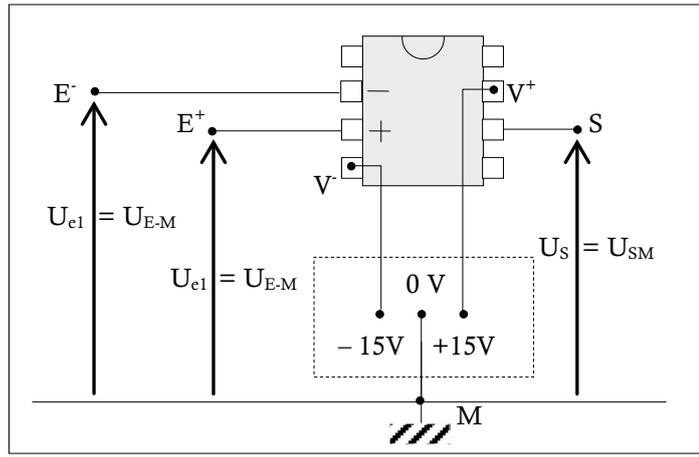


Fig.36 : Schémas de polarisation et de fonctionnement d'un A.Op

En vue d'expliquer le fonctionnement du dispositif, supposons que le *gain est infini* et qu'il est indépendant de la forme ou de la fréquence des signaux d'entrées. Dans ces conditions, pour que V_{out} reste fini, il faut que V_+ soit toujours égale à V_- (sinon il y aurait saturation). Pour maintenir l'égalité entre V_+ et V_- , on utilise un circuit de *contre-réaction*. La contre-réaction consiste à injecter sur l'entrée inverseuse un signal qui dépend de V_{out} . Pour bien comprendre le principe de la contre-réaction, considérons le montage simple décrit à la figure 37 (amplificateur suiveur). Puisque l'entrée V_+ est maintenue au potentiel de 0 V, il faut que V_- soit aussi de l'ordre de 0 V. Donc le courant I_{in} qui circule dans R_{in} et qui vaut :

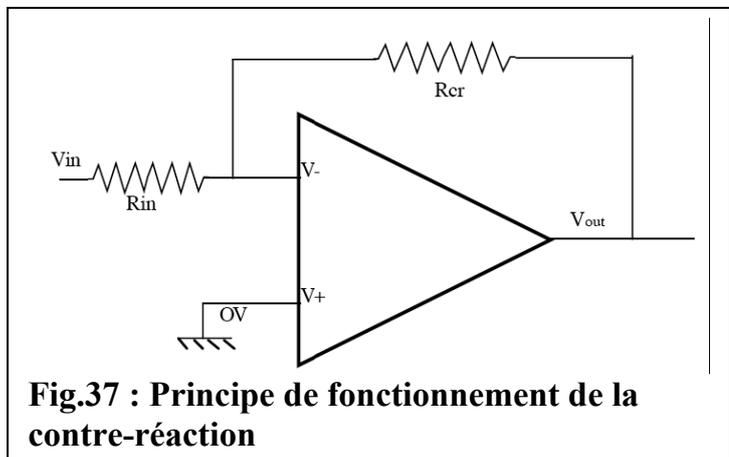


Fig.37 : Principe de fonctionnement de la contre-réaction

$$I_{in} = \frac{V_{in} - V_-}{R_{in}} = \frac{V_{in}}{R_{in}} \quad (55)$$

doit être compensé par le courant de contre réaction I_{cr} qui circule dans R_{cr} . Ce courant est produit par la variation de V_{out} et vaut V_{out}/R_{cr} . Pour que l'entrée inverseuse reste à 0 V il faut que $I_{in} + I_{cr} = 0$ donc que $I_{in} = -I_{cr}$. Cette relation implique donc que:

$$\frac{V_{out}}{R_{cr}} = -\frac{V_{in}}{R_{in}} \quad (56)$$

Soit

$$V_{out} = -\frac{R_{cr}}{R_{in}} \times V_{in} = G \times V_{in} \quad (57)$$

D'où l'on tire :

$$G = -\frac{R_{cr}}{R_{in}} \quad (58)$$

Le gain du circuit est donné par le rapport de deux résistances et est donc constant. Si R_{in} est petit et R_{cr} grand, le gain peut être important. Notons aussi que, puisque le gain est négatif, le signe de V_{out} est inverse de celui de V_{in} . Si l'on remplace R_{cr} par un condensateur, le courant de contre-réaction est donné par la relation :

$$I_{cr} = C \frac{\delta V_{out}}{\delta t} \quad (59)$$

et l'on en déduit que :

$$V_{out} = -\frac{C}{R_{in}} \int V_{in} dt \quad (60)$$

On a donc un *circuit intégrateur*.

De même, si l'on remplace R_{in} par un condensateur, le courant d'entrée est donné par :

$$I_{in} = C_{in} \frac{\delta V_{in}}{\delta t} \quad (61)$$

et l'on doit avoir :

$$V_{out} = -\frac{R_{cr}}{C_{in}} \frac{\delta V_{in}}{\delta t} \quad (62)$$

Soit un *circuit différenciateur*.

Les utilisations de l'amplificateur opérationnel sont extrêmement nombreuses et diverses. Comme nous venons de le voir, en changeant simplement quelques composants passifs (résistances, condensateurs, etc.) on peut transformer l'amplificateur en différents circuits ayant des propriétés particulières. En électronique nucléaire, les amplificateurs opérationnels sont utilisés dans les préamplificateurs, les amplificateurs de mise en forme et dans la plupart des circuits analogiques des multicanaux. Notons de plus que le principe de la contre-réaction est à la base de la plupart des systèmes d'asservissement.

III.8.3. Les différentes technologies.

On distingue les amplificateurs opérationnels du type :

- Bipolaire: constitué uniquement de transistors bipolaires (ex.741, LM324 etc.);
- BiFET : l'étage d'entrée est constitué de transistors à effet de champ JFET (ex. TL 071, TL072, TL074) ;
- BiMOS : l'étage d'entrée est constitué de transistors à effet de champ MOS (ex. CA3140) ;
- LinCMOS : constitués de transistors CMOS fonctionnant en zone linéaire (ex. TLV2432, LMC6035) particulièrement utilisés pour des systèmes fonctionnant sur batteries.

Depuis 1998 on utilise de préférence des BiFET ou de LinCMOS.

III.9. L'analyseur multicanaux

L'analyseur multicanaux (Multi Channel Analyser, MCA) se compose essentiellement d'une mémoire qui contient un tableau de nombres entiers dont chacun correspond au contenu d'un "canal", d'une unité de visualisation qui présente sur un écran cathodique un histogramme de ce tableau et d'un circuit d'acquisition qui fonctionne comme suit (figure 35) :

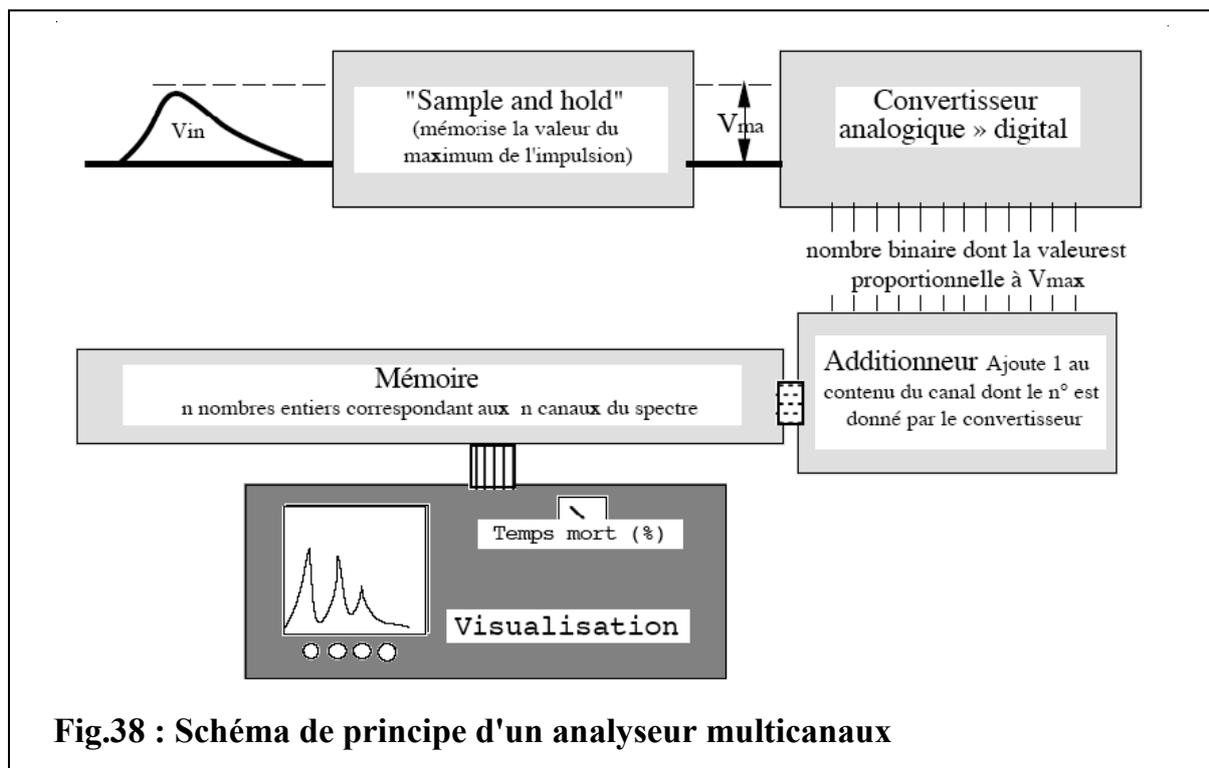


Fig.38 : Schéma de principe d'un analyseur multicanaux

- L'amplitude du maximum de chaque impulsion analogique est mémorisée (pendant le temps correspondant au temps de conversion) par un circuit dit de « sample and hold ».

- Cette valeur est ensuite convertie en un nombre proportionnel à son amplitude par un convertisseur analogique – digital (ADC). La conversion ADC utilise habituellement la technique dite de Wilkinson que nous décrivons ci-après ;
- Ce nombre proportionnel est utilisé pour déterminer l'indice (numéro) du canal dont le contenu sera augmenté d'une unité par un circuit additionneur spécialisé.

Le processus décrit ci-dessus est répété pour chaque impulsion. Le contenu de chaque canal résulte donc du **comptage** d'un nombre d'impulsions d'amplitude donnée pendant la durée de la mesure. Le spectre affiché à l'écran de l'analyseur multicanaux est donc un histogramme d'amplitude et lorsque l'on visualise l'ensemble des contenus des mémoires, on observe le spectre d'amplitude des impulsions analogiques sous forme d'une série de points sur un axe horizontal. En fait, le contenu de chaque « canal » représente le nombre d'impulsions de hauteurs comprises dans un petit intervalle ΔV avec :

$$\Delta V = \frac{V_{\max}}{n} \quad (63)$$

Où V_{\max} est l'amplitude analysable et n le nombre de canaux de la mémoire

Chaque conversion analogique – digitale peut prendre plusieurs microsecondes. Pendant ce temps, l'analyseur ne peut plus traiter d'autres impulsions. Il s'agit du « temps mort » de l'analyseur qui est généralement affiché en pourcentages sur l'écran de l'analyseur.

CONCLUSION

Dans ce présent travail nous avons étudié **l'instrumentation électronique en physique nucléaire dans l'interaction du rayonnement avec la matière.**

Ce travail nous a permis :

1 – de comprendre le fonctionnement et les caractéristiques de certains détecteurs à la suite de l'étude des différentes interactions des rayonnements ionisants avec la matière et leurs principes de détection ;

2 – de comprendre les intéressantes caractéristiques spécifiques des détecteurs à semi-conducteurs, ce qui favorise leurs utilisations dans le domaine de la spectroscopie et de plus en plus en radioprotection ;

3 – d'avoir une meilleure compréhension des propriétés des matériaux semi-conducteurs utilisés dans la conception de certains composants de l'électronique, ce qui constitue un important prérequis scientifique pour l'étude des autres détecteurs.

Il nous reste à poursuivre ce travail pour les autres types de détecteurs, plus particulièrement ceux qui sont utilisés dans les réacteurs nucléaires et les accélérateurs de particules modernes tels que les calorimètres électromagnétiques et d'autres détecteurs plus sophistiqués.

ANNEXE : UNITES D'ACTIVITE ET DE DOSE

Le Becquerel : $1\text{Bq} = 1 \text{ transition /s}$, est l'unité légale d'activité radioactive.

Tableau A1 : quelques valeurs d'activités radioactives [18]

Sources de radioactivité	activités
1 homme de 70 kg	7000 Bq environ (dont 1/3 de ^{14}C et le reste de ^{40}K des os)
1 kg de poisson / 100 g de café	100 Bq
1 l de lait	80 Bq
1 kg de granite	1000-8000 Bq
1 kg d'uranium	$25 \cdot 10^6$ Bq
1 kg de déchets nucléaires vitrifiés après 50 ans	10^{12} Bq

- **La Curie** est l'activité de 1g de radium, c'est souvent encore **l'unité pratique d'activité** ;
- **Le Gray** est **l'unité de dose absorbée**, il mesure la quantité de radiation absorbée par la matière : $1\text{Gy} = 1 \text{ J/kg}$ de matière ;
- **Le Rad** = 10^{-5} Joules = 100 ergs est l'ancienne unité de dose de rayonnement, c'est la dose de rayonnement qui cède une énergie de 100 ergs à 1g de matière quelconque ($1 \text{ Rad} = 10^{-2} \text{ Gy}$). Rad signifie **radiation absorbed dose**. Théoriquement le rad est illicite, mais pratiquement c'est toujours l'unité employée ;
- **Le Sievert (Sv)** : Outre la dose absorbée on caractérise la **dose équivalente** c'est –à - dire la dose absorbée multipliée par un facteur de pondération du rayonnement, on l'exprime en **sievert** et plus fréquemment en **millisievert (mSv)**. Cela permet de prendre en compte les effets différents des divers types de rayonnements ;
- **Le Rem** est l'ancienne unité de dose équivalente, c'est la dose de rayonnement qui produit les mêmes effets biologiques qu'1rad de rayons X. Par suite **1Rem = 1Rad x facteur biologique dépendant de la radiation en jeu** ;
- **La dose efficace** prend en outre en compte le tissu soumis à la radiation. On l'exprime aussi en sievert, c'est la dose équivalente multipliée par un nouveau facteur de pondération tissulaire. Après de nombreuses réunions internationales, les experts semblent s'être mis d'accord sur ce facteur de pondération en examinant la gravité des cancers induits par les diverses sources de rayonnement.

Tableau A2 : facteur multiplicateur des rayonnements nucléaires [1]

radiation	énergie	facteur multiplicateur
Photon α ou X	quelconque	1
Electrons β et muons	quelconque	1
protons	$>2,5\text{MeV}$	5
α , résultant de fissions et noyaux lourds	quelconque	20
neutrons	$<10\text{keV}$	5
Neutrons	10keV à 100keV	10
neutrons	100keV à 2Mev	20
neutrons	2MeV à 20MeV	10

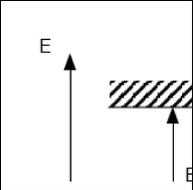
- **La norme actuelle interdit de dépasser 1mSv/an pour un adulte en terme de radioactivité ajoutée à la radioactivité naturelle ;**
- On admet généralement qu'une dose d'irradiation cumulée de 10000mSv en une ou plusieurs fois conduit au décès de l'irradié, mais en médecine et sur une zone très localisée on peut appliquer jusqu'à 10^4 rem/an.

Autres unités employées :

- Le $\text{MeV} = 1,602 \times 10^{-13}$ Joule équivalent à $4,51 \times 10^{-20}$ kWh ;
- Le **Röntgen R** est la quantité de rayonnement X ou γ qui produit dans 1cm^3 d'air une ionisation de charge égale à $1/3 \cdot 10^9$ C [12]

BIBLIOGRAPHIE

- [1]. H. Mertivier, *Radioprotection et ingénierie nucléaire*, (Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires (INSTN), Edition EDP. Sciences, 2006)
- [2]. L. Lavergne, « Du détecteur à la mesure », Dossier, Roscoff, 2007: <http://www.in2p3.fr>
- [3]. N. Diallo, *Etude, simulation et modélisation d'un détecteur de photons gamma placé sur une orbite excentrique de type INTEGRAL*, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1999.
- [4]. Wikipédia, « Radioactivité », dossier, Encyclopédie libre. <http://fr.wikipédia.org>
- [5]. E.G. d'Aillon, *Etude des performances spectrométriques des détecteurs gamma CdZnTe/CdTe monolithiques*, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble I, 2005.
- [6]. R. Prunet, *Structure de la matière – Chimie inorganique –: Théorie et application*, (Le technicien DUNOD – Bordas Paris, 1986)
- [7]. F.F. Banqué, *New micro pattern gas detector for X-ray diffraction experiments in the sub-millisecond time scale*, Thèse doctorale, Universitat autonoma de Barcelona, 2007.
- [8]. E. Jaspard, *Interaction entre le rayonnement ionisant et la matière*, Cours, Université de Angers
- [9]. Laboratoire National Henri Becquerel (LNHB), « Interactions rayonnement – matière », Dossier : <http://www.nucleide.org>
- [10]. Université de Nice, « Détection et mesure de rayonnements », Dossier : <http://www.unice.fr>
- [11]. Y. Arnoud, *Travaux pratiques de physique nucléaire*, M2 physique médicale, (Lyon – Grenoble, 2007 – 2008)
- [12]. P. Kohl, *Les transformations radioactives*, <http://www.pagesperso.orange.fr>
- [13]. A. NACHAB, « *Etudes expérimentales et modélisations Monte Carlo de l'auto – absorption gamma et de la dosimétrie active par capteurs CMOS* », Thèse de doctorat, Université Chouaïb Doukkali El Jadida – Maroc, 2003.
- [14]. D.J. Gambini & R. Granier, *Manuel pratique de radioprotection*, (Edition TEC & DOC Lavoisier, 1997).



[15]. F. Mulhauser, *Les méthodes expérimentales*, <http://www.unifr.ch>

[16]. S. C. Curran, « *The proportional counter as detector and spectrometer* », *Encyclopedia of physics – Nuclear instrumentation II – Volume XLV*, (Edited by S. Flugge, 1958.

[17]. I.RIU, « *Travaux pratiques avancés de Physique nucléaire* », Université de Grenoble, 2006.

[18]. M. Benjelloun, *Travaux pratiques de physique nucléaire*, Université Chouaib Doukkali El Jadida – Maroc – Faculté des sciences.

[19]. P. D. Dumont, *Bases expérimentales de la physique nucléaire et détection des rayonnements*, Institut de physique nucléaire, atomique et de spectroscopie – Université de Liège, 2006.

[20]. J.P. Ponpon, *Iodures métalliques – Couches minces*, Dossier, Institut d'Electronique du Solide et des Systèmes INESS. <http://www.iness.c-strasbourg.fr>

[21]. M.H Ali et J. P Ponpon, *La lettre des sciences physiques*, Revue du Laboratoire PHASE, N°35 mars 1997.

[22]. Agence Internationale de l'Energie Atomique (AIEA), *Cours interrégional sur l'électronique nucléaire*, Rabat – Maroc, 1981

[23]. N. Borrallo, *Mise en place d'une chaîne de numération pour un calorimètre électromagnétique*, Mini – thèse, Institut supérieur d'informatique de modélisation et de leurs applications complexes des cezeaux (ISIMA), 2003

[24]. ORTEC, *Préamplifiers*, Dossier, Advanced MEasurement TEchnology AMETEK. <http://www.ortec-online.com>

[25]. Collectif des conseillers pédagogiques itinérants, *animation sur le thème de l'électronique*, Dossier pédagogique du pôle régional du L.T.I.D, 1999.

[26].R. Bourgeron, *guide du technicien en électronique*, (Hachette Technique, 1998).

N.B. : Les documents Internet cités ci-dessus étaient encore disponibles le 24 mars 09