



L'interaction rayonnement - matière et les grandes familles de détecteurs

S. Ottini-Hustache

► To cite this version:

S. Ottini-Hustache. L'interaction rayonnement - matière et les grandes familles de détecteurs. École thématique. Ecole Joliot Curie "Physique nucléaire instrumentale: de la mesure à la grandeur physique", Maubuisson, (France), du 9-15 septembre 2001 : 20ème session, 2001. cel-00654191

HAL Id: cel-00654191

<https://cel.hal.science/cel-00654191>

Submitted on 21 Dec 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

L'interaction rayonnement-matière et Les grandes familles de détecteurs

Stéphanie Ottini-Hustache
CEA Saclay
DRT/DIMRI/SIAR Bât. 451
91191 Gif sur Yvette CEDEX
hustache@cea.fr

Résumé : Le fonctionnement des systèmes de détection repose toujours sur les propriétés de l'interaction des particules incidentes avec le matériau constituant le détecteur. Ce cours regroupe donc des notions de bases concernant l'interaction des différents types de particules (particules chargées, photons et neutrons) avec la matière et le principe des détecteurs communément employés en physique nucléaire (détecteurs gazeux, semi-conducteurs et scintillants).

Abstract : The operation of detection devices always relies on the interaction properties of the incoming particles within the detection medium. This course therefore gives basic notions on the interaction of the different types of particles (charged particles, photons and neutrons) with matter and on the principle of the detectors commonly used in nuclear physics (gaseous, semiconductor and scintillating detectors).

1 Introduction

Les systèmes de détection utilisés en physique nucléaire reposent dans la plupart des cas sur les propriétés de l'interaction des particules détectées avec le matériau constituant le détecteur. La compréhension du fonctionnement d'un détecteur nécessite donc de connaître ces processus d'interaction. C'est la raison pour laquelle ce cours regroupe à la fois les notions de base concernant l'interaction rayonnement-matière et celles concernant les familles de détecteurs les plus couramment utilisées en physique nucléaire. Le sujet étant très vaste, j'ai choisi de présenter les caractéristiques les plus importantes, des tendances générales et de souligner certains points particulièrement importants pour les expérimentateurs. Pour une description un peu plus détaillée, on pourra consulter les ouvrages [Leo87, Kno89, Tso95] qui sont des références en la matière ...

Le cours se compose de trois grandes parties, qui correspondent aux trois familles de particules le plus souvent mises en jeu dans les expériences de physique nucléaire, à savoir les particules chargées (avec une distinction entre les particules "lourdes" d'une part et les électrons et positrons d'autre part), les photons et enfin les neutrons. Les comportements de ces particules dans la matière étant très différents, les moyens utilisés pour leur détection sont eux aussi assez distincts. Chaque partie présente donc, de manière non exhaustive, les détecteurs communément employés en physique nucléaire, pour chaque grand type de particule. Le choix d'un tel plan est lié à un souhait de fluidité du cours.

Cependant, une précision essentielle s'impose : les détecteurs décrits ici ne sont pas formellement "attachés" aux particules avec lesquelles ils sont présentés. Dans la plupart des cas, leur usage peut être étendu à la détection d'autres particules. Pour donner des exemples concrets, les scintillateurs, introduits au chapitre concernant l'interaction des photons avec la matière, sont aussi utilisés pour la détection de particules chargées ou de neutrons. De la même manière, les détecteurs utilisant des semi-conducteurs, présentés avec les particules chargées, sont aussi fréquemment utilisés pour la spectroscopie des photons. Dans les deux cas, les détecteurs employés sont bien sûr différents, les propriétés du matériau qui sont exploitées ne sont pas les mêmes d'un type de particule à l'autre, mais le principe de fonctionnement reste similaire dans tous les cas.

Les détecteurs introduits dans ce cours sont de structure simple. Ils constituent les "briques élémentaires" d'ensembles plus complexes qui sont notamment présentés dans les autres cours de l'école.

2 Les particules chargées

2.1 Interaction des particules chargées avec la matière

L'interaction électromagnétique avec les électrons atomiques du milieu traversé est le processus dominant de perte d'énergie des particules chargées. Pour s'en convaincre, il suffit d'invoquer l'argument (certes un peu simpliste mais néanmoins efficace) de la différence des surfaces couvertes par le noyau et l'atome. En effet :

$$\frac{R_{\text{atome}}^2}{R_{\text{noyau}}^2} \simeq \frac{(10^{-10})^2}{(10^{-14})^2} \simeq 10^8$$

Il existe donc un facteur cent millions entre les deux sections efficaces géométriques, auquel s'ajoute le fait que les noyaux sont écrantés par le cortège électronique de l'atome.

Du fait de la charge qu'elles portent et de la longue portée de l'interaction, les particules interagissent dès leur entrée et sur toute la longueur de leur trajectoire dans le matériau, avec plusieurs électrons atomiques. Il s'agit donc d'un processus très probable, qui a lieu de manière continue et qui se manifeste par l'excitation ou l'ionisation des atomes du milieu traversé. Si aucun autre type de processus n'apparaît, la particule incidente est progressivement ralentie par les interactions successives, jusqu'à son arrêt complet. Du point de vue de la détection, c'est le fait que le matériau est excité ou ionisé qui est exploité.

Si toutes les particules chargées subissent l'interaction avec les électrons atomiques, elles se distinguent par la quantité d'énergie perdue lors de chaque collision et par les déviations par rapport à leur trajectoire initiale. En effet, le transfert d'énergie maximal lors d'une interaction entre une particule chargée de masse m et d'énergie cinétique E et un électron de masse m_0 vaut approximativement $(4Em_0)/m$. Pour les particules qui seront par la suite qualifiées de "lourdes", soit les ions à partir des protons jusqu'aux noyaux les plus lourds, ce transfert par collision est donc de l'ordre de $1/500^e$ de l'énergie par nucléon de la particule. Du fait de sa masse importante, la particule lourde sera faiblement déviée de sa trajectoire initiale (voir figure 1). En revanche, dans le cas d'un électron, la collision avec un seul de ses semblables peut se traduire par une perte d'une grande fraction de son énergie et par une diffusion à grand angle (voir figure 1).

Ainsi, vis à vis de l'interaction avec le cortège atomique, particules lourdes et électrons ou positrons vont se distinguer par la perte d'énergie par collision et par les modifications de leur trajectoire à la traversée d'un matériau.

La distinction entre ces deux types de particules reste valable lorsque l'on s'intéresse aux autres processus d'interaction avec la matière qu'elles peuvent subir. L'interaction avec les noyaux du milieu traversé peut devenir significative pour les particules lourdes lorsqu'elles ont perdu une grande fraction de leur énergie incidente. Pour les électrons et positrons, il faut considérer des modes d'interaction spécifiques, liés d'une part à leur faible masse et aux vitesses élevées auxquelles on peut les rencontrer et d'autre part à leurs propriétés physiques :

- le bremsstrahlung, ou rayonnement de freinage, qui se produit pour toute particule chargée subissant une accélération mais qui est, comme on le verra par la suite beaucoup plus probable pour les particules légères
- l'effet Čerenkov, qui concerne les particules dont la vitesse est supérieure à celle de la lumière dans le milieu traversé

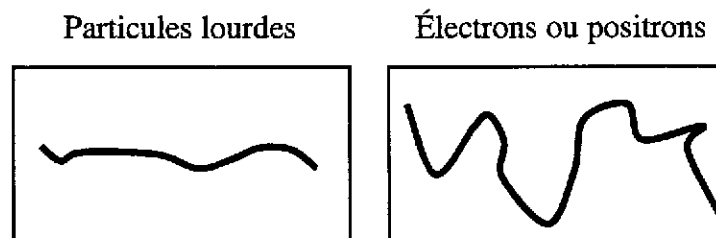


FIG. 1: Trajectoires schématisées de particules lourdes et d'électrons ou positrons à la traversée d'un matériau.

– le processus d'annihilation des positrons.

2.1.1 Particules “lourdes”

Formule de Bethe : Dans le cadre d'une approximation classique, on considère une particule de charge ze et de vitesse v interagissant avec un électron au paramètre d'impact b (voir figure 2). Il est supposé que chaque interaction avec un électron du milieu ne modifie que très peu la vitesse et la trajectoire de la particule incidente. Cette hypothèse est tout à fait justifiée dans le cas des particules lourdes.

La force d'interaction coulombienne $\vec{F}_c$ est responsable d'une petite variation Δp de la quantité de mouvement de l'électron qui s'écrit :

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{+\infty} F_c dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{ze.e}{x^2 + b^2} dt$$

ce qui peut s'écrire, en posant $dt = dx/v$:

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\perp} \frac{dx}{v} = \int_{-\infty}^{+\infty} F_c \frac{b}{\sqrt{x^2 + b^2}} \frac{dx}{v}$$

car seule la composante perpendiculaire $F_{\perp}$ de la force contribue à la modification de la quantité de mouvement.

$$\Delta p = \frac{ze^2 b}{v} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{(x^2 + b^2)^{\frac{3}{2}}} = \frac{2ze^2}{vb}$$

La variation d'énergie cinétique associée s'écrit :

$$\Delta E = \frac{(\Delta p)^2}{2m_e} = \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2 b^2}$$

La particule, en traversant le milieu, interagit avec un grand nombre d'électrons atomiques. On a donc :

$$dE = 2\pi \cdot b \cdot db \cdot dx \cdot ZN \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2 b^2}$$

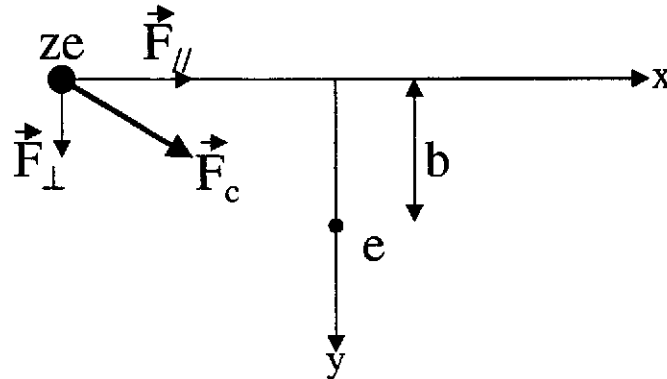


FIG. 2: Particule de charge ze interagissant au paramètre d'impact b avec un électron.

où N est le nombre d'atomes du numéro atomique Z par unité de volume et $2\pi b db dx Z N$ est le nombre d'électrons situés dans un domaine de paramètre d'impact $b + db$. La variation totale d'énergie, soit l'énergie cédée au milieu par la particule incidente par unité de longueur de trajectoire, est obtenue en intégrant sur tous les paramètres d'impact :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N Z \int_0^{+\infty} \frac{db}{b}$$

Il est nécessaire de trouver des raisons physiques pour borner cette intégrale (mathématiquement, elle diverge aux deux bornes ...). En effet, l'excitation, et a fortiori l'ionisation d'un atome du milieu, ne peut pas avoir lieu pour les très grands paramètres d'impact, l'échange d'énergie étant trop faible. Il existe donc une borne supérieure $b_{\max}$ qui est liée au matériau traversé au travers de ses potentiels d'excitation et d'ionisation. De plus, la relation ci-dessus n'a pas de sens quantiquement pour $b = 0$, il y a une valeur limite au transfert d'énergie possible et donc une borne inférieure $b_{\min}$. Finalement, on obtient :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} N Z \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}$$

Si un calcul relativiste complet est réalisé, on obtient une expression connue sous le nom de formule de Bethe :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} N Z \left[\ln \frac{2m_e c^2}{I} \beta^2 \gamma^2 - \beta^2 \right] \quad (1)$$

où :

- le signe moins traduit une *perte d'énergie* pour la particule incidente
- z est le nombre de charges du projectile et v sa vitesse
- m_e est la masse de l'électron
- Z est le numéro atomique du milieu traversé
- N est le nombre d'atomes du milieu par unité de volume
- I est le potentiel moyen d'ionisation et d'excitation du matériau. Il est défini à partir des niveaux d'énergie de l'atome considéré et de leur population. Son ordre de grandeur est la dizaine ou quelques dizaines d'eV
- c est la vitesse de la lumière dans le vide, $\beta = v/c$ et $\gamma = 1/(1 - \beta^2)$ pour le projectile.

La quantité dE/dx est appelée pouvoir d'arrêt linéaire, elle est exprimée en MeV / cm. Il existe de nombreuses tables donnant ses valeurs pour différents projectiles et différents matériaux ralentisseurs, dans lesquelles la perte d'énergie est souvent donnée en MeV / (mg / cm²), qui est le pouvoir d'arrêt massique. La relation entre les deux grandeurs est donnée par la masse volumique ρ (g / cm³) du matériau traversé :

$$\frac{dE}{dx} (\text{MeV} / (\text{mg} / \text{cm}^2)) = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} (\text{MeV} / \text{cm})$$

Influence du matériau ralentisseur : L'équation 1 peut être réécrite de la manière suivante :

$$-\frac{dE}{dx} = K_1 \frac{\rho Z}{A} \left[F(\text{projectile}) - \ln \frac{1}{I} \right]$$

où :

- K_1 est une constante (variant avec la nature de la particule incidente)
- la fonction F ne dépend que des variables relatives au projectile
- la relation $N = \rho N_A / A$, N_A étant le nombre d'Avogadro et A le nombre de masse du matériau, a été utilisée.

Il y a donc une dépendance linéaire avec la densité ρ c'est à dire que la perte d'énergie linéaire en MeV / (mg / cm²) ne dépend pas de cette densité. De plus, la présence du quotient Z/A rend, au premier ordre, cette perte d'énergie en MeV / (mg / cm²) relativement indépendante du matériau. En effet, Z/A est proche de 0.5 pour les matériaux de faible Z et décroît légèrement pour les Z plus élevés ($92/238 = 0.39$ pour l'uranium).

Enfin, il apparaît une dépendance assez faible en I , potentiel moyen d'ionisation et d'excitation du ralentisseur, qui est directement relié à Z .

Influence de l'énergie E du projectile : Si seuls les termes reliés à l'énergie de la particule incidente sont conservés, l'équation 1 devient :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{K_2}{\beta^2} [\ln K_3 \beta^2 \gamma^2 - \beta^2]$$

où les K_i sont des constantes vis à vis de E . Il y a quatre domaines distincts dans l'évolution de la perte d'énergie linéaire en fonction de E (figure 3) :

- Aux énergies relativistes (zone 1 sur la figure 3), c'est le terme entre crochets qui domine, $-dE/dx$ est une fonction lentement croissante de l'énergie E . Ce domaine est couramment désigné par le terme de "remontée relativiste".
- Pour $\beta\gamma \approx 3$ (zone 2 sur la figure 3), la courbe passe par un minimum, appelé "minimum d'ionisation". En ce point très particulier, le pouvoir d'arrêt massique vaut environ 2 MeV / (g / cm²), quelle que soit la nature de la particule lourde incidente. Il faut cependant noter que $\beta\gamma \approx 3$ correspond à une énergie cinétique de 1 MeV pour un électron, 1900 MeV pour un proton et 7500 MeV pour une particule α .
- Dans la zone 3 de la figure 3, c'est le terme en $1/\beta^2$ qui devient dominant, $-dE/dx$ est une fonction décroissante de l'énergie. La particule étant plus lente, elle passe plus de temps au voisinage de l'électron avec lequel elle interagit, ce qui permet un plus grand transfert d'énergie et donc une plus grande perte d'énergie du point de vue du projectile.
- La zone 4 de la figure 3 correspond à la limite d'application de la formule de Bethe car dans ce domaine, le phénomène d'échange de charge avec le milieu traversé devient très significatif. Il faut alors considérer non plus la charge de la particule ze , mais une charge effective z_{effe} qui décroît continûment lorsque la vitesse diminue. À la limite $v \rightarrow 0$, l'interaction avec les noyaux devient prépondérante.

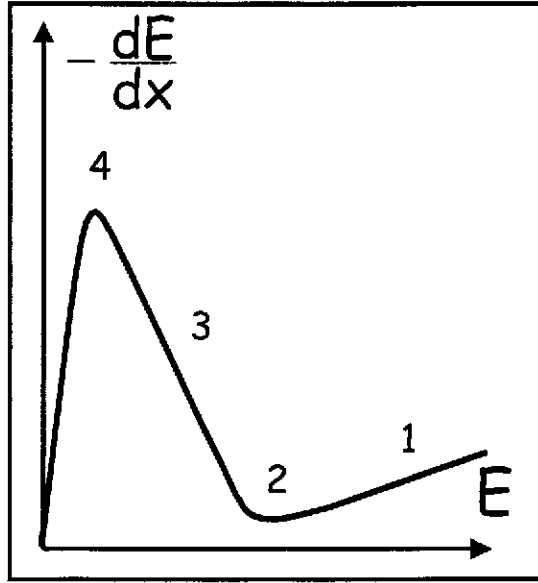


FIG. 3: Représentation schématique de l'évolution de la perte d'énergie par unité de longueur (en unités arbitraires) en fonction de l'énergie de la particule incidente (en unités arbitraires).

Influence de la nature du projectile : Si l'on réécrit l'équation 1 de manière à mettre en avant les termes dépendant de la nature du projectile, on obtient :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e c^2} N Z F'(E)$$

La masse de la particule incidente n'intervient donc pas dans le processus de perte d'énergie. Il y a par contre une dépendance forte avec sa charge puisque $-dE/dx$ varie comme le carré de z . Donc, une particule α perd son énergie sur une *distance plus courte* qu'un proton de même énergie. Ou encore : une particule α a un pouvoir de ralentissement *quatre fois plus élevé* que celui d'un proton de même vitesse, mais il faut noter que dans ce cas, $E_\alpha = 4E_p$.

Cette dépendance en z^2 a une application directe, utilisée dans de nombreuses expériences : l'identification des particules incidentes dans un système de détection. En effet, pour des ions appartenant à la zone 3 de la figure 3, on a :

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{z^2}{v^2}$$

soit :

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{1}{E} A z^2$$

où A est ici le nombre de masse du projectile. Le coefficient de proportionnalité est en fait très légèrement dépendant de l'énergie, via le terme entre crochets de l'équation 1. Si l'on dispose d'un dispositif expérimental (appelé télescope) qui permet, pour chaque ion, la

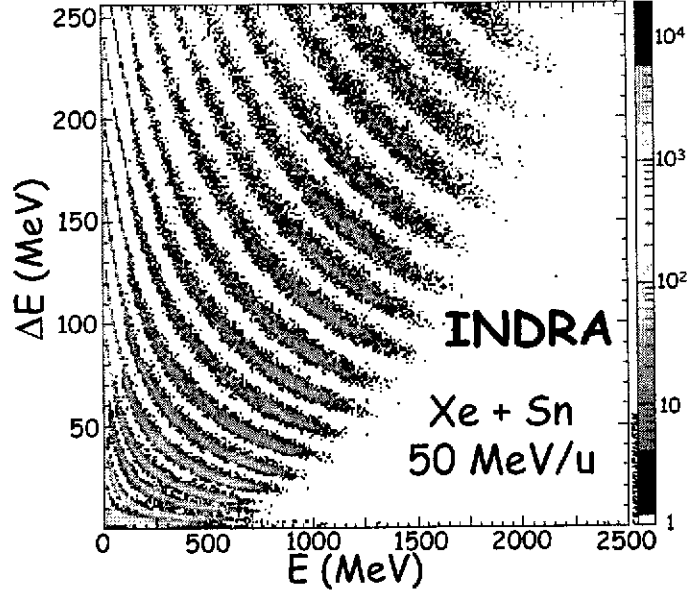


FIG. 4: Illustration de la méthode d'indentification $(E, \Delta E)$ dans un télescope. Données très gentiment fournies par J.L. Charvet, collaboration INDRA.

mesure successive de sa perte d'énergie ΔE dans une épaisseur Δx puis son énergie résiduelle E , on peut identifier sa nature. En effet, on a :

$$\Delta E \approx \frac{dE}{dx} \Delta x$$

et donc, d'après ce qui précède :

$$E \times \Delta E \propto Az^2 \times \Delta x$$

$$E \times \Delta E \propto Az^2$$

En d'autres termes, à chaque ion, défini par le couple (A, z) correspond une hyperbole dans le plan $(E, \Delta E)$. La figure 4 illustre parfaitement cette méthode. Les données ont été obtenues avec le multi-détecteur INDRA, au GANIL, pour le système Xe + Sn à 50 MeV par nucléon. Chaque ligne correspond à un élément, permettant une très bonne identification. La figure ne montre que les éléments les plus légers, mais l'identification reste très bonne jusqu'au Xe.

Notion de parcours : La notion de parcours (souvent représentée par la lettre R comme "range") est reliée à la distance parcourue par une particule donnée, d'énergie donnée, dans un matériau donné. Pour la définir plus précisément, on utilise une expérience simple de transmission, illustrée par la figure 5.

Un ralentisseur dont l'épaisseur t peut varier est interposé entre une source collimatée et un dispositif permettant de compter les particules. L'intensité I du flux de particules mesurée par le compteur est comparée à l'intensité I_0 émise par la source. Pour les épaisseurs t faibles, les particules sont ralenties par leur passage dans le matériau mais leur énergie reste

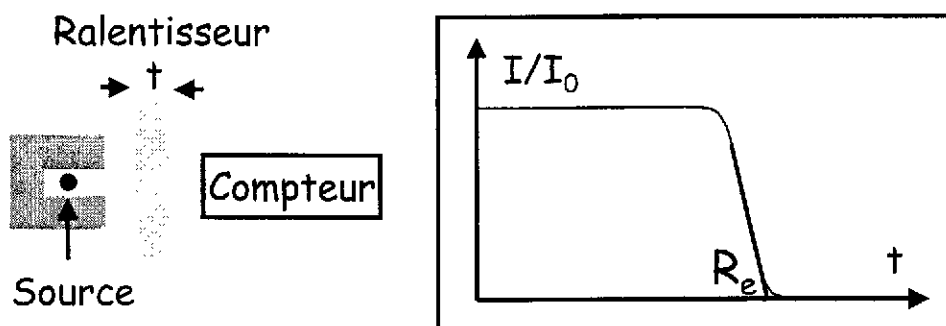


FIG. 5: *Expérience de transmission permettant de définir et de déterminer le parcours des particules émises par la source au travers du ralentisseur.*

suffisante pour qu'elles atteignent le compteur. Le rapport I/I_0 vaut 1. Lorsque t augmente, une valeur à partir de laquelle ce rapport décroît très rapidement vers 0 est atteinte. Le parcours extrapolé R_e est défini comme l'épaisseur obtenue en extrapolant la partie linéaire de cette décroissance vers 0. Une autre quantité, le parcours moyen R_m peut également être définie comme étant l'épaisseur de ralentisseur pour laquelle l'intensité transmise vaut la moitié de l'intensité incidente.

Cette notion de parcours est très importante d'un point de vue expérimental car si l'on cherche par exemple à mesurer l'énergie totale de particules, il faut s'assurer que le détecteur employé ait une épaisseur supérieure au parcours de ces particules dans le matériau de détection. De la même manière, un collimateur doit avoir une épaisseur suffisante pour remplir son rôle de collimation.

Dans l'expérience de transmission ci-dessus, le rapport I/I_0 diminue très rapidement mais la courbe n'est pas en "marche d'escalier". Ces particules toutes identiques ne sont pas toutes arrêtées par la même épaisseur d'écran : la dispersion des parcours individuels est due au caractère aléatoire du processus de ralentissement. Les particules interagissent un grand nombre de fois, avec un grand nombre d'électrons du cortège. De ce fait, les particules chargées d'un faisceau monoénergétique sont macroscopiquement identiques, aux fluctuations statistiques près. Ces fluctuations sont faibles (du fait du grand nombre d'interactions) ce qui justifie la notion globale de parcours, mais elles ont plusieurs conséquences expérimentales.

Straggling en énergie : Les fluctuations du processus de perte d'énergie ont bien sûr des conséquences sur la répartition énergétique de particules identiques à la sortie d'un ralentisseur. La largeur à mi-hauteur de cette distribution est appelée straggling en énergie. Si le détecteur employé utilise le mécanisme d'ionisation, le straggling est provoqué par une fluctuation du nombre d'électrons ionisés, une fluctuation de l'énergie cinétique communiquée à chaque électron et une fluctuation de la charge du projectile, qui intervient, comme on l'a vu, en fin de parcours. La figure 6 permet d'évaluer l'effet de cette dispersion en énergie.

Le straggling en énergie augmente donc avec l'épaisseur de matière traversée et avec le Z du matériau, mais également avec le z de la particule (ce qui n'est pas visible sur la figure ...). Il n'existe pas d'expression analytique universelle pour prévoir le straggling en énergie. Le problème étant de nature statistique, une simulation Monte Carlo permet d'obtenir de bons

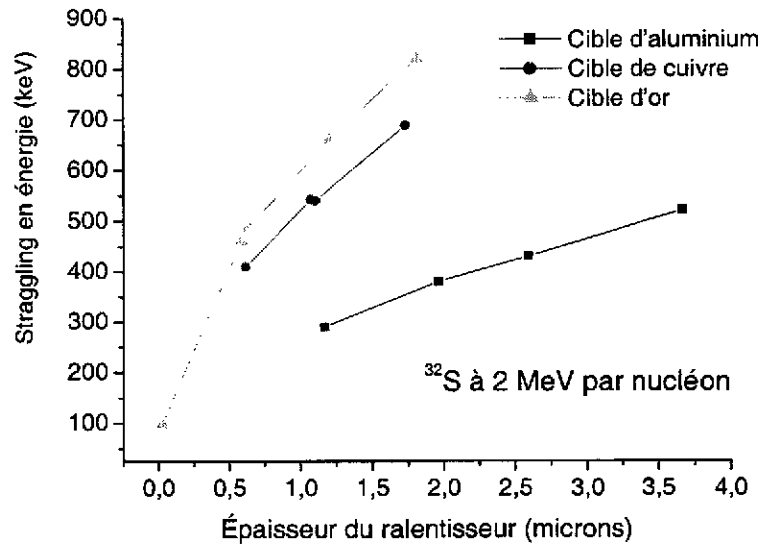


FIG. 6: *Straggling en énergie pour des ions de ^{32}S à 2 MeV par nucléon à la traversée de différents types de ralentisseurs. Données tirées de [Oui00].*

résultats.

Straggling angulaire : Pour établir la formule de Bethe, les déviations subies par le projectile à chaque interaction ont été négligées. Ceci est justifié car ces déviations sont faibles pour une particule lourde, du fait de sa masse élevée comparée à celle des électrons avec lesquels elle interagit. Néanmoins, lors de son ralentissement, le projectile subit un grand nombre de petites déviations successives et, pour la même raison statistique qu'un straggling en énergie est observé, il apparaît un straggling angulaire.

Considérons par exemple un faisceau monoénergétique et parallèle traversant un ralentisseur d'épaisseur t (voir figure 7). À la sortie, les particules ne sont pas déviées en moyenne : le faisceau continue son trajet dans la même direction. Cependant, il n'est plus parallèle. Le straggling angulaire, résultat des déviations individuelles successives, est défini comme l'ouverture angulaire du faisceau émergent, soit la largeur à mi-hauteur de la distribution en angles. À titre d'exemple, pour des protons à mi-parcours dans un ralentisseur en aluminium, le straggling angulaire est de l'ordre de 1.5° .

L'ampleur du phénomène peut là encore être évaluée grâce à un calcul de type Monte Carlo. Si une évaluation immédiate mais plus grossière est nécessaire, il existe dans la littérature des formules empiriques qui ont chacune un domaine d'application restreint. Pour des ions aux énergie typiques du GANIL, on peut utiliser :

$$\theta_{rad} = \left[8.91 \frac{NZ(z+1)z^2}{E^2} \ln \frac{3.52 \times 10^{10} N(z+1)}{Z(Z^{2/3} + z^{2/3})} \right]^{9/2}$$

où :

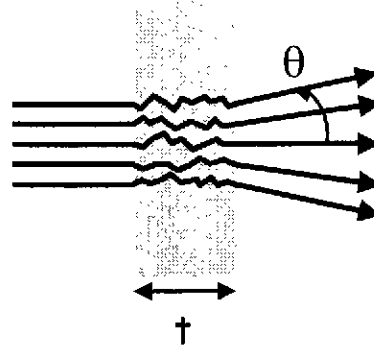


FIG. 7: Vue schématique de l'effet de straggling angulaire sur un faisceau monoénergétique parallèle à la traversée d'un ralentisseur d'épaisseur t . Données tirées de [Oui00]

- θ_{rad} est la largeur à mi-hauteur de la distribution
- N est le nombre d'atomes de ralentisseur par fm^3 et vaut $6.02 \times 10^{-6} \frac{t}{A}$
- t est l'épaisseur en mg/cm^2

2.1.2 Électrons et positrons

Les électrons et positrons sont sujets, comme les particules chargées plus lourdes, à l'interaction avec les électrons composant le cortège atomique du matériau qu'ils vont traverser. Cependant, comme évoqué plus haut, leur comportement vis à vis de ce processus de ralentissement est quantitativement et qualitativement différent de celui des ions : le transfert d'énergie par collision est plus important (il peut atteindre l'énergie cinétique de l'électron incident), la trajectoire est fortement perturbée par les déviations successives. Néanmoins, les processus physiques mis en jeu sont identiques. Les électrons peuvent également interagir avec les noyaux du ralentisseur par diffusion élastique, mais du fait de la différence de masse, ces collisions ne sont pas responsables de la perte d'énergie des projectiles. Elles contribuent toutefois à la modification de direction.

Les électrons et positrons se distinguent fortement des ions plus lourds par le fait qu'à ce mécanisme de collisions s'ajoute une perte d'énergie par processus radiatif. Ainsi, pour les électrons et positrons, la perte d'énergie totale s'écrit :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{total} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad}$$

Formule de Bethe et Bloch, perte d'énergie par collisions : La formule de perte d'énergie par collisions pour les électrons et positrons est connue sous le nom de formule de Bethe et Bloch. Elle s'écrit :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll} = \frac{2\pi e^4 N Z}{m_e v^2} \left(\ln \frac{m_e v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (\ln 2) \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right)$$

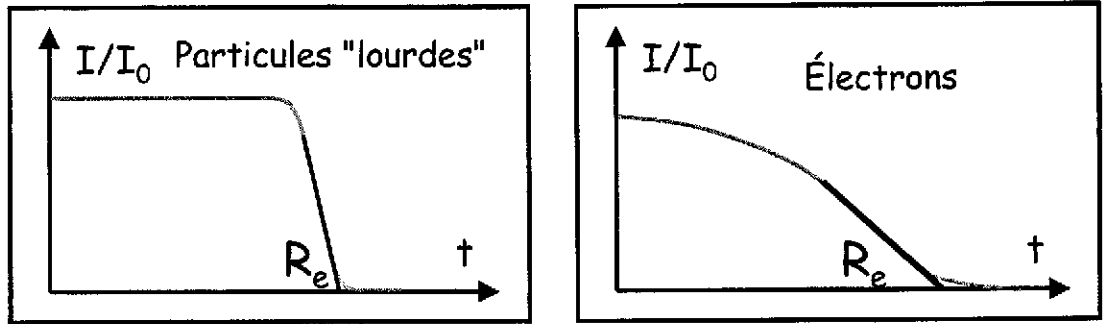


FIG. 8: Transmission de particules "lourdes" et d'électrons en fonction de l'épaisseur t de ralentisseur traversée.

Les principes physiques mis en jeu dans le processus de perte d'énergie sont les mêmes que dans le cas des ions. Les différences apparaissent dans le comportement global des électrons et positrons. Ainsi, comme on peut le voir sur la figure 8 qui donne le résultat de l'expérience de transmission décrite au paragraphe 2.1.1 pour des ions et des électrons, la notion de parcours est moins bien définie pour ces derniers. En effet, même une faible épaisseur t de ralentisseur conduit à une atténuation de l'intensité transmise. Ceci est en particulier dû au fait que les électrons peuvent avoir des trajectoires erratiques et être fortement déviés et que certains d'entre eux perdent la totalité de leur énergie en un nombre très faible de collisions. Le parcours R_e n'est donc pas la distance parcourue dans le milieu ralentisseur par des électrons d'énergie E mais plutôt l'épaisseur qui garantit que presque aucun électron n'est transmis.

La figure 9 donne, pour comparaison, les parcours d'électrons, protons et particules α dans un plastique scintillant. À une énergie donnée, il y a deux ordres de grandeur entre protons et électrons.

Bremsstrahlung, rayonnement de freinage : Toute particule chargée subissant une accélération rayonne de l'énergie sous forme d'ondes électromagnétiques, sauf si elle se trouve dans un état stationnaire, comme un électron en orbite autour d'un atome. Ce phénomène a de nombreuses applications et est utilisé dans les tubes à rayons X et dans les machines à rayonnement synchrotron comme l'ESRF ou le futur SOLEIL. C'est un des seuls moyens permettant de produire artificiellement des photons de haute énergie.

La section efficace de ce processus radiatif est proportionnelle à z^2/m^2 , il est donc 10^6 fois plus probable pour un électron que pour un proton, pour lequel il n'est donc pas significatif.

D'après la théorie, l'intensité de la radiation émise varie comme le carré de l'accélération. Classiquement, à la traversée d'un matériau, une particule de masse m et de charge z interagit par la force de Coulomb avec les noyaux caractérisés par leur Z et subit donc une accélération. L'intensité de la force F est de la forme :

$$F \propto \frac{zZ}{r^2}$$

où r est la distance séparant les deux partenaires de la réaction. L'accélération associée a est proportionnelle à F/m . L'intensité I de l'onde électromagnétique qui en résulte est donc

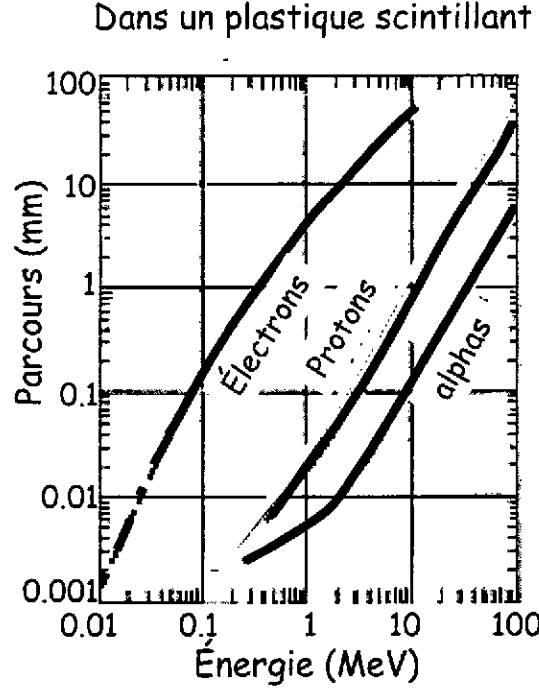


FIG. 9: *Parcours (en mm) d'électrons, protons et particules α dans un plastique scintillant, en fonction de leur énergie (en MeV).*

telle que :

$$I \propto \frac{z^2 Z^2}{m^2}$$

Les photons correspondants sont émis de manière isotrope dans le référentiel propre du projectile, et sont donc focalisés vers l'avant dans le référentiel du laboratoire.

Le bremsstrahlung devient le processus de perte d'énergie dominant pour les électrons et positrons relativistes. Ainsi, on peut montrer que :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{ZE_c(\text{MeV})}{750} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{coll}$$

où E_c est l'énergie cinétique de la particule incidente. Des électrons de 10 MeV traversant du plomb perdent donc plus d'énergie par rayonnement de freinage que par collisions. Plus précisément, on peut montrer que la perte d'énergie spécifique liée à ce processus radiatif vaut, pour les électrons et positrons :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137.m_e^2c^4} \left(4 \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{4}{3}\right)$$

La perte d'énergie par bremsstrahlung augmente donc avec l'énergie du projectile et est favorisée par les milieux absorbeurs de numéro atomique élevé.

La figure 10 donne un spectre en énergie des photons émis vers l'avant par des électrons de 5.3 MeV à la traversée d'un cible de Au-W associée à un filtre en aluminium. Il s'étend

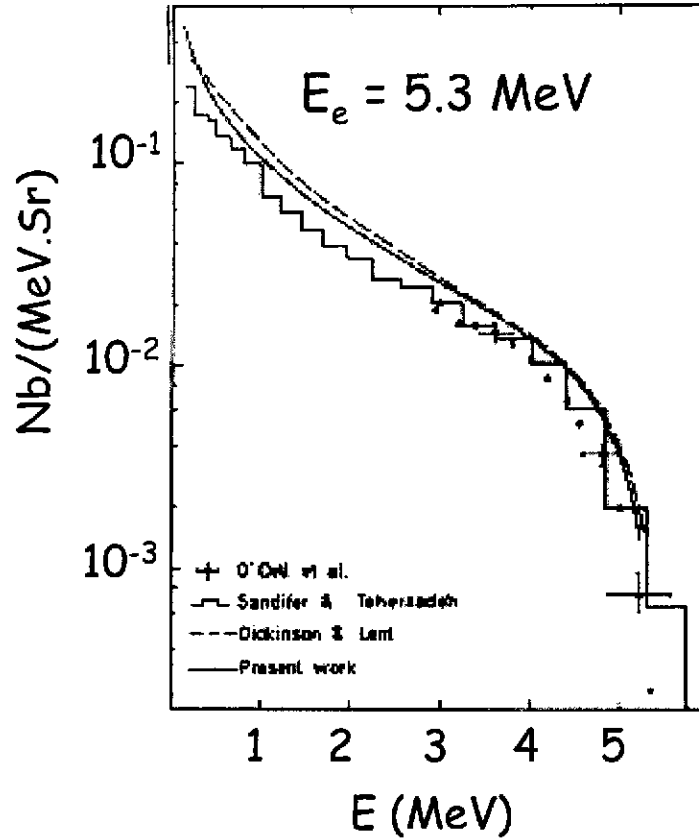


FIG. 10: Spectre en énergie émis à l'avant pour le bremsstrahlung d'électrons de 5.3 MeV à la traversée d'un cible Au-W associée à un filtre d'Al. Données tirées de [Fer71].

de 0 jusqu'à l'énergie des électrons incidents, mais l'émission favorise plutôt les basses énergies. Comme on le verra dans le paragraphe 3 qui concerne l'interaction des photons avec la matière, ces photons de bremsstrahlung de basse énergie ont une probabilité importante d'être absorbés à proximité de leur lieu d'émission mais ils peuvent également s'échapper du matériau ralentisseur (donc du détecteur), avec une probabilité qui croît avec leur énergie. C'est un phénomène dont il faut tenir compte pour la détection, en particulier si une mesure de l'énergie des électrons ou positrons incidents est nécessaire, puisqu'une fraction très importante de l'énergie des projectiles est convertie en photons, plus ou moins énergétiques.

Pour les particules chargées de très haute énergie, dont le ralentissement est essentiellement dû au processus radiatif, une longueur de radiation X_0 est définie pour chaque matériau ralentisseur. Cette quantité représente l'épaisseur de matériau nécessaire pour ralentir un électron d'une énergie initiale E_0 à une énergie E_0/e . Le matériau considéré est d'autant plus absorbant que sa longueur de radiation est courte. Celle-ci peut être approximée, pour un matériau caractérisé par le couple (Z, A) , par [PPB00] :

$$X_0 = \frac{716.4 \text{ g cm}^{-2} A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})}$$

Les épaisseurs de détecteurs de particules chargées de haute énergie sont souvent exprimées en unités de longueur de radiation.

Annihilation des positrons : Les positrons se comportent de manière tout à fait identique aux électrons pour ce qui est de leur ralentissement dans les matériaux, à ceci près que l'interaction avec les électrons du cortège atomique est attractive et non pas répulsive. Le transfert d'énergie par collision et l'allure des trajectoires restent cependant similaires. Et comme les électrons, les positrons subissent le rayonnement de freinage.

Ils se distinguent toutefois par un processus qui intervient en toute fin de parcours, lorsque leur vitesse est quasiment nulle. Ils sont alors pratiquement au repos et encerclés par leurs anti-particules : il y a annihilation avec un électron du cortège atomique (voir figure 11). Deux photons de 511 keV sont alors émis à 180° dans le laboratoire. Ces photons peuvent être réabsorbés dans le matériau, à une certaine distance de la trajectoire incidente, ou bien s'en échapper.

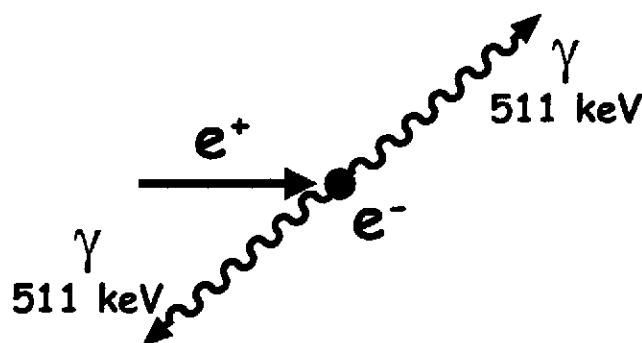


FIG. 11: Annihilation d'un positron en fin de parcours avec un électron du cortège atomique, émission de deux photons de 511 keV.

2.1.3 Effet Čerenkov

Cet effet est similaire au franchissement du mur du son par un avion supersonique. Il se produit pour toute particule chargée dont la vitesse est supérieure à celle de la lumière dans le milieu traversé. Les particules le produisant sont donc très énergétiques. Leur vitesse v est telle que :

$$\beta = \frac{v}{c} > \frac{1}{n}$$

où n est l'indice de réfraction du matériau traversé et c est la vitesse de la lumière dans le vide.

Lorsqu'une particule chargée traverse un matériau, le champ électrique qui lui est associé distord les atomes du milieu en formant des dipôles élémentaires. Le matériau est ainsi polarisé.

Si la particule est "lente", il y a une symétrie longitudinale et azimutale des dipôles par rapport à sa trajectoire, il n'y a pas de champ électrique résultant et les dipôles retournent à leur état fondamental.

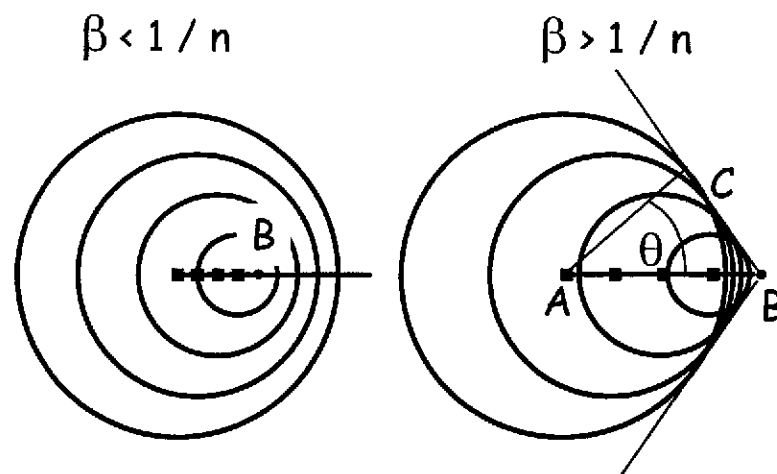


FIG. 12: Construction de Huygens permettant de visualiser les fronts d'ondes émis à différents instants par des particules dont la vitesse est inférieure à celle de la lumière dans le matériau (à gauche) et dont la vitesse est supérieure à celle de la lumière dans le matériau (à droite).

Si la vitesse de la particule chargée est proche de celle de la lumière dans le matériau, la symétrie azimutale est conservée mais, par contre, un champ dipolaire résultant apparaît le long de la trace (les dipôles élémentaires "n'ont pas le temps" de retourner dans leur état initial). Chaque élément de longueur de trajectoire va alors émettre une brève impulsion électromagnétique.

Pour une particule telle que $\beta < 1/n$, les ondes électromagnétiques sphériques émises ne se rencontrent jamais. Par contre, si $\beta > 1/n$, les fronts d'onde peuvent se croiser et il peut y avoir interférence constructive. C'est l'effet Čerenkov. Cette constatation est clairement illustrée par la figure 12, connue sous le nom de construction de Huygens.

Pour obtenir cette construction, on se place au point B et l'on regarde les fronts d'onde émis auparavant, sur un intervalle de temps $\Delta\tau$ commençant lorsque la particule est en A, en des points régulièrement espacés de la trajectoire. Chaque carré correspond donc à un point d'émission, situé au centre d'un cercle dont le rayon est le trajet parcouru par la lumière entre son émission et le temps d'observation défini par le passage par B. Ainsi, pour la figure de droite, pendant que la particule se déplace de A à B, la lumière parcourt la distance AC.

Lorsque $\beta < 1/n$, les cercles ne se croisent jamais, alors que pour $\beta > 1/n$, il y a interférence constructive et il est visible qu'une direction est privilégiée dans le recouvrement des fronts d'onde, dans laquelle la radiation Čerenkov est émise. Cette direction est géométriquement définie par :

$$\cos \theta = \frac{AC}{AB} = \frac{(c/n) \times \Delta\tau}{\beta c \times \Delta\tau}$$

où $(c/n) \times \Delta\tau$ est la distance parcourue par la lumière pendant $\Delta\tau$ et $\beta c \times \Delta\tau$ est la distance parcourue par la particule pendant le même temps. On a donc :

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (2)$$

Pour résumer : lorsqu'une particule chargée traverse un matériau avec une vitesse v telle que $\beta = v/c > 1/n$, il y a émission d'une onde électromagnétique dans une direction privilégiée définie par la relation 2. La lumière est donc émise dans un cône d'angle θ . On peut montrer que l'intensité de cette radiation Čerenkov est proportionnelle à z^2 où z est la charge de la particule incidente et que le domaine d'émission en longueur d'onde est l'ultraviolet et le visible. En effet, on a :

$$\frac{d^2 N_{ph}}{dL d\lambda} = 2\pi\alpha z^2 \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2}$$

où :

- N_{ph} est le nombre de photons émis dans l'intervalle de longueur d'onde $d\lambda$ par un élément de trajectoire de longueur dL
- α est la constante de structure fine

Dans un milieu solide, pour $z = 1$, l'énergie émise entre 200 et 600 nm par une particule de $\beta \simeq 1$ est d'environ 1 keV / cm, soit 1% seulement de l'énergie perdue par ionisation du milieu.

Un dispositif réalisant la mesure de l'intensité de la radiation ainsi que sa direction permet donc à la fois d'identifier la particule et de déterminer sa vitesse. Pour une description plus détaillée de l'effet Čerenkov et des détecteurs associés, on pourra consulter [Bro94].

2.2 Les détecteurs couramment utilisés

Comme on a pu le voir dans les paragraphes précédents, les particules chargées interagissent avec la matière suivant divers processus. Qu'elles soient lourdes ou légères, très ou peu énergétiques, elles interagissent toutes par collisions avec les électrons du cortège atomique du milieu traversé. Ces collisions conduisent, selon les cas, à l'excitation ou à l'ionisation du matériau. Ce processus de perte d'énergie est très probable, continu et rend les particules chargées "facilement détectables".

Il y a de plus dans ce phénomène un point très important pour la détection, qui peut être vérifié expérimentalement : l'énergie déposée par la particule incidente est en moyenne proportionnelle au nombre de paires électron-ion créées, ce qui peut être résumé par :

$$n_0 = \frac{\Delta E}{W}$$

où :

- n_0 est le nombre total de paires électron-ion
- ΔE est l'énergie perdue par la particule dans le milieu
- W est l'énergie effective à fournir pour créer une paire électron-ion. Il ne s'agit pas du potentiel d'ionisation du matériau considéré, mais bien d'une quantité qui prend en compte tous les processus de perte d'énergie, y compris ceux qui ne conduisent pas à l'ionisation.

Gaz	W
argon	26.4 eV
hélium	41.3 eV
air	33.8 eV
méthane	27.3 eV

TAB. 1: Valeur de l'énergie effective à fournir pour créer une paire électron-ion dans différents gaz.

Cette proportionnalité est fondamentale, puisqu'elle va en particulier permettre une mesure de la perte d'énergie (qui peut être totale) de la particule incidente grâce à la mesure du signal électrique associé aux paires créées par ionisation. La précision sur cette mesure dépend fortement de W . Plus W est grande et plus le nombre de paire créé sera faible et les fluctuations statistiques seront significatives.

Dans les paragraphes qui suivent, les principales familles de détecteurs qui fonctionnent par collection des charges produites par ionisation et reposent sur cette propriété sont décrites : les détecteurs basés sur le milieu gazeux et les détecteurs basés sur l'utilisation de matériaux semi-conducteurs.

Pour les autres processus d'interaction (bremsstrahlung, effet Čerenkov) conduisant à l'émission de photons, il faudra consulter la partie 3 pour connaître la suite ...

2.2.1 Les détecteurs gazeux

Les détecteurs gazeux sont de manière générale constitués d'une enceinte, scellée ou non, contenant un gaz pur ou bien un savant mélange, à une pression qui peut aller de quelques torrs à plusieurs fois la pression atmosphérique, et d'une structure électrique plus ou moins complexe dont la vocation est de produire un champ électrique qui va permettre de séparer et de collecter les paires électron-ion créées par le passage d'une radiation.

Ils présentent l'avantage de pouvoir être de grand volume et donc de couvrir un grand angle solide. La faible densité des milieux gazeux permet d'obtenir des détecteurs peu interceptifs. Cependant, ceci peut également constituer un handicap car ils ne permettent pas d'arrêter des particules très énergétiques. Selon le régime et la géométrie adoptés, ils rendent possible la mesure du dépôt d'énergie des particules incidentes, leur position ou encore leur temps de passage.

Le tableau 1 donne des exemples de la valeur de W pour différents gaz souvent employés pour la détection. Il faut en général dans les gaz une trentaine d'électronvolts pour obtenir une paire. On verra par la suite, en abordant les détecteurs semi-conducteurs, que cette caractéristique des milieux gazeux les rend moins compétitifs pour les mesures d'énergie car la quantité d'énergie à fournir pour créer les charges est élevée.

Dans cette partie, le principe général de fonctionnement des détecteurs gazeux ainsi que les différents régimes possibles sont d'abord présentés. Puis, le principe de formation du signal et l'influence du circuit de lecture sont abordés. Enfin, la structure et le fonctionnement des grandes catégories de détecteurs gazeux susceptibles d'être rencontrés en physique nucléaire sont décrits. Pour un autre point de vue ou une description plus détaillée les concernant, on pourra consulter par exemple [Sau77], [Com88] et [Bro94].

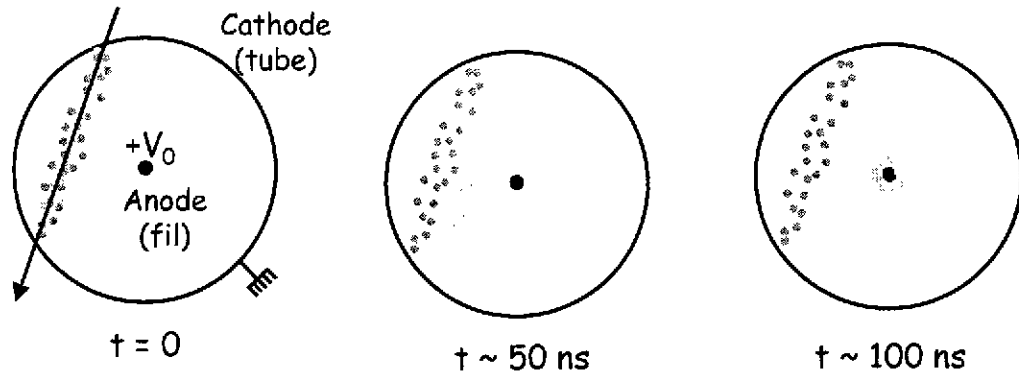


FIG. 13: Illustration du fonctionnement d'un compteur cylindrique. Passage d'une particule ionisante à l'instant $t = 0$.

Principe et régimes de fonctionnement, cas du compteur cylindrique : Le principe général de fonctionnement des détecteurs gazeux est abordé ici grâce à l'exemple simple du compteur cylindrique. Celui-ci est constitué, comme l'illustre la figure 13, d'un tube métallique de rayon b , porté à un potentiel nul et rempli de gaz, au centre duquel est tendu un fil de rayon a porté à un potentiel $+V_0$. Le cylindre est la cathode du détecteur ainsi formé, et le fil son anode.

L'intensité du champ électrique créé par la différence de potentiel dépend de la distance r au fil anode et s'écrit :

$$E(r) = \frac{V_0}{r \ln \left(\frac{b}{a} \right)}$$

Le passage d'une particule chargée dans le gaz à l'instant $t = 0$ (figure 13), produit, le long de la trajectoire, un nombre de paires électron-ion qui dépend du gaz considéré et de sa pression P . Sous l'effet du champ électrique, les ions vont dériver vers la cathode et les électrons vers l'anode avec une vitesse qui s'écrit :

$$W_d = \frac{qE}{2m\tau}$$

où :

- q est la charge de la particule qui dérive (ion ou électron)
- m est sa masse
- τ est le temps moyen entre deux collisions avec les molécules de gaz, et dépend du champ électrique et de la pression.

Les ions et électrons, du fait de leur différence de masse, se déplacent à des vitesses qui sont très différentes. Ainsi :

- $W_d \sim 1 \text{ cm/ms}$ pour les ions sous l'effet d'un champ de 1 kV/cm
- W_d varie entre 1 et $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ pour les électrons sous l'effet d'un champ de 1 kV/cm .

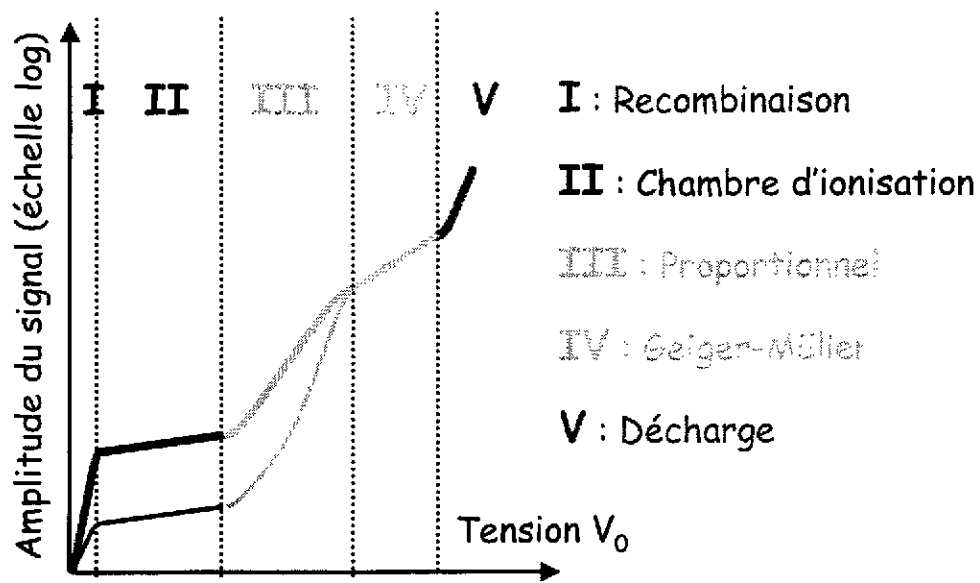


FIG. 14: Amplitude du signal délivré par un détecteur gazeux en fonction de la tension appliquée à ses électrodes. Le trait gras correspond à un dépôt d'énergie dans le détecteur deux fois plus élevé que celui illustré par le trait fin.

Ceci est illustré par la figure 13, où l'on voit qu'après un temps typique de 100 ns, les électrons primaires atteignent l'anode alors que les ions ne se sont pratiquement pas déplacés. À l'approche du fil anode, la suite des événements va être régie par la valeur de la différence de potentiel V_0 appliquée. La figure 14 résume les différents régimes de fonctionnement qui pourront être observés en fonction de V_0 :

- *Zone I : Régime de recombinaison.* Le champ appliqué est trop faible pour séparer les paires électron-ion et un certain nombre d'entre elles, voire la totalité, se recombinent immédiatement.
- *Zone II : Régime de chambre d'ionisation.* Les paires électron-ion se séparent sous l'action du champ et migrent vers les électrodes. Leur mouvement induit un signal électrique sur l'anode et la cathode, sans multiplication des charges primaires. Le nombre d'électrons parvenant à l'anode est égal à celui produit par le passage de la particule ionisante, diminué du nombre d'électrons disparaissant par recombinaison. Ce taux de recombinaison est en général négligeable dès que le champ est suffisant pour séparer les paires.
- *Zone III : Régime proportionnel.* Les paires électron-ion se séparent et à une distance de l'ordre de quelques rayons a de l'anode, les électrons acquièrent, du fait du champ très important, une énergie suffisante pour ioniser à leur tour le gaz. Il y a multiplication de la charge mais celle-ci reste proportionnelle à la charge créée initialement par le passage de la particule ionisante. Le gain de cette multiplication peut atteindre 10^8 .
- *Zone IV : Régime Geiger-Müller.* Les électrons se multiplient fortement. Ils ionisent le gaz mais certains d'entre eux excitent également ses molécules. Celles-ci émettent

alors des photons dans le domaine ultraviolet qui est le domaine d'énergie du potentiel d'ionisation des métaux constituant la cathode. Ces photons vont à leur tour créer par effet photoélectrique des électrons qui seront multipliés au voisinage du fil anode et, du fait de la grande densité de charge, il se forme un plasma. Le signal recueilli est saturé, la proportionnalité est perdue. Ce régime est utilisé dans les détecteurs dont la fonction se limite à la mise en évidence de la présence d'un rayonnement ionisant.

- *Zone V : Régime de décharge.* Le champ est suffisamment intense pour qu'apparaissent des dissociations des atomes ou molécules du gaz. Il y a un signal permanent, apparition éventuelle d'étincelles qui peuvent se propager à l'ensemble du détecteur, jusqu'à destruction de celui-ci.

Les régimes II, III et IV sont ceux qui sont le plus souvent exploités dans les systèmes de détection en physique nucléaire. Avant de décrire ces derniers, le mécanisme de formation du signal est détaillé dans le paragraphe suivant. Le phénomène d'induction du signal qui y est présenté se produit dans tous les détecteurs qui fonctionnent grâce à l'ionisation ou plus généralement grâce à la mise en mouvement de charges électriques. Il intervient donc dans les détecteurs gazeux, mais également dans les solides, les semi-conducteurs en particulier. La compréhension de ce mécanisme est très importante pour la mise en œuvre des détecteurs et de l'électronique qui leur est associée.

Formation du signal, théorème de Ramo : Le signal recueilli sur les électrodes d'un détecteur (qu'il soit gazeux ou solide) ne résulte pas de la collection proprement dite des charges. Il est en fait induit par le mouvement des ions et des électrons. Il n'est donc pas nécessaire "d'attendre" l'arrivée des charges sur les électrodes pour observer un signal, celui-ci apparaît dès que les charges primaires se mettent en mouvement.

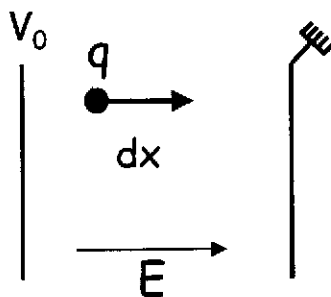


FIG. 15: Charge q se déplaçant dans un condensateur plan, sous l'effet d'un champ uniforme.

Pour illustrer ce mécanisme, on utilise le cas simple d'un condensateur plan (voir figure 15). Une charge q se déplaçant entre les deux électrodes va, d'après M. S. Ramo [Ram39], induire sur celles-ci un incrément de charge, soit un signal, fonction de la distance algébrique dx parcourue et de la différence de potentiel appliquée. Cet incrément de charge s'écrit :

$$dq = \frac{qE(x)dx}{V_0}$$

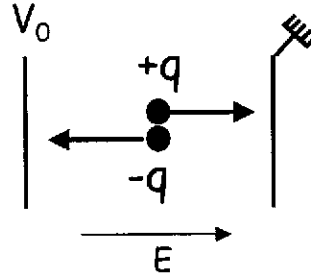


FIG. 16: Déplacement, sous l'action du champ électrique, des charges créées par le passage d'une radiation ionisante.

La charge induite totale est obtenue en intégrant sur tout le parcours Δx de la charge q :

$$q_{ind} = \int_x^{x+\Delta x} dq = \int_x^{x+\Delta x} \frac{q}{V_0} E(x) dx = q \frac{V(x) - V(x + \Delta x)}{V_0}$$

La charge induite q_{ind} est donc fonction de la différence de potentiel traversée par la particule dérivant dans le champ. Elle ne vaut q que si cette charge se déplace d'une électrode à l'autre. Il faut remarquer que le déplacement de la charge q induit des signaux égaux mais de signe opposé simultanément sur les deux électrodes.

Dans la pratique, dans un détecteur, si une charge $-q$, portée par des électrons, se déplace vers l'anode, une charge $+q$, portée par les ions, se dirige vers la cathode (voir figure 16). La charge $+q$ va parcourir le complément de distance qui manque aux électrons pour induire la totalité du signal. Ainsi, lorsque les ions et les électrons se neutralisent aux électrodes, un signal $\pm q$ a été induit sur l'anode et sur la cathode. Le nombre de paires électron-ion (et donc q) étant proportionnel à l'énergie déposée par la radiation incidente, la mesure de la charge induite permet donc une mesure de la perte d'énergie dans le détecteur.

L'allure temporelle du signal induit dépend fortement de la vitesse des charges (figure 17). Les électrons se déplaçant beaucoup plus rapidement que les ions, le signal, lorsqu'il n'y a pas multiplication des charges, comporte une composante rapide, qui correspond au déplacement des électrons entre leur point de création et l'anode. Puis apparaît une composante plus lente, provenant du mouvement des ions vers la cathode. La vitesse à laquelle se déplacent les électrons est donc directement liée au temps de montée du signal. Plus elle est élevée, meilleures seront les performances de mesure de temps du détecteur.

Le signal dépend également fortement du circuit de lecture associé au détecteur. Dans le cas d'une mesure de l'énergie de la radiation incidente, le dispositif le plus fréquemment utilisé est le préamplificateur de charge ou PAC (figure 18), qui procède à l'intégration des charges sur une capacité C puis à une différenciation avec une constante de temps $\tau = RC$. Selon l'importance de cette constante de temps, le signal issu du PAC aura une allure très variable, comme on peut le voir sur la figure 18. Il ne sera directement relié à l'énergie de la particule incidente que si toutes les charges produites ont atteint leur électrode, soit typiquement au bout de quelques centaines de microsecondes.

Les chambres d'ionisation : Ce sont les détecteurs gazeux les plus simples dans leur principe de fonctionnement. Ils se situent dans la zone II de la figure 14, c'est à dire que

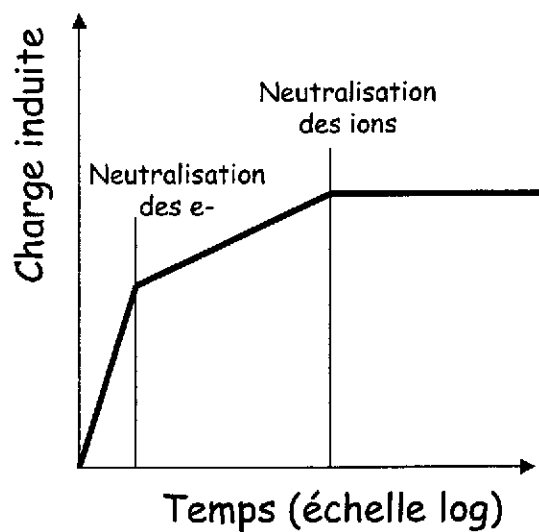


FIG. 17: Allure temporelle du signal induit dans un détecteur gazeux, sans multiplication des charges primaires.

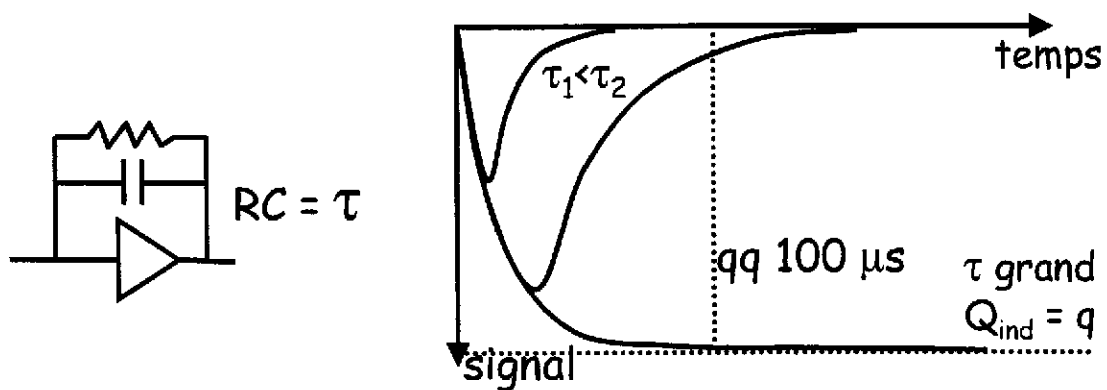


FIG. 18: Influence de la constante de temps d'un préamplificateur de charge sur l'allure du signal recueilli.

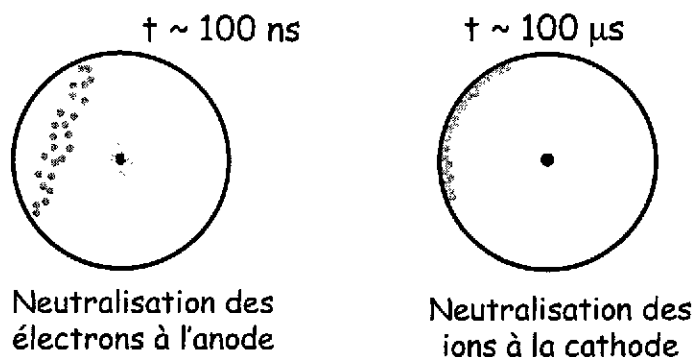


FIG. 19: *Dérive des charges produites par le passage d'une radiation à $t = 0$ dans le régime de chambre d'ionisation.*

le champ est suffisamment intense pour séparer les paires électron-ion et pour en assurer la collection sans multiplication. Ils permettent donc une mesure directe de la perte d'énergie de la particule incidente dans le détecteur, par mesure de la charge induite.

Comme on l'a vu sur la figure 13, les électrons créés par la radiation parviennent les premiers à leur électrode, au bout d'un temps caractéristique de l'ordre de 100 ns. Il faut aux ions un temps beaucoup plus long, de l'ordre de la centaine de microsecondes (voir figure 19).

D'après ce qui précède, ces 100 μ s représentent le temps nécessaire à ce que la charge induite sur les électrodes soit égale, en valeur absolue, à la charge créée par le passage de la radiation incidente et donc représentative du dépôt d'énergie. Pour une mesure de la charge totale, la constante de temps RC du préamplificateur associé à la chambre d'ionisation doit donc être supérieure au temps de dérive des ions, 100 μ s, ce qui limite fortement le taux de comptage acceptable par l'ensemble détecteur + préamplificateur.

C'est pourquoi, dans de nombreux cas, les chambres d'ionisation fonctionnent en mode dit *sensible aux électrons*, c'est à dire qu'elles sont associées à un préamplificateur dont la constante de temps est courte et le signal mesuré est limité à la partie rapide de la figure 17, induite par les électrons avant leur neutralisation. Mais la charge intégrée, qui est induite par les électrons seuls, dépend alors du point d'impact de la particule incidente dans le détecteur ce qui entraîne une dégradation de la résolution en énergie d'autant plus importante que le détecteur est étendu. En effet, pour un dépôt d'énergie donné dans la chambre, si la radiation passe à proximité de l'anode, les électrons créés ne vont traverser qu'une petite partie de la différence de potentiel et n'induire qu'une faible fraction de la charge q initialement créée. A l'opposé, si la même particule passe à proximité de la cathode, les électrons traversent la presque totalité de la différence de potentiel et la charge qu'ils induisent vaut pratiquement q .

Pour pallier à ce problème, une structure appelée grille de Frisch (voir figure 20) est introduite dans le détecteur, entre l'anode et la cathode. Il s'agit littéralement d'une grille, ou bien de fils tendus, portée à un potentiel intermédiaire, entre 0 et V_0 . Son rôle est celui d'un écran électrostatique, elle masque à l'anode le mouvement des électrons dans la zone située entre cathode et grille. Ainsi, il apparaît un signal induit sur l'anode seulement à partir de l'instant où les électrons ont franchi la grille (voir figure 20). Pour un dépôt d'énergie donné,

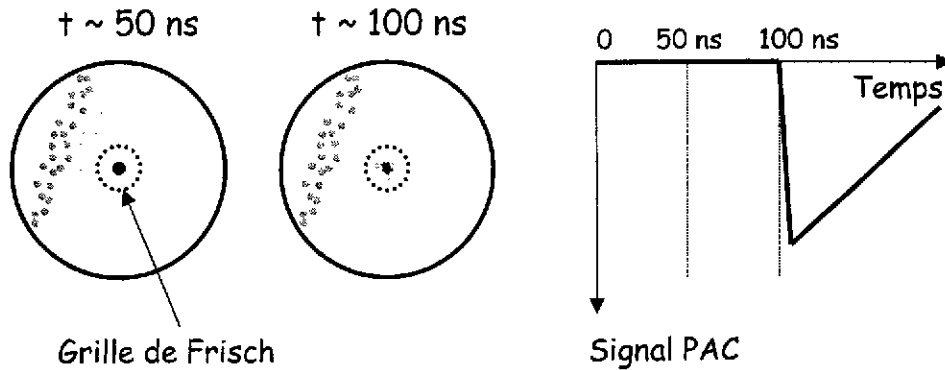


FIG. 20: *Effet d'une grille de Frisch sur l'induction par le mouvement des électrons d'un signal sur l'anode.*

la dépendance de la charge induite par les électrons avec la position d'impact est donc levée. Le signal vu sur l'anode est sensible uniquement à la quantité de charge créée dans la chambre et transmise au travers de la grille. Il subsiste cependant une légère dépendance en position pour les particules passant dans l'espace situé entre grille et anode, mais cet espace est de petite dimension, et l'effet est négligeable devant les autres contributions à la résolution en énergie.

Avec ce dispositif, il est donc possible d'utiliser un PAC avec une constante de temps courte et conserver de bonnes performances de mesure d'énergie. La conception du détecteur est alors un peu plus complexe et les paramètres de la grille doivent être optimisés pour obtenir le meilleur compromis écrantage/transmission.

Les chambres d'ionisation permettent donc une mesure directe de l'énergie déposée par les particules incidentes, sans gain. La perte d'énergie doit donc être suffisamment importante pour obtenir un signal électrique exploitable. Ce type de détecteur est assez lent, malgré l'utilisation de la grille de Frisch et il n'offrent donc pas de mesures de temps très performantes.

Les compteurs proportionnels : En conservant la même géométrie de compteur cylindrique et en augmentant la tension appliquée par rapport à celle utilisée dans une chambre d'ionisation, on obtient un compteur proportionnel dont le comportement est complètement différent, du fait de la structure du champ à la proximité de l'anode. Le détecteur fonctionne dans le régime de la zone III de la figure 14. Au voisinage du fil anode (à une distance de quelques rayons a), le champ électrique est très intense et les électrons acquièrent une énergie suffisante pour ioniser à leur tour le gaz en produisant des électrons secondaires, qui peuvent eux aussi être suffisamment accélérés pour provoquer de nouvelles ionisations : il se produit une "avalanche" (figure 21).

Pour estimer le coefficient de multiplication M , on considère qu'un électron produit un autre électron par ionisation au bout d'un libre parcours moyen $l = \alpha^{-1}$. Après un second libre parcours moyen, les deux électrons vont produire deux nouveaux électrons, et ainsi de suite. Si n électrons sont présents à une position donnée, l'augmentation du nombre

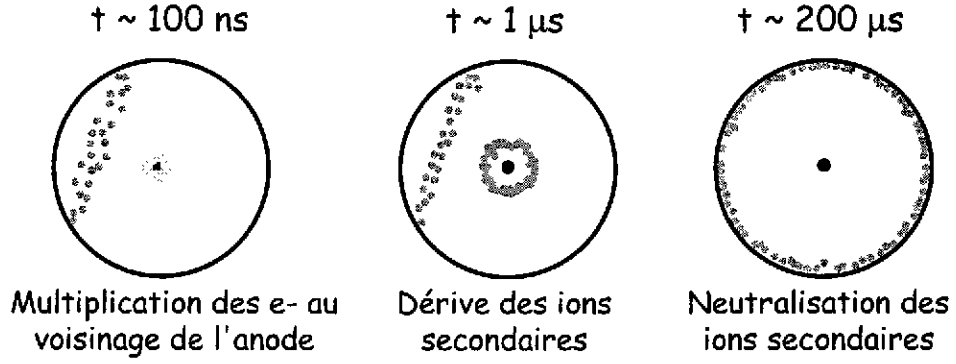


FIG. 21: Chronologie du fonctionnement d'un compteur proportionnel.

d'électrons au bout d'un parcours dx s'écrit :

$$dn = n\alpha \times dx$$

soit, après intégration sur tout le parcours des charges :

$$n = n_0 \exp(\alpha x)$$

Le premier coefficient de Townsend, α , est ainsi défini. Il est caractéristique de la géométrie, du gaz et de la pression utilisés. Dans le cas d'un compteur cylindrique, le champ n'est pas uniforme et $\alpha = \alpha(x)$. Le coefficient de multiplication des charges M s'écrit alors :

$$M = \exp \left[\int_x^{x+\Delta x} \alpha(x) dx \right]$$

Townsend donne une évaluation empirique de α , qui est valable lorsque celui-ci reste faible :

$$\frac{\alpha}{P} = A \exp \left(-\frac{BP}{E} \right)$$

où A et B sont des constantes qui dépendent du gaz utilisé. Concrètement, dans un compteur proportionnel, le coefficient de multiplication lors de l'avalanche peut atteindre $10^6 - 10^7$.

Dans ce type de détecteur, ce sont les ions secondaires qui contribuent le plus au signal. En effet, la majorité des électrons (c'est à dire les électrons secondaires) est créée très près de l'anode lors de l'avalanche : leur contribution au signal est négligeable car ils ne traversent qu'une faible fraction de la différence de potentiel. Les ions secondaires vont, eux, traverser la totalité de l'espace inter-électrode. Ils induisent donc, sur la totalité de leur parcours, une charge q_{ions} égale à leur nombre que multiplie la charge élémentaire. Le temps de dérive correspondant est de l'ordre de plusieurs centaines de microsecondes. Néanmoins, au voisinage de l'anode, le gradient de champ est très intense et on peut montrer qu'une fraction importante de q_{ions} est induite dans les premiers instants de la dérive. Le temps de montée du signal associé est très court. Ainsi, on a :

$$q_{ind}(500 \text{ ns}) = \frac{q_{ions}}{2}$$

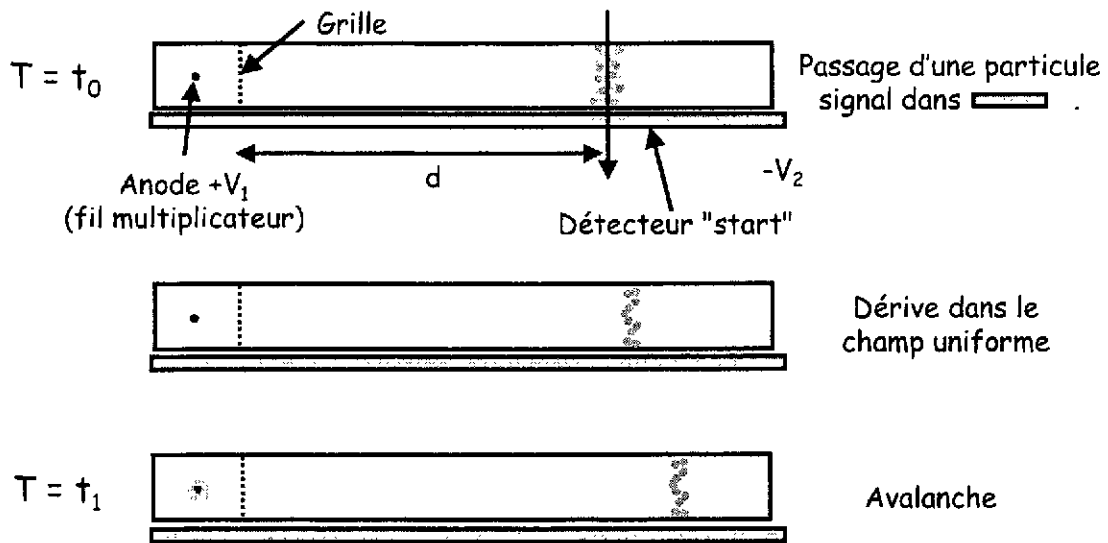


FIG. 22: Schéma de principe d'une chambre à dérive.

Comme dans le cas des chambres d'ionisation, il est donc possible d'utiliser un préamplificateur avec une constante de temps courte, mais cette fois-ci sans adjonction d'une électrode supplémentaire.

En résumé, les compteurs proportionnels offrent un gain important, permettant la détection de particules déposant très peu d'énergie dans le détecteur. Le signal est très rapide, ce qui les rend très appropriés à la prise de temps.

Les chambres à dérive : Une chambre à dérive permet de déterminer le point de passage de la particule incidente en mesurant le temps de dérive des électrons produits par ionisation. Elle se compose de deux zones distinctes, comme on peut le voir sur la figure 22 :

- une zone de champ uniforme, appelée zone de dérive, située entre une cathode portée à un potentiel $-V_2$ et une grille de Frisch
- une zone d'amplification autour d'un fil anode porté à un potentiel $+V_1$, qui n'est autre qu'un compteur proportionnel

La chambre à dérive est systématiquement associée à un autre détecteur, de préférence rapide, qui donne le temps de passage de la particule incidente et donc le point de départ de la mesure de temps de dérive, à $T = t_0$.

Sous l'effet du champ électrique dans la zone de dérive, les électrons se dirigent vers la grille de Frisch. Dans certaines conditions de pression et de tension, leur vitesse de déplacement v_d est constante. Durant ce mouvement, la grille de Frisch écran le mouvement des charges du point de vue de l'anode qui ne voit aucun signal. À l'instant t_1 , les électrons parviennent au voisinage du fil, il se produit une avalanche et un signal est induit sur l'anode.

La mesure du temps écoulé entre l'apparition d'un signal dans le détecteur start et à l'anode permet de localiser le point de passage de la particule :

$$d = v_d(t_1 - t_0)$$

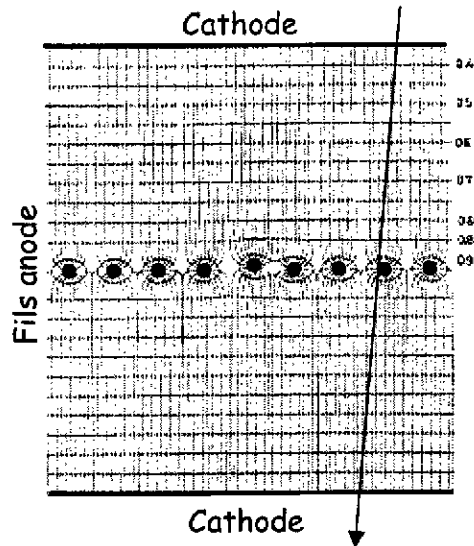


FIG. 23: Structure d'une chambre proportionnelle multifils. Ligne de champ et équipotentiels. Figure d'après [Cha79].

Un tel dispositif permet la localisation, dans une direction, du point de passage d'une particule avec une résolution qui peut atteindre $100\ \mu\text{m}$, sur des distances allant jusqu'à 50 cm, soit avec une couverture d'angle solide très importante. La conception et la réalisation sont relativement simples. Il faut cependant s'assurer de maintenir un champ uniforme dans la zone de dérive. L'inconvénient majeur de ce type de détecteur est le temps mort provenant du temps de dérive des électrons, qui est d'autant plus grand que la distance est longue. Cependant, avec une électronique spécifique et l'association de deux chambres à dérive, le taux de comptage effectif peut être significativement augmenté.

Une mesure de position dans la direction perpendiculaire à la précédente peut également être réalisée en plaçant une cathode segmentée en vis à vis du fil anode ou en lisant les signaux à chaque extrémité de la cathode. La chambre à dérive permet alors une localisation dans un plan (x,y) perpendiculaire à la trajectoire de la radiation incidente.

Les chambres proportionnelles multifils (MWPC) : En 1968, G. Charpak et ses collaborateurs [Cha68] ont montré qu'un ensemble de fils anodes disposés entre deux plans cathodiques parallèles (voir figure 23) se comporte comme autant de compteurs proportionnels indépendants.

Ainsi, une particule traversant un tel détecteur produit par ionisation des électrons qui vont, en suivant les lignes de champ, se diriger vers le fil anode le plus proche de la trajectoire incidente. Une avalanche se produit au voisinage de ce fil, sur lequel est induit le signal.

Ce dispositif permet d'obtenir des détecteurs de plus grande surface qu'un simple compteur cylindrique. Dans ces détecteurs, la résolution sur la mesure de la position correspond au pas des fils. La réponse est beaucoup plus rapide que celle d'une chambre à dérive car l'espace cathode-anode peut être réduit. Le taux de comptage accessible est de l'ordre de 10^4 particules par seconde et par cm^2 . Les MWPC permettent également une très bonne prise de temps car elles fonctionnent comme un compteur proportionnel. Comme dans les chambres

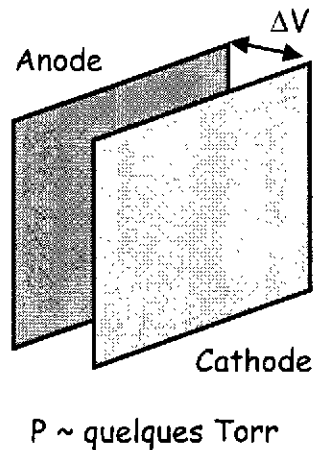


FIG. 24: Schéma d'une plaque parallèle à avalanche.

à dérive, une mesure de position dans une deuxième direction est possible en segmentant les plans cathodiques dans la direction perpendiculaire aux fils anodes.

L'inconvénient majeur de ces chambres à fils est la complexité de fabrication, en particulier la tension et l'alignement des fils dont le diamètre est de l'ordre de la dizaine de microns. Au centre de la figure 23, on peut par exemple constater l'effet du mauvais alignement d'un fil, qui perturbe les lignes de champ du fil voisin.

Plaques parallèles à avalanche (PPAC) : Ces détecteurs sont de structure très simple puisqu'ils sont constitués de deux électrodes planes parallèles, d'où leur nom (Parallel Plate Avalanche Counters en anglais). Un gaz (souvent de l'iso-butane C_4H_{10}) à très faible pression, quelques Torr, circule dans l'espace anode-cathode.

La très faible pression conduit à un champ réduit E/P très élevé. En effet, à pression atmosphérique, les valeurs maximales de E/P sont de 10 à 50 V/(cm . torr) alors qu'à basse pression, des valeurs de 500 à 1000 et parfois plus sont facilement atteintes. Les conséquences sur le fonctionnement des détecteurs sont importantes. La diminution de pression augmente le libre parcours moyen des électrons entre deux chocs. De ce fait, leur vitesse de dérive est plus élevée que dans les compteurs à pression atmosphérique et ils atteignent des énergies instantanées importantes, de l'ordre de 100 eV. Ils sont alors suffisamment énergétiques pour ioniser le gaz, d'autant plus que dans ce régime, c'est la section efficace d'ionisation qui domine celles des autres processus (excitation en particulier), comme on peut le voir sur la figure 25. Il y a alors avalanche, sans la présence d'un fil multiplicateur.

Du fait de la vitesse de dérive élevée, le temps de réponse du détecteur est très court, ce qui autorise des taux de comptage élevés et de bonnes prises de temps. Ces détecteurs sont peu interceptifs et peuvent donc être placés sur la trajectoire des particules fortement ionisantes sans la perturber. Ils ne peuvent être utilisés que sous vide, du fait de la très faible pression nécessaire à leur fonctionnement. Des mesures de position peuvent être réalisées en segmentant les électrodes ou bien en réalisant des mesures aux quatre coins des plans puis en calculant le barycentre des signaux par exemple.

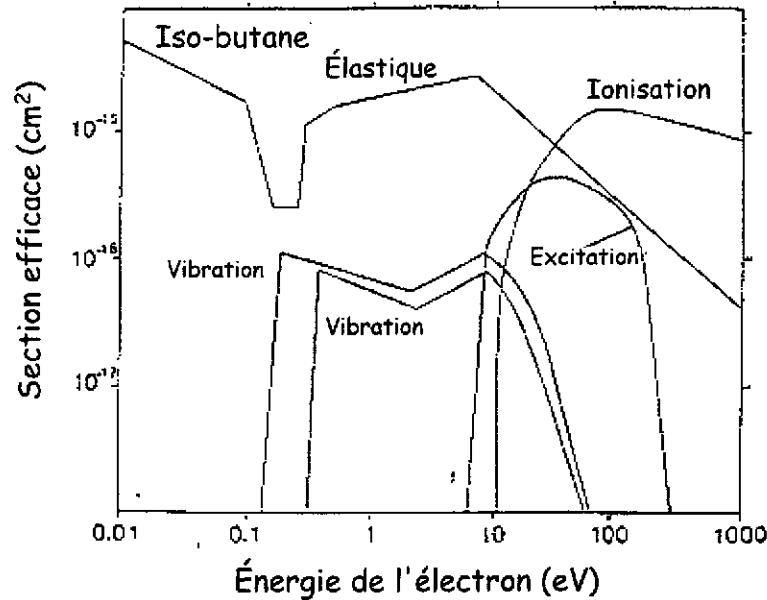


FIG. 25: Sections efficaces de réaction avec les molécules d'iso-butane en fonction de l'énergie des électrons. Figure tirée de [Bia88].

2.2.2 Les détecteurs basés sur les semi-conducteurs

Les détecteurs basés sur les matériaux semi-conducteurs sont très fréquemment employés pour la détection de particules chargées, mais aussi pour celles des photons, comme on le verra dans la partie 3. Comme les détecteurs gazeux, ils fonctionnent grâce à l'ionisation provoquée par le passage des particules incidentes et à la collection des charges ainsi créées. Du point de vue des particules chargées, ils présentent plusieurs avantages par rapport au milieu gazeux :

- Leur densité est plus élevée. Par exemple, la densité de l'air à 20 °C et à pression atmosphérique est $\rho_{air} = 0.0012 \text{ g/cm}^3$, à comparer à celle du silicium qui vaut $\rho_{Si} = 2.32 \text{ g/cm}^3$. Pour une épaisseur équivalente en cm, leur pouvoir d'arrêt est donc plus important et il sera plus facile d'arrêter et donc de caractériser des particules énergétiques.
- L'énergie de création d'une paire est beaucoup plus faible dans les semi-conducteurs. Dans l'air, il faut $W_{air} = 33.8 \text{ eV}$ alors qu'il suffit de $W_{Si} = 3.6 \text{ eV}$ dans le silicium. À dépôt d'énergie constant, le nombre de porteurs de charge est plus grand dans les semi-conducteurs. Les fluctuations statistiques ont donc moins d'influence et la résolution en énergie est de manière générale bien meilleure.

Les détecteurs à semi-conducteurs ont bénéficié en outre des grands progrès technologiques réalisés en électronique et micro-électronique, ce qui permet d'obtenir aujourd'hui des matériaux très performants du point de vue de la détection ainsi que des structures très complexes. Ils ne présentent pas cependant que des avantages puisque leur coût est bien souvent très élevé et que leur structure cristalline les rend très sensibles aux dégâts provoqués par les rayonnements.

Dans cette partie, les semi-conducteurs sont présentés de manière générale, en insistant sur les points qui les différencient des conducteurs et des isolants. Les matériaux dopants, de type n et p , et leur influence sur le schéma de niveaux sont introduits, afin d'expliquer le fonctionnement des détecteurs semi-conducteurs à travers un exemple, la jonction p^+n . Les différentes catégories de détecteurs rencontrés en physique nucléaire sont ensuite décrits, pour finir sur un exemple concret d'ensemble de détection, MUST, qui illustre les potentialités des semi-conducteurs pour la détection de particules chargées, avec la mesure d'énergie, la localisation et la prise de temps.

Pour une description plus détaillée et plus théorique des détecteurs utilisant des semi-conducteurs, on pourra consulter par exemple [Sta74], [Sze81] et [Bou94].

Semi-conducteurs, résistivité et schéma de niveaux : Comme on peut le voir sur la figure 26, les solides peuvent être classés suivant une échelle de résistivité, ou de conductivité qui est son inverse. La conductivité est une grandeur qui reflète la capacité d'un matériau à conduire un courant lorsqu'une différence de potentiel lui est appliquée. Elle est donc haute pour un métal et faible pour un isolant. Les semi-conducteurs se situent entre ces deux extrêmes. Ceux qui sont utilisés pour la détection de radiation sont en général cristallins. Les plus utilisés en physique nucléaire sont le germanium et le silicium, mais des cristaux comme le GaAs, le CdTe, le HgI₂ ou encore le diamant connaissent aujourd'hui un développement important.

La propriété macroscopique de conductivité peut être reliée à un aspect plus microscopique des matériaux, qui est la répartition en bandes d'énergie des niveaux accessibles aux électrons, comme on peut le voir sur la figure 26. Les niveaux d'énergie dans un cristal se répartissent donc en groupes, séparés du groupe suivant par une zone vide de niveau d'énergie de largeur variable. La dernière bande occupée par les électrons est appelée bande de valence (BV). Dans cette bande, les électrons sont liés aux atomes du cristal. La bande suivante est la bande de conduction (BC), dans laquelle les électrons peuvent se mouvoir librement, et entre les deux se situe une bande interdite (BI) ou *gap*.

Dans un isolant, la BV est totalement occupée, le niveau de Fermi se trouve dans la bande d'énergie interdite. La largeur de la BI, qui est appelée *energy gap* E_g , est importante : son ordre de grandeur est la dizaine d'eV. Ce qui signifie qu'il faut communiquer au moins cette quantité d'énergie à un électron pour qu'il puisse se déplacer dans la BC et donc pour que le matériau puisse conduire un courant.

Dans un métal ou un conducteur, il y a recouvrement entre la BV et la BC, le niveau de Fermi se trouve donc au milieu d'une bande d'énergie permise, qui est une bande de conduction. Les électrons peuvent se déplacer librement sous l'action d'une différence de potentiel.

Dans un semi-conducteur, la dernière bande est totalement remplie, comme dans un isolant, mais la largeur de la bande interdite est significativement plus petite, de l'ordre de 1 eV. À température ambiante, l'agitation thermique est suffisante pour faire passer des électrons de la BV vers la BC, et le matériau devient faiblement conducteur.

Le passage de l'électron dans la BC laisse un atome du cristal ionisé et donc une place vacante dans la BV. Lorsque le cristal est soumis à une différence de potentiel, les électrons vont passer de proche en proche d'un atome à un ion et l'ion se déplace apparemment dans la direction opposée. Tout se passe comme si une charge positive, appelée *trou*, se déplaçait dans

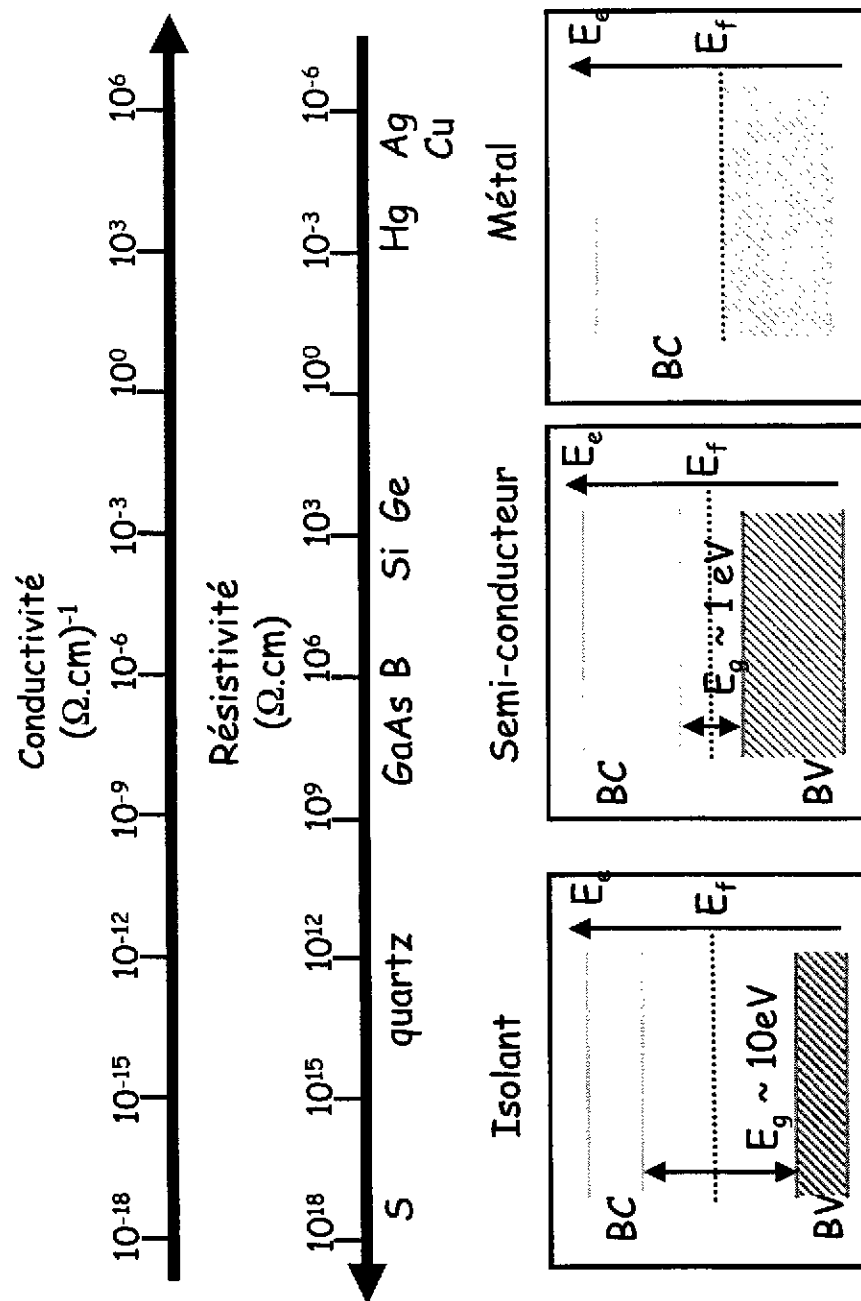


FIG. 26: Classification des solides suivant leur conductivité ou leur résistivité. Niveaux d'énergie.

Semi-conducteur	Largeur de la bande interdite E_g (à 300 K)	Énergie de création de paire
Si	1.12 eV	3.61 eV (300 K)
Ge	0.67 eV	2.96 eV (90 K)
Diamant C	5.47 eV	13.2 eV (300K)
GaAs	1.43 eV	4.27 eV
CdTe	1.5 eV	4.43 eV (300 K)
HgI ₂	2.1 eV	4.15 eV

TAB. 2: Récapitulatif des largeurs de gap et de l'énergie de création de paire pour différents matériaux semi-conducteurs.

le sens inverse de l'électron. La paire électron-trou est l'équivalent pour les semi-conducteurs de la paire électron-ion dans les gaz. Mais les trous n'étant qu'une manifestation du mouvement des électrons, leur mobilité n'est pas très différente de celle des électrons, alors que les ions se déplacent beaucoup plus lentement que les électrons dans un gaz. Le tableau 2 récapitule les valeurs de E_g et l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron-trou dans divers semi-conducteurs utilisés pour la détection de rayonnements ionisants.

À température ambiante, dans un cristal intrinsèque (c'est à dire sans impureté) de semi-conducteur, il y a une concentration n (pour négatif) d'électrons dans la bande de conduction. Par neutralité électrique, la concentration p (pour positif) en trous est égale :

$$n = p$$

Sous l'effet d'une différence de potentiel, ces charges se déplacent en sens inverse et il y a apparition d'un courant. Cette propriété est rédhibitoire pour la détection. En effet, une particule traversant un semi-conducteur va ioniser le cristal et faire passer des électrons dans la BC. Il y a création d'un certain nombre de paires électron-trou. La collection de ces charges par application d'une tension sera noyée dans le mouvement des porteurs libres présents naturellement dans le cristal par agitation thermique. Concrètement, dans un cristal de silicium de 1 mm d'épaisseur et de 1 cm² de surface, l'application d'une tension de 500 V provoque l'apparition d'un courant de 0.1 A, qu'il faut comparer au courant de 1 μ A généré par le passage d'une radiation ionisante.

Il est donc impossible d'utiliser un semi-conducteur intrinsèque pour la détection (sauf s'il s'agit d'un semi-conducteur "grand gap" comme le diamant, dans lequel la génération thermique de porteurs est négligeable).

Dopage des semi-conducteurs : L'introduction contrôlée d'impuretés dopantes dans le cristal, dans des sites normalement occupés par les atomes du cristal intrinsèque, permet de se tirer de ce mauvais pas et de rendre les semi-conducteurs utilisables pour la détection de radiations ionisantes. Pour le silicium et le germanium, on distingue deux types de dopants (voir figure 27) :

- les atomes du groupe V (phosphore ou arsenic par exemple) qui sont pentavalents, par opposition au silicium ou au germanium qui sont tétravalents. L'électron de l'impureté restant, qui n'est pas engagé dans une liaison avec les atomes voisins, peut être

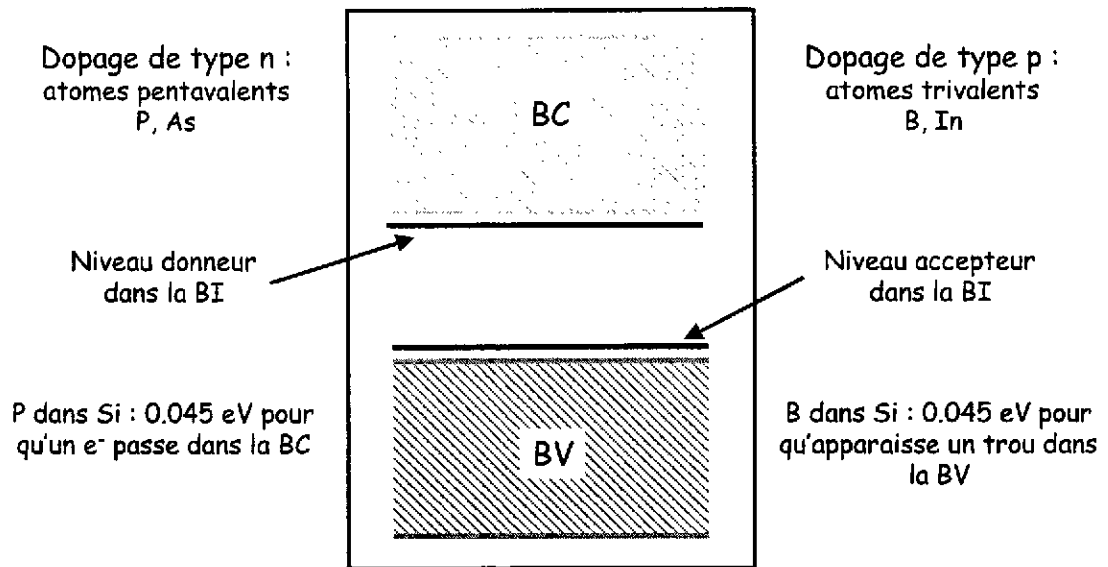


FIG. 27: Introduction d'impuretés dopantes dans un cristal de silicium ou de germanium. Création de niveaux d'énergie dans la bande interdite.

facilement arraché et passer dans la BC. Pour une impureté de P dans du Si, il suffit de 0.045 eV soit une énergie du même ordre que l'agitation thermique à température ambiante (~ 0.025 eV à 300 K). L'introduction d'un tel atome dans le cristal crée un niveau donneur d'électrons dans la BI, proche de la BC. L'impureté constitue un centre donneur fixe. La concentration en électrons est alors supérieure à la concentration en trous et augmente avec la concentration en impuretés : le semi-conducteur est alors de type n ($n > p$), les porteurs de charges mobiles majoritaires sont des électrons.

- les atomes du groupe III (bore ou indium par exemple) qui sont trivalents. Dans leur cas, il manque un électron pour remplir la bande de valence et il y a donc un excès de trous dans le cristal. L'impureté crée un niveau accepteur d'électron dans la BI, proche de la BV, vers lequel les électrons seront facilement excités. Pour une impureté de B dans du Si, il suffit là encore de 0.045 eV. L'atome dopant constitue un centre accepteur fixe. En présence de tels dopants, la concentration en trous est supérieure à la concentration en électrons, les trous sont les porteurs de charge mobiles majoritaires et le semi-conducteur est de type p ($p > n$).

Le dopage du cristal semi-conducteur crée donc des porteurs de charge mobiles supplémentaires et augmente la conductivité du cristal, mais ceci ne permet toujours pas de réaliser la détection dans de bonnes conditions. La situation est donc a priori encore pire ... Mais :

La jonction p^+n : Le fonctionnement de la plupart des détecteurs utilisés en physique nucléaire repose sur les propriétés de la jonction p^+n . La jonction, illustrée sur la figure 28, est constituée d'une région n enrichie en impuretés donneuses d'électrons, avec entre $N_D = 10^{12}$ et 10^{14} atomes dopants par cm^3 , au contact d'une région p^+ , le + signifiant qu'elle est très enrichie en impuretés acceptrices avec typiquement $N_A = 10^{18}$ atomes dopants par cm^3 . Concrètement, cette structure peut être réalisée par implantation ionique d'impuretés p

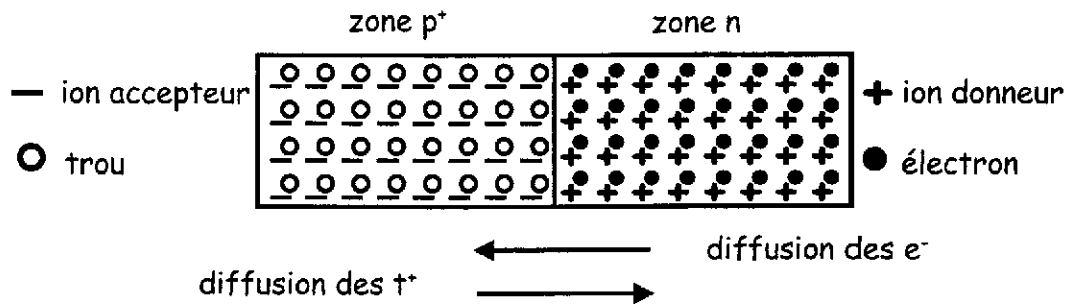


FIG. 28: Jonction p^+n avant équilibre.

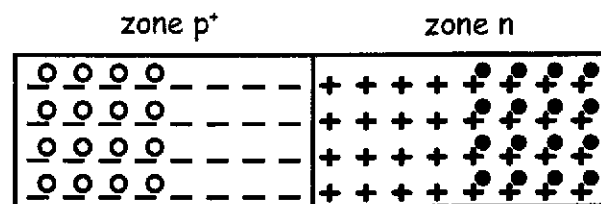


FIG. 29: Jonction p^+n à l'équilibre.

dans un cristal initialement de type n , suivie d'un recuit qui restaure la structure cristalline. L'énergie des ions implantés permet de contrôler l'épaisseur de la région p^+ .

Du fait des différences de concentration en électrons et en trous dans les deux régions et des différences d'énergie des niveaux occupés, les charges mobiles se mettent en mouvement : les trous de la région p^+ diffusent vers la zone n et les électrons de la région n diffusent vers la zone p^+ .

Les électrons diffusant se recombinent avec les trous rencontrés dans la région p^+ alors que les trous capturent les électrons de la région n . Grâce à ce processus de recombinaison, les deux régions étant initialement électriquement neutres, deux zones distinctes de charge d'espace apparaissent dans le cristal (figures 29 et 30). Ainsi, la zone n est chargée positivement du fait des ions dopants qui ont perdu leur électron et la zone p^+ apparaît chargée négativement à cause des électrons qui l'envahissent. Ces porteurs de charges sont fixes car ce sont les atomes des impuretés, qui sont substitués à des atomes de silicium ou de germanium. Du fait de l'importance de la concentration N_A de la zone p^+ par rapport à N_D de la zone n , la région de charge d'espace s'étend plus profondément dans le semi-conducteur de type n .

L'apparition de charge d'espace s'accompagne d'un champ électrique, dirigé de n vers p . Ce champ s'oppose à la diffusion naturelle des porteurs mobiles et une phase d'équilibre est atteinte. Une différence de potentiel V_0 , appelé potentiel de contact, s'installe. La zone située à la jonction des deux régions est désertée ou déplétée de porteurs mobiles et possède donc une résistivité très importante.

C'est cette caractéristique de déplétion qui est exploitée pour la détection. Les charges créées par le passage d'une radiation ionisante dans la zone de charge d'espace ne sont plus noyées dans un nombre élevé de porteurs mobiles, elles se séparent sous l'effet du champ et

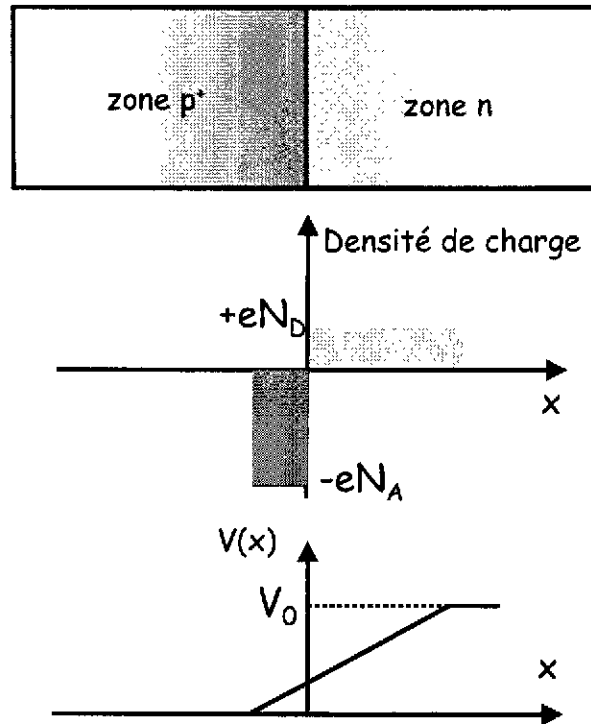


FIG. 30: Densité de charge et potentiel dans une jonction p^+n à l'équilibre.

migrent vers les bords de la zone déplétée, où sont placées des électrodes. Le mouvement des électrons et des trous induit sur ces électrodes, suivant le même principe que pour les détecteurs gazeux, un signal proportionnel à l'énergie déposée : on est en présence d'une chambre d'ionisation solide.

Dans la pratique, l'épaisseur naturellement déplétée de la jonction p^+n est faible, la zone utile pour la détection est donc réduite et le champ est trop peu intense pour assurer une collection efficace des charges. Il y a un fort taux de recombinaison des paires électron-trou. Une polarisation dite "inverse" est donc appliquée sur les électrodes du détecteur (voir figure 31). Son effet s'ajoute à celui du champ naturellement créé. Plus la tension V_{ext} est élevée et plus la zone déplétée soit l'épaisseur w de la zone de détection, est importante. En effet, on peut montrer que :

$$w \propto \sqrt{V_{ext}/N_D}$$

Plus la concentration N_D en impuretés donneuses dans la zone n est faible, plus l'épaisseur de la zone déplétée est importante.

La pureté, et donc la haute résistivité du cristal (qui est proportionnelle à $1/N_D$) sont des paramètres essentiels pour la fabrication de détecteurs. L'application d'une polarisation suffisante permet de dépléter totalement le détecteur et si la résistivité du matériau est grande, il est possible de le "surpolariser" afin de diminuer le temps de collection des charges et donc d'améliorer les performances de prise de temps. Il existe bien sûr une limite supérieure à la différence de potentiel qui peut être appliquée, au delà de laquelle des claquages qui peuvent avoir des conséquences irréversibles apparaissent. Cette tension limite est une fonction décroissante de la concentration en impuretés du cristal.

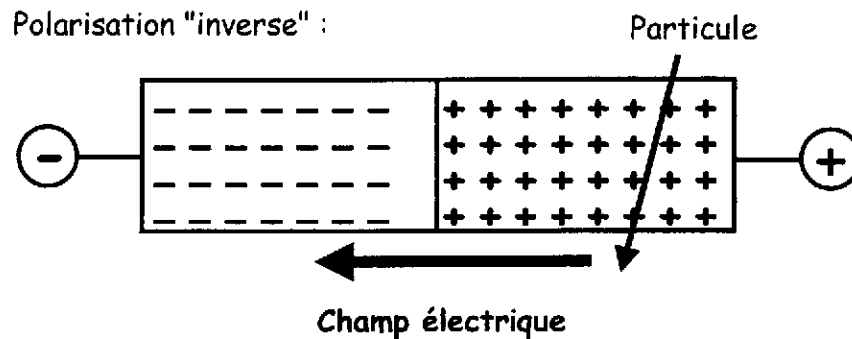


FIG. 31: Application d'une polarisation inverse à une jonction p^+n . Déplétion totale du détecteur.

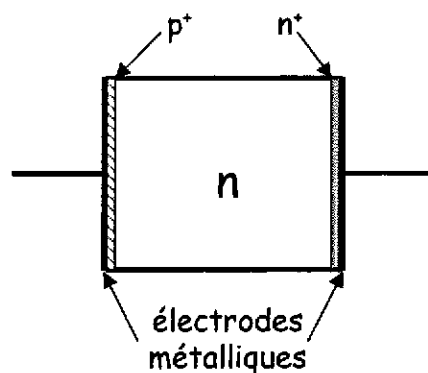


FIG. 32: Structure d'un détecteur semi-conducteur à jonction.

Bien que la résistivité de la zone déplétée soit élevée, l'application de la polarisation extérieure s'accompagne de l'apparition d'un courant inverse, principalement dû à la génération thermique de paires électron-trou dans la zone de charge d'espace ainsi qu'au mouvement des porteurs de charge minoritaires de chaque région (trous de la région n et électrons de la région p).

La zone dépourvue de porteurs de charge mobiles s'étendant principalement dans la zone n , la région p^+ constitue une zone morte pour la détection. Les épaisseurs maximales de déplétion qui peuvent être obtenues avec des jonctions sont de l'ordre du millimètre.

En pratique, la réalisation d'une telle chambre d'ionisation solide nécessite une structure supplémentaire. En effet, le dépôt direct de métal sur un semi-conducteur pour former une électrode ne permet pas en général l'obtention d'un contact ohmique (voir le paragraphe 2.2.2). Pour obtenir un bon contact, il est nécessaire d'introduire une couche fortement dopée au contact avec le métal, comme le montre la figure 32.

Détecteurs à barrière de surface : Le principe de fonctionnement des détecteurs à barrière de surface repose sur le fait que la mise en contact d'un métal avec la surface oxydée d'un semi-conducteur (or avec silicium de type n ou aluminium avec silicium de type p) se comporte comme une jonction. La différence de niveau de Fermi des deux matériaux est

à l'origine d'un potentiel de contact, comme dans la jonction. Il se forme une zone déplétée, dont l'épaisseur peut être augmentée par application d'une polarisation inverse.

Détecteurs compensés, Si(Li) et Ge(Li) : La résistivité des semi-conducteurs étant limitée par la présence des impuretés et par la difficulté qu'il y a à les éliminer, il est difficile d'augmenter l'épaisseur de la région déplétée et donc du volume utile à la détection. Une alternative consiste à se rapprocher des caractéristiques du semi-conducteur idéalement pur en égalisant les concentrations en impuretés donneuses et acceptrices d'électrons. Cette méthode s'appelle la compensation.

Le procédé employé est la diffusion d'ion lithium, qui est donneur d'électrons, dans un semi-conducteur de type p , qui contient majoritairement des impuretés acceptrices. L'ion lithium est petit devant la maille du réseau cristallin et s'y déplace facilement. Le lithium est donc un dopant interstitiel, qui ne se substitue pas aux atomes du cristal. La diffusion dans le semi-conducteur se fait à haute température, sous l'effet d'un champ électrique, l'arrêt du processus étant déterminé par l'obtention d'une résistivité élevée.

L'avantage de ce type de détecteur est d'offrir des zones déplétées plus larges qu'avec une jonction, avec des profondeurs de l'ordre du centimètre. L'inconvénient majeur est que le lithium étant une impureté interstitielle, il faut contrôler son état de diffusion sur toute la durée de vie du détecteur. En particulier, les détecteurs Ge(Li) doivent être maintenus à la température de l'azote liquide même en dehors de leur utilisation.

Détecteurs Ge de haute pureté HPGe : Dans le cas particulier du germanium, les techniques modernes permettent d'atteindre de très hauts niveaux de pureté : jusqu'à seulement 10^{10} atomes d'impureté par cm^3 . Dans ce cas, le volume utile du détecteur, soit la zone désertée, est limitée par la taille des cristaux qu'il est possible de fabriquer. Il est ainsi aujourd'hui possible d'obtenir des détecteurs de 400 cm^3 de volume et des épaisseurs déplétées de plusieurs centimètres.

Étant donné le très faible gap du germanium (0.7 eV), à température ambiante, la génération thermique de porteurs induit un courant trop élevé lorsque le détecteur est polarisé. Ce type de détecteur fonctionne donc à la température de l'azote liquide et présente l'avantage, par rapport aux Ge(Li) qu'ils ont tendance à supplanter, de ne pas avoir à être refroidis en dehors des périodes d'utilisation.

MUST, un exemple de détection de particules chargées avec des semi-conducteurs :

Comme on l'a vu dans les paragraphes précédents, les détecteurs utilisant des semi-conducteurs fonctionnent sur le principe d'une chambre d'ionisation solide. La maîtrise de leur technologie de fabrication permet cependant d'aller bien au delà de la mesure d'énergie avec une bonne résolution. En effet, en utilisant des matériaux de haute résistivité, avec des électrodes de structure complexe, il est possible avec les semi-conducteurs de réaliser des mesures de position et de temps très performantes.

Afin d'illustrer ces possibilités, on a choisi (avec un peu de parti pris ...pardon ...) un exemple concret de détecteur : MUST (MUR à STrips) qui est destiné à la détection de particules légères, protons et deutons, de 0.5 MeV à quelques dizaines de MeV [Mus99]. La figure 33 présente une photographie de la moitié de l'ensemble. Il est constitué de huit

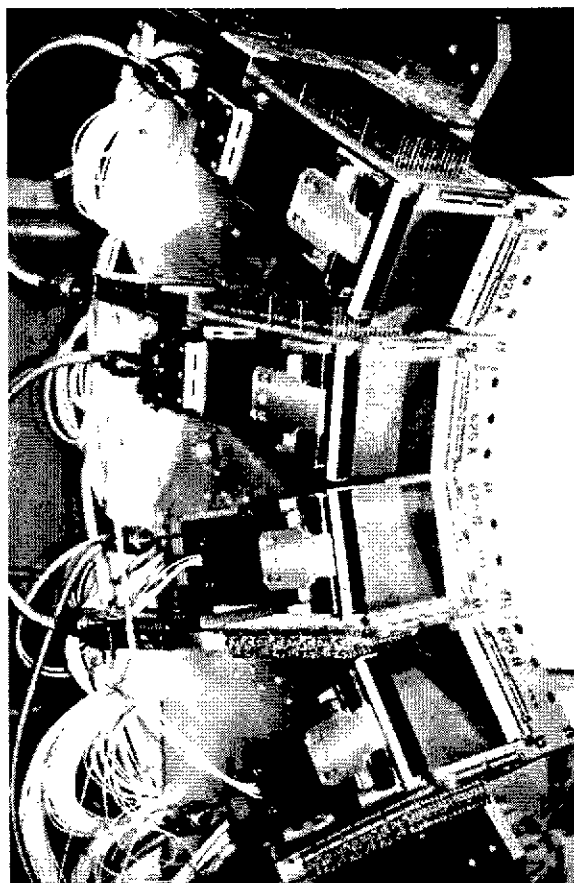


FIG. 33: Photographie de quatre modules du détecteur MUST.

modules identiques, chacun comprenant trois étages de détection, dont seuls les deux premiers sont semi-conducteurs :

- un détecteur silicium à pistes double face, de $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et $6 \times 6\ \text{cm}^2$. Ces détecteurs sont en fait une juxtaposition de jonctions p^+n indépendantes dans un même cristal de silicium. Les implantations p^+ et leurs électrodes forment 60 bandes de 1 mm de large sur la face d'entrée. Les électrodes de la face arrière (soit des zones n^+ avec de l'aluminium) sont elles aussi des bandes de 1 mm de large, au nombre de 60, disposées perpendiculairement aux précédentes.
- un détecteur silicium compensé au lithium, de même surface et de 3 mm d'épaisseur.

Chacun de ces détecteurs permet une mesure de l'énergie ou de la perte d'énergie des particules incidentes avec une résolution de 50 keV. Ceci permet une bonne identification des particules assez énergétiques par la méthode $(E, \Delta E)$, comme on peut le voir sur la figure 34. Pour les radiations moins énergétiques qui s'arrêtent dans le silicium à pistes, l'identification est possible car la résistivité du silicium employé est très élevée, autorisant la surpolarisation des détecteurs et donc une bonne prise de temps. Les particules sont identifiées par mesure de leur temps de vol par rapport à un détecteur référence et de leur énergie (voir figure 34, à droite). La résolution en temps est de 500 ps pour un dépôt d'énergie de 2.3 MeV, 1 ns pour 500 keV.

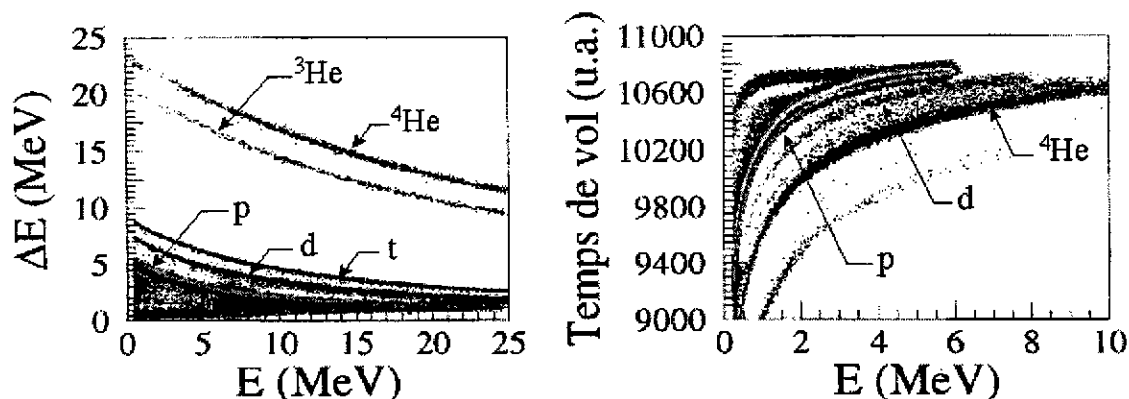


FIG. 34: Matrices d'identification obtenues avec le détecteur MUST. À gauche, identification par mesure de perte d'énergie dans le silicium à pistes et d'énergie dans le silicium compensé au lithium. À droite, identification des particules s'arrêtant dans le silicium à pistes par mesure de temps de vol et d'énergie.

Par ailleurs, la segmentation en pistes permet une localisation en deux dimensions des particules incidentes, avec une résolution correspondant au pas des pistes, soit 1 mm. Il faut noter que les performances de localisation des semi-conducteurs peuvent aller plus loin, avec l'utilisation de pistes moins larges, lues par groupes. La position est alors déterminée par division résistive des charges et les précisions peuvent atteindre quelques microns.

Cet exemple permet d'illustrer les potentialités des détecteurs semi-conducteurs pour la détection des particules chargées mais ils ont également une place prépondérante dans la détection des photons, pour laquelle les détecteurs au germanium offrent une résolution en énergie défiant toute concurrence, comme on le verra dans la partie suivante.

3 Les photons

Les photons se comportent dans la matière de manière radicalement différente des particules chargées. Comme ils ne portent pas de charge électrique, ils ne subissent pas l'interaction coulombienne à longue portée avec les électrons du cortège atomique, qui dans le cas des particules chargées conduit à une perte d'énergie continue, progressive et très probable.

Les photons ont avec la matière des interactions qui sont parfois qualifiées dans la littérature de "catastrophiques". Elles le sont en effet puisqu'elles modifient radicalement la trajectoire et l'énergie du photon incident, ou bien conduisent à sa disparition complète. De plus, ces interactions sont rares et les photons ont une probabilité non nulle de traverser n'importe quelle épaisseur de matière sans interagir. L'efficacité de détection des photons n'est donc pas de 100%. Ainsi, un photon de 10 MeV n'a que 14% de chances de subir une interaction à la traversée de 1 cm de germanium.

Les notions de parcours et de ralentissement définies dans le cas des particules chargées n'ont donc aucun sens pour les photons. Dans leur cas, on parlera de libre parcours moyen et d'atténuation. Soit σ la section efficace totale d'interaction d'un photon avec un atome du milieu considéré. La variation d'intensité d'un faisceau à la traversée d'une épaisseur dx

du matériau s'écrit :

$$-dI = I \times \sigma N \times dx$$

où N est le nombre d'atomes de masse atomique A par cm^3 . L'intensité du faisceau de photons varie donc avec l'épaisseur de la manière suivante :

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

où $\mu = \sigma N$.

μ est le coefficient d'absorption total. Le libre parcours moyen λ , défini comme la distance moyenne parcourue avant une interaction, lui est relié par :

$$\lambda = \frac{\int_0^\infty x e^{-\mu x} dx}{\int_0^\infty e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu}$$

Il correspond à l'épaisseur de matériau au bout de laquelle le flux incident est atténué d'un facteur $1/e$. Cette atténuation résulte de divers types d'interaction, avec chacun un coefficient d'absorption. μ est la somme de tous les coefficients d'absorption des divers processus d'interaction possibles, dont les principaux sont détaillés dans les paragraphes suivants.

Ces mécanismes ont pour conséquence la mise en mouvement de particules chargées, électrons et positrons. La détection des photons se décomposent donc en deux phases :

- une première phase de "conversion" en particules chargées. Le matériau employé devra donc favoriser une conversion efficace, avec une absorption maximale.
- une phase de détection des particules chargées secondaires produites. On est ramené à la problématique développée dans la première partie. Le matériau doit donc présenter les propriétés nécessaires à cette détection.

3.1 Interaction des photons avec la matière

3.1.1 Effet photoélectrique

Il s'agit de l'absorption d'un photon d'énergie $E = h\nu$ par un atome du milieu (voir figure 35), suivie par l'émission d'un électron du cortège atomique, qui emporte une énergie cinétique E_{e^-} telle que :

$$E_{e^-} = h\nu - E_l$$

où E_l est l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome. Cette énergie E_l est de l'ordre du keV dans les matériaux légers et de la dizaine de keV pour les milieux de Z élevé. L'effet photoélectrique est donc une réaction à seuil puisque le photon doit apporter une énergie au moins égale à E_l . En toute rigueur, pour respecter la conservation de l'impulsion, l'énergie cinétique se partage entre l'électron et l'atome ionisé. Cependant, l'électron étant beaucoup plus léger que l'ion, le recul de ce dernier peut être négligé.

Il est difficile de reproduire théoriquement la section efficace de l'effet photoélectrique. On peut montrer que :

$$\sigma_{photo} \propto (h\nu)^{-3.5} \times Z^5$$

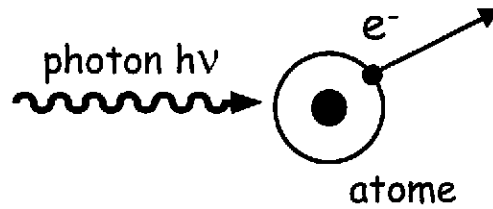


FIG. 35: Illustration schématique de l'effet photoélectrique.

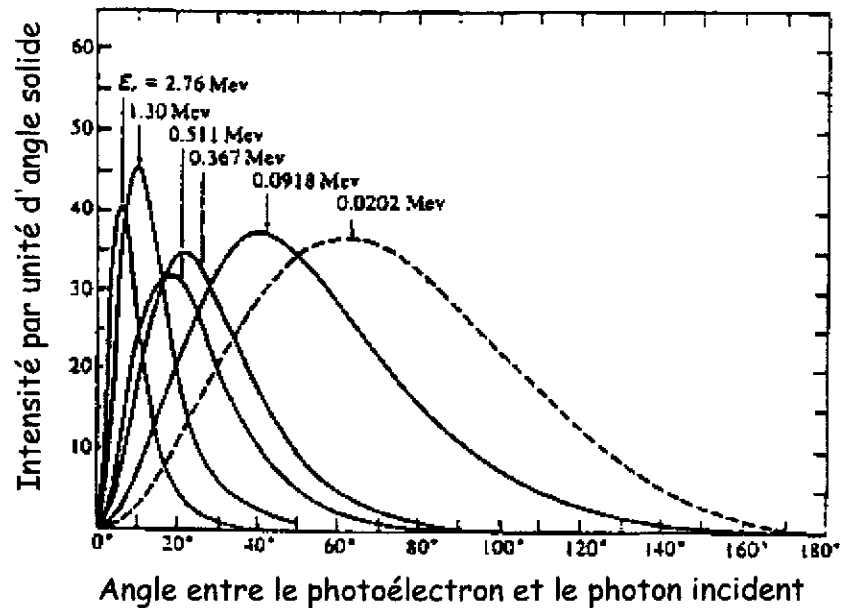


FIG. 36: Distribution angulaire des photoélectrons pour différentes énergies des photons incidents.

Elle décroît donc fortement avec l'énergie des photons incidents, mais présente une structure en dents de scie (voir figure 41), avec des discontinuités aux énergies de liaison des diverses couches ou sous-couches atomiques, qui traduisent l'augmentation du nombre d'électrons susceptibles de participer à l'effet photoélectrique. Au delà du seuil d'émission des électrons K, 80% de l'émission photoélectrique concerne les électrons de cette couche profonde.

La section efficace dépend fortement du numéro atomique du matériau. Le mécanisme est favorisé par les milieux de haut Z , dont l'utilisation sera donc privilégiée pour la protection et la détection. Comme on peut le voir sur la figure 36, l'émission des photoélectrons est d'autant plus focalisée vers l'avant que l'énergie des photons incidents est élevée.

L'émission de l'électron est suivie par un réarrangement du cortège atomique, par émission d'un photon X caractéristique ou bien d'un électron Auger. Ces particules sont généralement absorbées (suivant les modes d'interaction décrits ici) à proximité de leur lieu d'émission, mais il existe une probabilité non nulle d'échappement, plus importante pour les X.

L'effet photoélectrique présente donc un grand intérêt du point de vue de la détection ou de la protection puisque les photons incidents sont entièrement absorbés et que la mesure

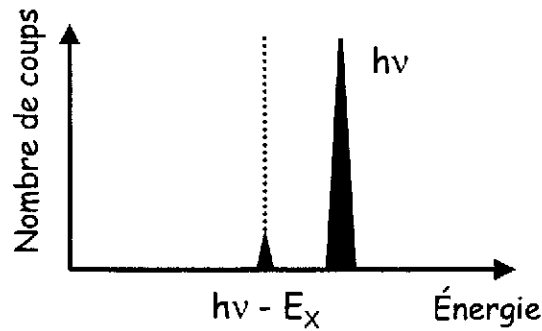


FIG. 37: Spectre en énergie mesuré résultant de l'effet photoélectrique dans un détecteur.

de l'énergie des électrons secondaires produits permet d'accéder à l'énergie de la radiation incidente. Dans un matériau hypothétique où les photons n'interagissent que par effet photoélectrique, on peut donc mesurer un spectre en énergie du type de celui qui est représenté sur la figure 37. Il comporte un pic principal centré sur l'énergie $h\nu$ des photons incidents et un pic de moindre intensité centré sur l'énergie $h\nu - E_X$ où E_X est l'énergie des X de réarrangement susceptibles de s'échapper.

3.1.2 Effet Compton

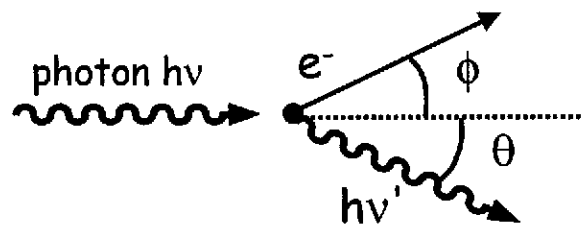


FIG. 38: Illustration schématique de l'effet Compton.

L'effet Compton est la diffusion élastique d'un photon d'énergie $h\nu$ sur un électron quasi-libre (voir figure 38), c'est à dire que l'énergie de liaison de l'électron à l'atome peut être négligée. C'est donc un processus qui intervient pour des énergies $h\nu$ supérieures aux énergie de liaison typiques. Le résultat de la réaction est la mise en mouvement d'un électron du milieu, qui emporte une fraction de l'énergie du photon incident sous forme d'énergie cinétique, mais, à la différence de l'effet photoélectrique, il subsiste un photon d'énergie $h\nu'$ en voie de sortie.

Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion permettent de déterminer l'énergie emportée par les partenaires de la réaction et leur angle de diffusion. Ainsi :

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

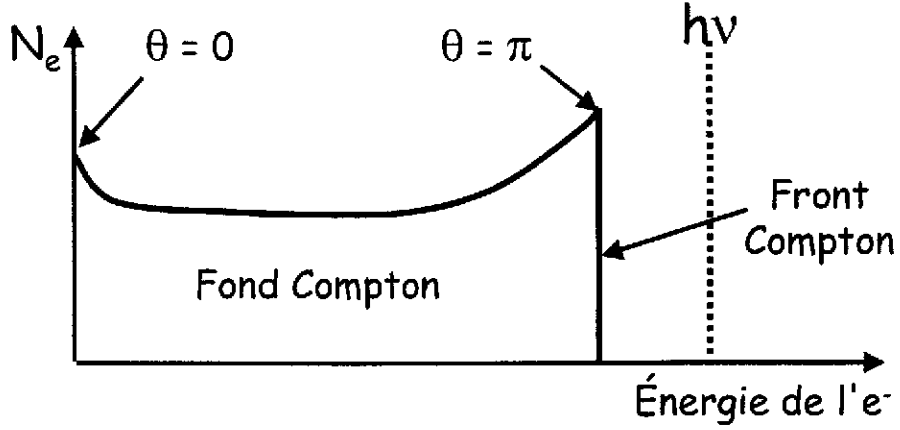


FIG. 39: Spectre en énergie mesuré résultant de l'effet Compton dans un détecteur.

où $m_e c^2$ est l'énergie de masse au repos de l'électron. L'énergie transférée dépend de l'angle de diffusion et les deux cas extrêmes correspondent à $\theta \rightarrow 0$ et $\theta = \pi$. Pour les petits angles de diffusion, l'énergie du photon diffusé est très proche de $h\nu$, l'électron n'emporte que peu d'énergie et le processus est donc peu efficace du point de vue de la détection. Pour $\theta = \pi$, le calcul donne :

$$E_{e^-} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_e c^2}{2h\nu}}$$

L'énergie transférée à l'électron est alors maximale mais elle reste inférieure à l'énergie du photon incident. Pour la détection, l'effet Compton est donc plutôt un mécanisme parasite, puisque la seule mesure de l'énergie de l'électron ne permet jamais de reconstruire $h\nu$. En effet, dans un matériau où se produirait uniquement l'effet Compton, le spectre en énergie obtenu pour un faisceau de photons monoénergétique serait du type de celui présenté sur la figure 39.

La spectre se présente sous la forme d'un continuum, appelé fond Compton, s'étendant de 0 à l'énergie maximale des électrons, où le taux de comptage chute rapidement pour former le front Compton. Cette forme est caractéristique et reflète la distribution angulaire des photons diffusés, qui est donnée par la formule de Bethe, Klein et Nishina :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right)$$

où $\alpha = h\nu/m_e c^2$ et r_0 est le rayon classique de l'électron. La probabilité de diffusion Compton augmente donc linéairement avec Z , soit avec le nombre d'électrons susceptibles d'y participer. Cette distribution angulaire est très focalisée vers l'avant dès lors que l'énergie des photons incidents dépasse 500 keV.

3.1.3 Création de paire e^+e^-

La création de paire e^+e^- est la matérialisation d'un photon en un électron et un positron (voir figure 40). Cette réaction est énergétiquement possible lorsque $h\nu \geq 2m_e c^2 =$

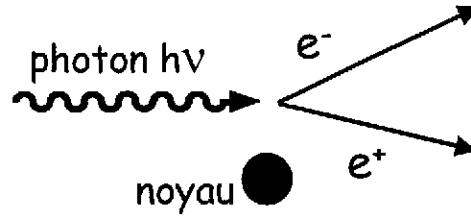


FIG. 40: Illustration schématique de l'effet de création de paire.

1.022 MeV. Les électron et positron emportent sous forme d'énergie cinétique l'énergie excédentaire à leur création, soit :

$$E_{e^+} = E_{e^-} = \frac{1}{2} (h\nu - 2m_e c^2)$$

Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion imposent la présence d'un troisième corps, le plus souvent un noyau atomique, qui assure par son recul la conservation du moment. Cet effet ne peut donc pas se produire dans le vide. Théoriquement, la création peut avoir pour conséquence l'apparition de n'importe quelle paire particule-antiparticule, dès lors que l'apport énergétique est suffisant. En pratique, elle est observée essentiellement pour e^+e^- . La section efficace de création croît comme Z^2 et les matériaux lourds sont là encore favorisés.

Le processus de création de paire est le seul mode d'interaction des photons de haute énergie (voir paragraphe 3.1.4). Il est intéressant du point de vue de la détection et de la mesure de l'énergie des photons incidents car la totalité de l'énergie est transférée à la paire e^+e^- , mais il faut tenir compte de l'annihilation du positron en fin de son parcours. Ce mécanisme conduit comme on l'a vu à la production de deux photons de 511 keV, émis à 180° et qui sont susceptibles de s'échapper du détecteur. La mesure d'énergie ne donnera $h\nu$ qu'à condition que ces photons interagissent à leur tour dans le détecteur et y déposent la totalité de leur énergie. Tous les scénarii sont envisageables pour ces deux photons (effet photoélectrique, effet Compton simple ou multiple, création de paire ...), ce qui complique d'autant les spectres en énergie, comme on le verra au paragraphe 3.1.5).

3.1.4 Importance relative des trois mécanismes

Le coefficient d'absorption total μ est la somme des coefficients d'absorption correspondant aux trois mécanismes d'interaction décrits précédemment :

$$\mu(\text{cm}^{-1}) = \tau(\text{photoélectrique}) + \sigma(\text{Compton}) + \kappa(\text{paire})$$

La figure 41 montre son évolution en fonction de l'énergie des photons incidents dans un matériau fréquemment utilisé pour leur détection, le iodure de sodium NaI.

À basse énergie, le processus dominant est l'effet photoélectrique, avec la structure caractéristique en dent de scie à l'énergie correspondant à celle de la couche K. Entre 500 keV et 5 MeV, l'effet Compton est prédominant et au delà de 5 MeV, les photon n'interagissent avec la matière que par création de paire e^+e^- .

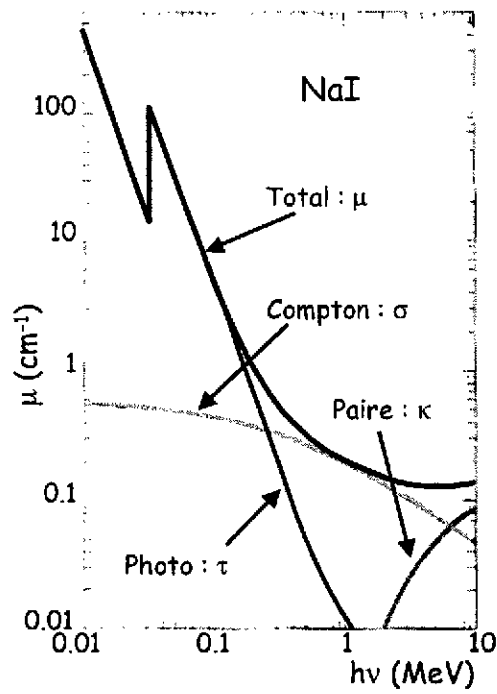


FIG. 41: Coefficient d'absorption totale en fonction de l'énergie des photons incidents dans du NaI. Décomposition des contributions de l'effet photoélectrique, de l'effet Compton et de la création de paire. Figure tirée de [Kno89].

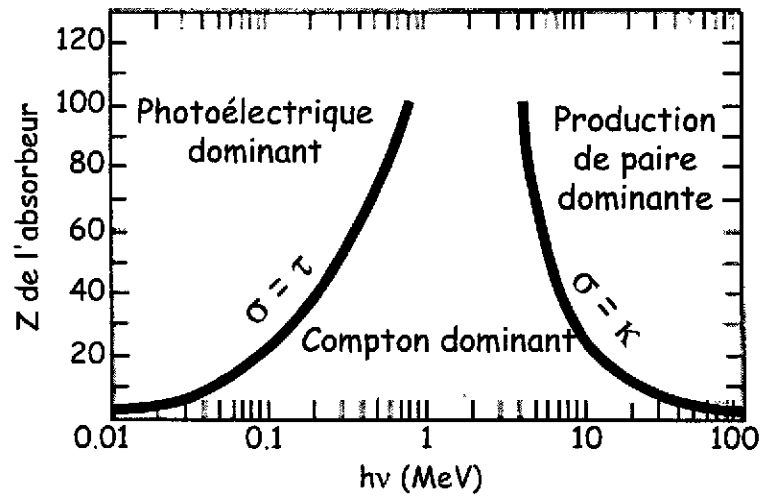


FIG. 42: Importance relative, en fonction de l'énergie et du Z de l'absorbeur, des trois modes principaux d'interaction des photons avec la matière. Figure d'après [Kno89].

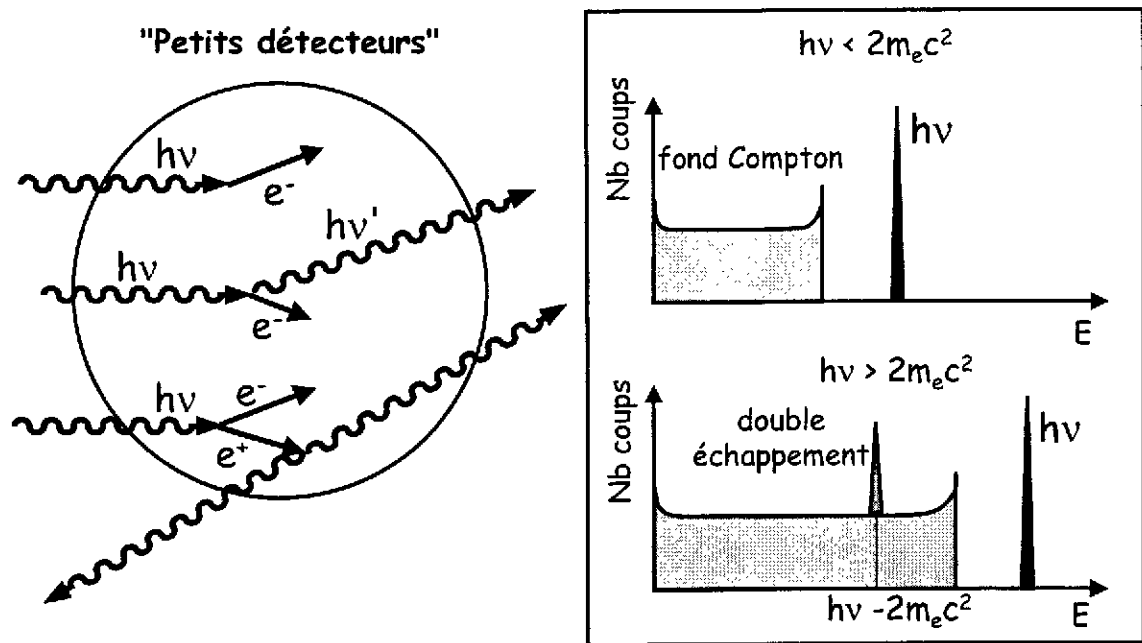


FIG. 43: Exemples de spectres mesurés dans un détecteur de "petite taille".

Comme on l'a vu, la région d'énergie dans laquelle l'effet Compton est le mécanisme dominant est problématique pour la détection et surtout pour la mesure de l'énergie des photons. L'intérêt de l'expérimentateur est qu'elle soit aussi réduite que possible et comme on peut le voir sur la figure 42, elle est d'autant plus restreinte que le matériau a un Z élevé, ce qui de plus améliore globalement l'absorption des photons.

3.1.5 Allure des spectres en énergie mesurés

La coexistence des trois modes d'interaction décrits précédemment conduit à l'apparition de différentes structures dans les spectres en énergie mesurés, selon que les produits de réaction sont absorbés ou non dans le milieu détecteur. Un cas extrême est celui du détecteur de très grande taille, dans lequel tout est absorbé : le spectre en énergie ne comporte qu'un seul pic, correspondant à l'énergie des photons incidents, dans lequel se mélangent tous les types d'événements.

L'extrême inverse est le détecteur de "petite taille", illustré par la figure 43. Dans son cas, les photons secondaires, produits lors d'une diffusion Compton ou par annihilation d'un positron après une production de paire, ont très peu de chance d'être absorbés à leur tour. Le spectre en énergie d'un faisceau de photons monoénergétique est alors plus complexe. Il comprend :

- un pic d'énergie totale $h\nu$, peuplé par des événements photoélectriques,
- un fond Compton,
- si l'énergie des photons est suffisante, un pic dit de double échappement situé à $h\nu - 1.022 \text{ MeV}$, provenant de "l'évasion" des photons d'annihilation des positrons.

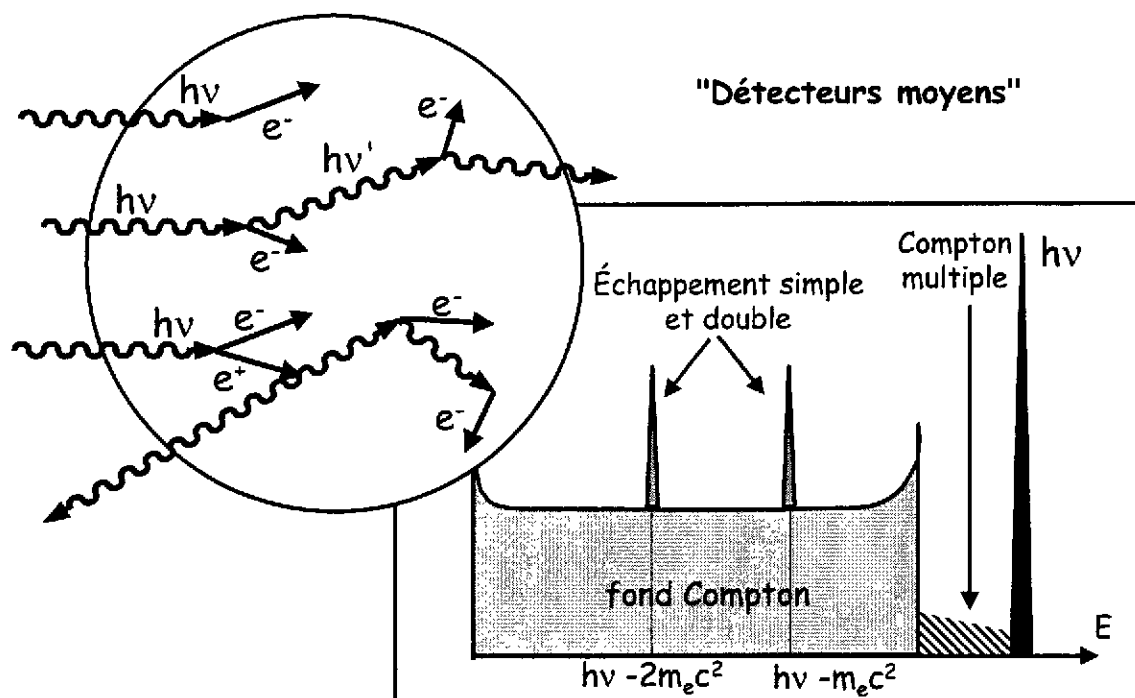


FIG. 44: Exemple de spectre mesuré dans un détecteur de "taille moyenne".

Entre ces deux extrêmes se trouve le détecteur de taille moyenne, ou plutôt le détecteur réaliste, illustré par la figure 44. Les photons secondaires ont une certaine probabilité d'être absorbés à leur tour, ce qui conduit à l'apparition de nouvelles structures. Le spectre en énergie d'un faisceau de photons monoénergétique comprend alors :

- un pic d'énergie totale $h\nu$, peuplé par des événements photoélectriques, Compton multiple et création de paire, ou toute combinaison des trois mécanismes conduisant à l'absorption totale de l'énergie des photons incidents.
- un fond Compton, peuplé par des événements de type Compton, simple ou multiple.
- entre le front Compton et le pic d'énergie totale, un groupe d'événements de type Compton multiple dont la somme des énergies est supérieure à l'énergie maximale accessible par Compton simple.
- un pic de simple échappement situé à $h\nu - 511 \text{ keV}$, correspondant à l'évasion d'un seul photon d'annihilation, peuplé par des événements comprenant une création de paire dans leur déroulement.
- un pic de double échappement situé à $h\nu - 1.022 \text{ MeV}$, correspondant à l'évasion des deux photons d'annihilation, peuplé par des événements comprenant une création de paire dans leur déroulement.

On retrouve ces structures autant de fois qu'il y a de photons d'énergies différentes pénétrant dans le détecteur, ce qui peut générer des spectres extrêmement compliqués et implique l'utilisation de détecteurs de très bonne résolution pour s'y retrouver.

3.2 Les détecteurs couramment utilisés

Les principaux modes d'interaction des photons avec la matière sont favorisés comme on l'a vu par les milieux de Z élevé. Les détecteurs de photons privilégient donc l'utilisation de tels matériaux. Les mécanismes d'interaction conduisent tous à la mise en mouvement d'électrons et de positrons et c'est la détection de ces particules qui permet de caractériser les photons incidents. Cette détection exploite essentiellement deux conséquences de l'interaction des électrons et positrons dans la matière, selon le type de détecteur employé.

Dans les détecteurs utilisant des matériaux scintillants, l'excitation (directe ou après ionisation) du milieu est le processus principal permettant la détection. La désexcitation des molécules se fait dans certains cas par émission de lumière, généralement dans le domaine visible. Cette lumière est par la suite à son tour convertie en électrons, par un tube photomultiplicateur ou par une photodiode, pour former un signal électrique. Si la particule incidente est un photon, sa détection avec un scintillateur comporte donc une succession de quatre étapes : conversion du photon incident en électron ou positron, excitation du scintillateur, émission de lumière, conversion en signal électrique.

Dans les paragraphes suivants, le mécanisme de scintillation des deux types de matériaux scintillants existants est brièvement exposé, puis le fonctionnement des ensembles de détection à base de scintillateur est présenté. Pour une description plus détaillée, on pourra consulter par exemple [Bou94].

Dans les détecteurs employant des semi-conducteurs, c'est l'ionisation du milieu par les particules chargées (provenant ou non de l'interaction de photons) qui permet la détection. Le processus est donc plus direct qu'avec des scintillateurs. Le silicium a $Z = 14$, il est donc peu employé pour la détection de photons, au profit du germanium ($Z = 32$). Le fonctionnement des détecteurs semi-conducteurs étant exposé dans la partie précédente, on ne présentera ici qu'un exemple d'utilisation, à titre de comparaison avec les scintillateurs.

3.2.1 Détecteurs utilisant des matériaux scintillants

Les propriétés recherchées pour un matériau scintillant utilisé à des fins de détection sont généralement les suivantes :

- existence de niveaux moléculaires se désexcitant par émission de lumière
- linéarité de la conversion perte d'énergie des particules $\rightarrow$ lumière
- transparence à la lumière émise
- constante de temps de désexcitation "courte"
- indice de réfraction proche de celui du verre pour faciliter le couplage à un tube photomultiplicateur

Ces qualités sont difficiles à réunir dans un même matériau et le choix dépend des contraintes expérimentales. Parmi les milieux scintillants, on distingue les matériaux organiques et inorganiques.

Les scintillateurs organiques ont un Z équivalent faible et ne sont donc pas appropriés à la détection de photons, mais très fréquemment utilisés pour les particules chargées et les neutrons, car ils sont riches en éléments légers. Ils sont rapides mais peu linéaires dans la conversion énergie-lumière.

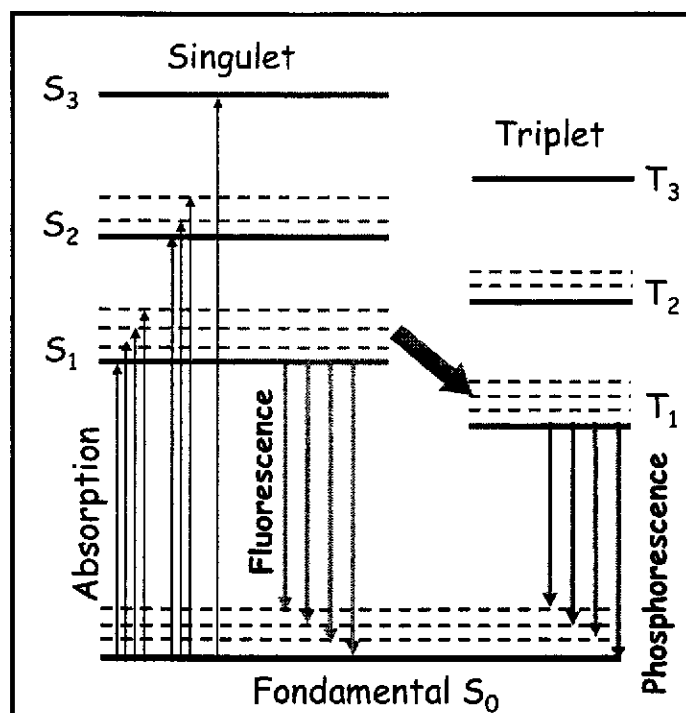


FIG. 45: Principe de la scintillation dans un matériau organique.

Les scintillateurs inorganiques sont des composés plus lourds et plus denses, de Z élevé et leur usage pour la spectroscopie de photons est très répandu. Ils sont plus linéaires que les précédents, mais en contrepartie, ils sont pour la plupart relativement lents.

Scintillateurs organiques : Les scintillateurs organiques sont composés de molécules aromatiques, formées sur le cycle du benzène, comme l'anthracène ($C_{14}H_{10}$), associées à d'autres substance. La scintillation est une propriété intrinsèque de ces molécules et elle ne dépend pas de leur état physique. On trouve donc des scintillateurs organiques cristallins, liquides ou encore plastiques.

La scintillation résulte de l'excitation d'électrons délocalisés appelés électrons π , de l'état fondamental S_0 vers des états triplets T_n ou singulets S_n (voir figure 45). Les niveaux S_0 et S_1 sont typiquement espacés de 5 eV dans les scintillateurs organiques les plus courants. Chaque niveau principal d'énergie est subdivisé en états plus rapprochés qui sont des états de vibration de la molécule, apparaissant en pointillés sur la figure 45.

Le passage d'une particule chargée (produite ou non par un photon) peut porter les électrons π dans n'importe lequel des états du groupe singulet (flèches montantes sur la figure). Si la particule incidente provoque une ionisation, la recombinaison de l'électron avec la molécule ionisée se fait le plus souvent sur un état triplet d'énergie élevée.

Pour les états singulets, la désexcitation de la molécule se fait séquentiellement d'abord par conversions internes non radiatives vers l'état S_1 (en un temps très court de l'ordre de la picoseconde) puis par transition radiative de S_1 vers un des états vibrationnels de l'état fondamental ou vers S_0 . Ces transitions sont rapides, avec une durée de vie typique de S_1 de l'ordre de quelques nanosecondes. Cette émission de lumière prompt est appelée

fluorescence.

Pour les états triplets, alimentés par l'ionisation de la molécule ou par transition non radiative d'un état singulet vers un état triplet (flèche en biais sur la figure 45), le principe est similaire. Des transitions non radiatives conduisent à l'état T_1 qui se désexcite par émission de lumière vers l'état fondamental et ses états vibrationnels. Le temps de vie de T_1 est sensiblement plus long que celui de S_1 et peut atteindre la milliseconde. Cette émission de lumière retardée est appelée phosphorescence. L'état T_1 se situant à plus basse énergie d'excitation, la longueur d'onde des radiations émises est plus longue que dans le cas de la fluorescence.

L'interaction de deux molécules excitées dans des états T_n peut conduire dans une molécule à une transition vers un état singulet d'énergie supérieure, donnant lieu à un phénomène de fluorescence retardée.

L'émission de lumière se faisant entre les états triplet et singulet les plus bas en énergie d'excitation, il n'y a que peu de recouvrement entre les bandes d'absorption et de scintillation, comme on peut le voir sur la figure 45. C'est un aspect essentiel pour la détection puisque la lumière émise consécutivement au passage d'une particule a peu de chances d'être auto-absorbée par le milieu de détection. Cependant, afin d'améliorer les rendements de scintillations, une substance permettant de décaler la longueur d'onde des photons est fréquemment rajoutée pour éviter que les photons émis interagissent avec les molécules scintillantes. Ainsi, un scintillateur organique est souvent composé d'un solvant, d'un soluté primaire responsable de la scintillation et d'un soluté secondaire ou *wave-shifter*.

Scintillateurs inorganiques Les scintillateurs inorganiques possèdent pour la plupart une structure cristalline (certains gaz, comme le xénon, ont également des propriétés de scintillation). Les niveaux d'énergie accessibles aux électrons se répartissent en bandes, comme on l'a vu précédemment pour les semi-conducteurs (voir figure 46). La largeur du gap entre bande de valence et bande de conduction est de l'ordre de 5 eV. On distingue deux catégories de scintillateurs :

- les matériaux dont la luminescence est due à la présence de molécules dopantes, comme les halogénures alcalins dopés au thallium : NaI(Tl), CsI(Tl)
- les matériaux qui émettent de la lumière sans adjonction d'impuretés : BaF₂, Bi₄Ge₃O₁₂ (BGO) ...

Dans les matériaux dopés, la scintillation repose sur la création de niveaux d'énergie dans la bande interdite par la présence de l'activateur. Le passage d'une particule crée des paires électron-trou, et les éléments de chaque paire se déplace librement dans le cristal. Il n'y a alors qu'une très faible probabilité pour que l'électron retourne dans la bande de valence par un processus radiatif sans la présence de dopant.

Lorsqu'un trou "rencontre" un atome de l'activateur, il y a ionisation de ce dernier, car le niveau ainsi occupé est énergétiquement plus favorable. Si un électron "croise" un tel activateur ionisé, il y a recombinaison en un atome neutre excité, les états excités de l'atome dopant se trouvant dans la bande interdite (voir figure 46). La décroissance vers l'état fondamental de l'activateur se fait le plus souvent par émission d'un photon de fluorescence, avec un temps de vie variable d'un état excité à l'autre. L'énergie du photon émis étant

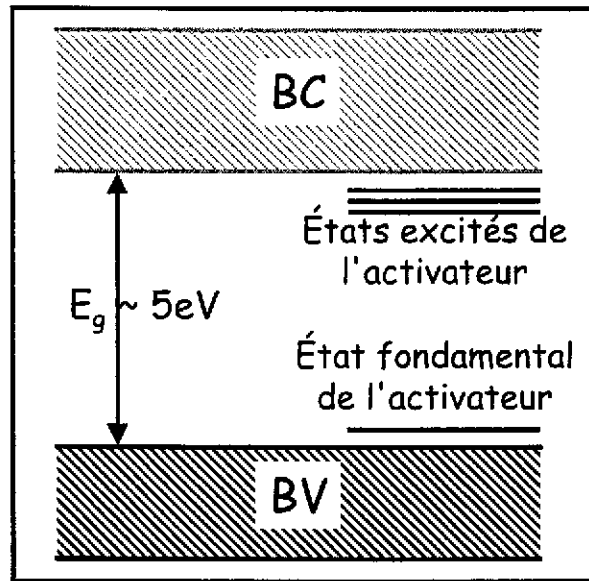


FIG. 46: Principe de la scintillation dans un matériau inorganique dopé.

inférieure à la largeur du gap, il n'est pas réabsorbé par le cristal, ni par l'impureté pour des raisons plus compliquées (décalage de Stokes ...).

Dans les matériaux non dopés, la scintillation a lieu grâce à l'apparition d'une bande permise dans la bande interdite, par formation d'excitons. Un exciton est un couple électron-trou dans lequel l'électron n'a pas reçu suffisamment d'énergie pour franchir le gap. Électron et trou restent alors électrostatiquement liés, et occupent un état dans une bande d'une largeur d'environ 1 eV proche de la bande de conduction. La désexcitation de ces états se fait par transition radiative, souvent vers des états de phonons du cristal situés dans la bande interdite et proches de la bande de valence. Le photon de fluorescence émis a alors une énergie inférieure à la largeur du gap.

Dans les scintillateurs dopés ou non dopés, l'émission de lumière dépend des caractéristiques des états excités peuplés, et en particulier de leur temps de vie. En général, la période de fluorescence est plus longue que pour les scintillateurs organiques et va de la centaine de nanosecondes jusqu'à la microseconde. Il peut également exister une composante lente de phosphorescence, si certains états ont une durée de vie très longue

Propriétés des matériaux scintillants : Les caractéristiques principales d'un matériau scintillant sont son efficacité de scintillation et la rapidité de sa réponse qui dépend, comme on l'a vu, des durées de vie moyennes des niveaux conduisant à l'émission de photons. Les paramètres des principaux scintillateurs utilisés en physique nucléaire sont récapitulés dans le tableau 3.

L'efficacité de scintillation est le rapport entre le nombre moyen de photons émis n_{ph} et l'énergie déposée ΔE par la radiation incidente :

$$\varepsilon = \frac{n_{ph}}{\Delta E}$$

Ce paramètre est déterminant pour la détection puisqu'il va conditionner la résolution en

Scintillateur	Nombre de photons par MeV	Constante de temps principale
Anthracène	17000	30 ns
NE102	11000	2 ns
NE213	13000	3.7 ns
NaI(Tl)	43000	230 ns
CsI(Tl)	45000	1 μ s
BGO	8000	300 ns
BaF ₂	8000	0.6 ns et 620 ns

TAB. 3: *Efficacité de scintillation et constante de temps principale des scintillateurs usuels*

énergie accessible avec le matériau. Elle sera d'autant meilleure que l'efficacité de scintillation sera élevée. Le scintillateur peut également être caractérisé par son rendement de scintillation, qui est le rapport de l'énergie lumineuse émise sur l'énergie initialement déposée :

$$R = \frac{n_{ph} \times h\nu}{\Delta E}$$

Dans un NaI(Tl) détectant des photons à température ambiante, 13% de l'énergie déposée sont convertis en lumière.

Dans le tableau 3, on remarque que les scintillateurs organiques ont une efficacité de scintillation moins élevée que les scintillateurs inorganiques NaI(Tl) et CsI(Tl). Leur constante de temps est plus courte, de l'ordre de la nanoseconde. Le fluorure de baryum (BaF₂) se distingue cependant parmi les scintillateurs inorganiques par sa composante très rapide qui lui confère de très bonnes performances pour la prise de temps. On constate à partir des données du tableau 3 que l'énergie nécessaire à la création d'un photon de scintillation varie entre 25 eV dans le meilleur des cas et ~ 100 keV pour la plupart des scintillateurs. Cette énergie est plus élevée que celle nécessaire à la création d'une paire électron-ion dans un gaz ou d'une paire électron-trou dans un semi-conducteur et les détecteurs à scintillation ont en général une résolution en énergie moins bonne que les détecteurs gazeux ou a fortiori que les semi-conducteurs.

Discrimination de forme : Dans les scintillateurs, organiques ou inorganiques, le peuplement des différents états participant à l'émission de lumière dépend de la particule incidente, et plus précisément de son pouvoir ionisant. Des états de durée de vie variable sont donc plus ou moins alimentés selon la nature de la radiation incidente. Ceci a des conséquences sur le signal de lumière observé. Il est ainsi possible d'identifier les particules interagissant dans le scintillateur en mesurant l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse, ce qui est fort utile d'un point de vue expérimental.

Dans les scintillateurs organiques, les particules ayant un fort pouvoir ionisant favorisent le peuplement des états triplets et donc l'émission lente de lumière, comme on peut le voir sur la figure 47. L'impulsion lumineuse a une composante lente plus importante pour les particules α que pour les neutrons (qui mettent en mouvement des protons dans le scintillateur) et les photons (qui mettent en mouvement des électrons).

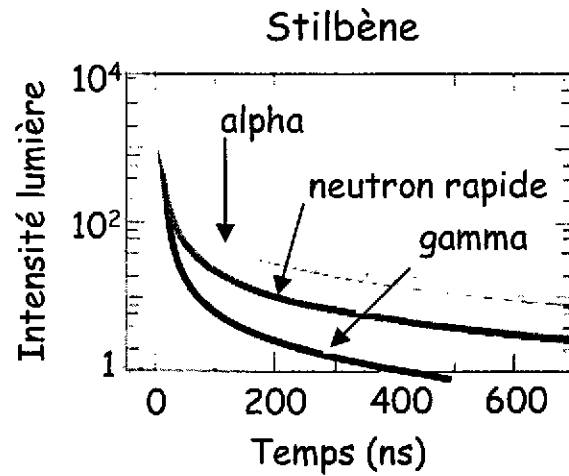


FIG. 47: Répartition de l'intensité lumineuse en fonction du temps pour différentes particules incidentes dans du stilbène : gamma, neutron et alphas. Figure d'après [Bol61].

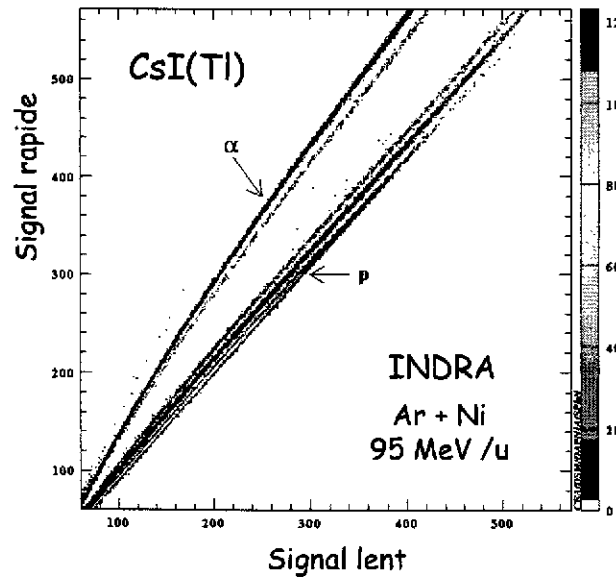


FIG. 48: Discrimination sur la forme du signal permettant une identification des particules incidentes dans un scintillateur CsI(Tl) du multidétecteur INDRA. Données fournies par J.L. Charvet, collaboration INDRA (merci à nouveau ...).

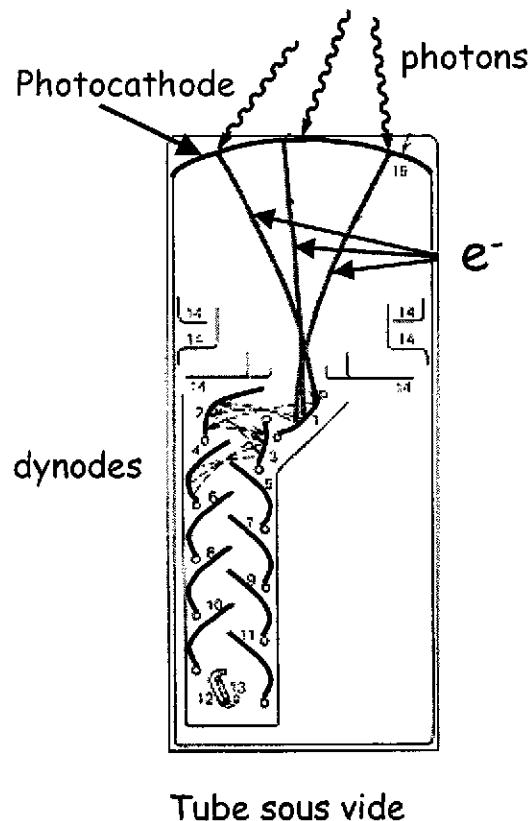


FIG. 49: Schéma de principe d'un tube photomultiplicateur. Figure d'après [Kno89].

Dans les scintillateurs inorganiques, les particules fortement ionisantes favorisent la formation d'un grand nombre d'excitons dont la recombinaison radiative est plus rapide que lorsqu'un électron passe dans la bande de conduction. Ainsi, dans un plan (signal rapide, signal lent), les différents types de particules pénétrant dans le détecteur se répartissent sur des lignes distinctes, comme on peut le voir sur la figure ??.

Tubes photomultiplicateurs : Un signal lumineux n'est pas maniable du point de vue expérimental et pour exploiter les informations délivrées par un scintillateur, il est nécessaire de le convertir en impulsion électrique. Un des dispositifs couramment utilisé est le tube photomultiplicateur (PM), dont un schéma est présenté sur la figure 49. Pour assurer une efficacité maximum, un grand soin doit être porté au raccordement entre le scintillateur et le PM (guide de lumière, graisse optique ...).

Un PM est constitué de plusieurs éléments encapsulés dans une ampoule à vide poussé : une photocathode, une optique de guidage, une structure amplificatrice et une électrode de collection.

La photocathode permet la conversion des photons de scintillation en électrons par effet photoélectrique. Elle est constituée d'un dépôt de matériau semi-conducteur photoémissif (AgOCs, SbKCs, SbRbCs ...) dont la sensibilité spectrale doit être adaptée à la lumière émise par le scintillateur. Son épaisseur est optimisée de manière à absorber le maximum de

photons tout en permettant aux électrons d'atteindre sa surface et de s'échapper. Elle est caractérisée par son efficacité quantique α , qui est le rapport du nombre d'électrons émis sur le nombre de photons incidents. Celle-ci est typiquement de l'ordre de 20 à 30%.

À la sortie de la photocathode, les électrons pénètrent dans l'optique de guidage dont le rôle est de les focaliser sur le premier élément de la structure amplificatrice. Ce système est caractérisé par son efficacité de collection η , qui est en général supérieure à 80%. L'optique assure également que le temps de transit entre la photocathode et la structure amplificatrice soit indépendant du lieu d'émission des électrons, grâce à des électrodes focalisatrices et à la géométrie particulière de la photocathode. Ceci permet de préserver les caractéristiques temporelles de l'impulsion lumineuse initiale.

La structure amplificatrice est constituée d'un ensemble d'électrodes appelées dynodes. Elles sont composées d'un matériau isolant ou semi-conducteur comme CuBeO. Entre chaque dynode, les électrons sont accélérés par une tension de l'ordre de 100 V. L'énergie ainsi acquise par un électron (~ 100 eV) est perdue à l'arrivée à la dynode suivante en libérant par émission secondaire un trentaine d'électrons, dont environ cinq parviendront à l'étage suivant. Le processus se répète à chaque électrode de la structure amplificatrice et il y a multiplication de la charge initiale créée par les photons de scintillation. La tension appliquée sur les dynodes est telle que le gain est constant à chaque niveau.

Après la dernière dynode, les électrons se dirigent vers l'anode collectrice, qui transmet le signal vers le circuit extérieur tout en limitant l'apparition d'une charge d'espace qui limiterait la linéarité des signaux. Le gain G du tube photomultiplicateur par rapport au nombre de photons de scintillation incidents est défini par la contribution de chacune des structures du PM :

$$G = \alpha \times \eta \times \delta^N$$

où :

- α est l'efficacité quantique de la photocathode
- η est l'efficacité de collection de l'optique de guidage
- δ est le facteur multiplicatif à chaque dynode
- N est le nombre d'étages de la structure amplificatrice

Le gain G est une fonction rapidement croissante de la tension appliquée au PM et est donc très sensible à ses fluctuations. Il est également sensible aux variations de température, qui peuvent modifier les propriétés photoémisives de la photocathode et l'émission secondaire d'électrons par les dynodes. Avec un nombre de dynode typique $N = 10$, G atteint 10^6 - 10^7 .

Les scintillateurs couplés à des tubes photomultiplicateurs sont essentiellement utilisés pour la mesure d'énergie et de temps de passage des particules incidentes, particules chargées, photons ou encore neutrons. Il faut cependant noter qu'une localisation grossière dans une direction est possible. Le scintillateur (plastique dans ce cas) est alors couplé à deux PM, situés chacun à une extrémité du détecteur. La détermination de la position se fait par une mesure de la différence de temps entre les signaux délivrés par chaque PM. Celle-ci est reliée à la position d'impact de la particule incidente via la vitesse des photons de scintillation dans le matériau, qui est de l'ordre de 15 cm / ns.

Photodiodes : La photodiode est une alternative au PM pour la conversion lumière-courant. Elle est constituée d'une jonction p^+n polarisée en inverse dans laquelle les photons de scintillation créent des paires électron-trou par effet photoélectrique. Le nombre de paires est proportionnel à l'énergie du photon incident. Ce type de capteur est particulièrement adapté à l'émission lumineuse d'un CsI(Tl).

Les photodiodes ont un encombrement plus faible que les PM (~ 2 mm d'épaisseur) et une faible consommation de puissance. Elles sont insensibles aux effets des champs magnétiques pouvant être présents dans l'environnement du détecteur et aux variations de température, ce qui n'est pas le cas des PM. Cependant, leurs dimensions de détection sont limitées et le couplage à des scintillateurs de grand volume est impossible. Le signal délivré par une photodiode doit être préamplifié, à la différence de celui d'un tube photomultiplicateur. Leur réponse temporelle est plus lente que celle d'un PM, leurs performances pour la prise de temps sont donc moins bonnes et le taux de comptage acceptable est plus bas.

3.2.2 Détecteurs germanium

Le germanium est largement utilisé en physique nucléaire pour la détection de photons. Avec ce matériau, il est possible d'obtenir des profondeurs de déplétion et donc de détection plus importantes qu'avec le silicium et donc des détecteurs plus efficaces. Son Z plus élevé le rend, de plus, plus approprié. Les diverses configurations géométriques possibles de détecteurs au germanium sont présentées figure 50.

L'avantage majeur du germanium vis à vis des scintillateurs est son excellente résolution en énergie, indispensable pour les expériences dans lesquelles les spectres comportent un grand nombre de raies. Cette caractéristique est illustrée par la figure 51, qui représente une comparaison des spectres de décroissance de ^{108m}Ag et ^{110m}Ag enregistrés avec un NaI(Tl) associé à un PM et avec un Ge(Li). La supériorité du Ge(Li) est évidente car il révèle de nombreux pics indiscernables avec le NaI(Tl).

Les résolutions typiques des détecteurs au germanium sont de l'ordre de quelques dixièmes de pourcent, à comparer aux 5-10% offerts par les NaI(Tl). Cependant, les germanium ne sont pas les plus performants pour de nombreuses applications. Les NaI(Tl) peuvent en effet être de très grande taille et couvrir un grand angle solide, ce qui combiné à leur densité élevée donne une grande probabilité d'interaction pour les photons. Le Z élevé de l'iode (53) assure l'absorption totale de l'énergie d'un grand nombre de photons et le rapport pic d'énergie totale sur fond est plus favorable que dans les germanium. Ainsi, l'efficacité d'absorption totale dans un NaI(Tl) peut être supérieure d'un ordre de grandeur à celle d'un détecteur au germanium.

De plus, l'utilisation de Ge(Li) ou de HPGe nécessite la mise en œuvre d'un système cryogénique très contraignant. Finalement, leur prix devient vite rédhibitoire, puisqu'un seul détecteur peut coûter plusieurs dizaines de kilofrancs, voire plusieurs centaines pour les structures les plus complexes. Dans de nombreuses expériences où il n'y a que quelques raies à caractériser, comme l'excitation coulombienne de noyaux légers par exemple, on préférera donc couvrir efficacement un grand angle solide à moindre coût avec des scintillateurs.

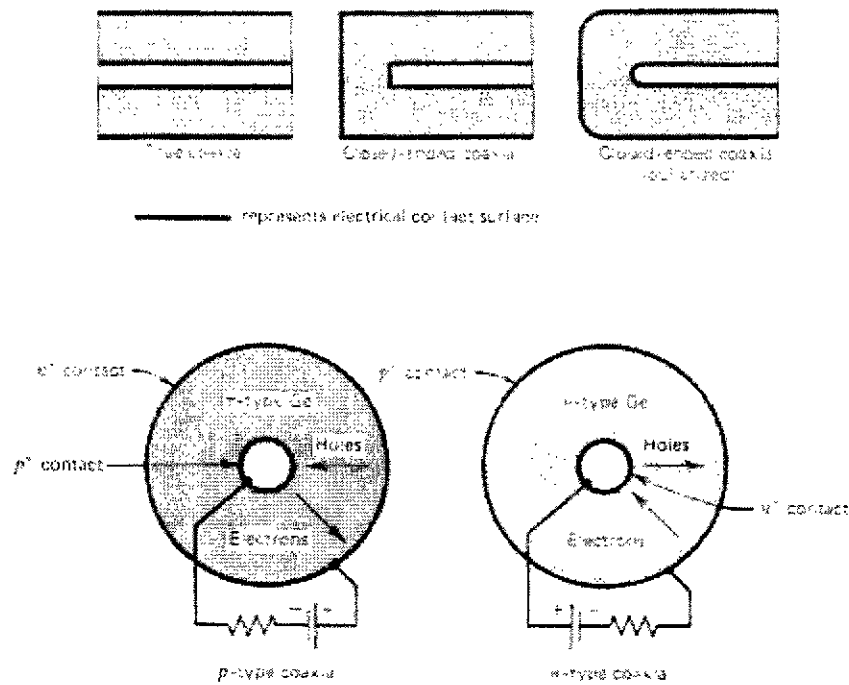


FIG. 50: Configurations géométriques usuelles des détecteurs germanium. Figure tirée de [Kno89].

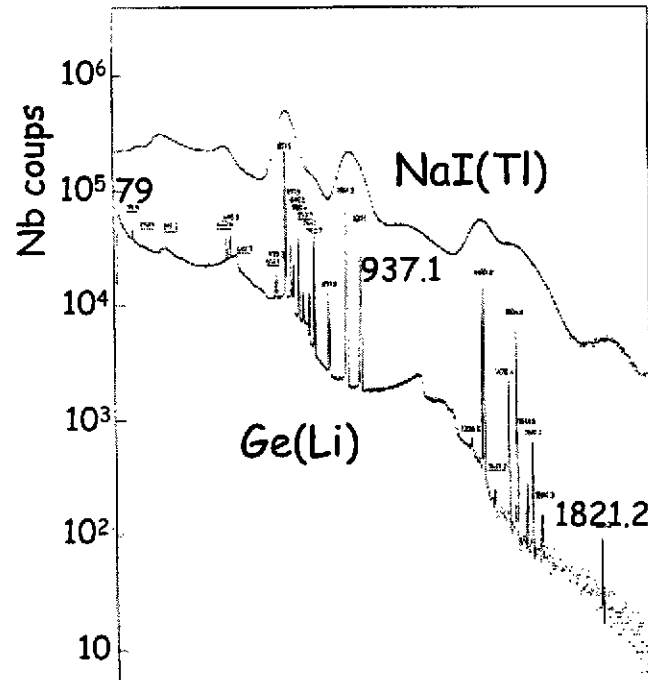


FIG. 51: Comparaison de spectres de décroissance de ^{108m}Ag et ^{110m}Ag mesurés avec un NaI(Tl) associé à un PM et avec un Ge(Li). Figure d'après [Phi70].

4 Les neutrons

Tout comme les photons, les neutrons ne portant pas de charge électrique, ils ne subissent pas l'interaction coulombienne à longue portée avec le cortège atomique, qui est le mode principal de ralentissement des particules chargées. Leur interaction avec la matière présente donc des similitudes avec celle des photons. Leurs échanges avec la matière sont eux aussi "catastrophiques" et conduisent à leur absorption ou à une modification significative de leur trajectoire et de leur énergie. Ils sont en outre peu probables et les neutrons peuvent traverser une grande épaisseur de matière sans interagir. Pour les neutrons, ce sont donc à nouveau les concepts d'atténuation et de libre parcours moyen plutôt que de parcours et de ralentissement qui interviennent.

À la différence des photons, les partenaires de réaction des neutrons sont les noyaux du milieu et les produits de réaction sont des particules chargées lourdes ou bien des photons. La détection des neutrons se décompose donc, comme dans le cas des photons, en deux phases : une phase de conversion qui doit être favorisée au maximum par le milieu de détection ; une phase de détection des particules lourdes ou des photons produits où la problématique est celle développée dans les deux premières parties de ce cours.

Les sections efficaces de réaction des neutrons étant fortement dépendantes de leur énergie, il est commode de les séparer en deux catégories, lents et rapides. Dans la suite de cette partie, les mécanismes d'interaction de ces deux types de neutrons employés dans les détecteurs sont présentés. Puis, le fonctionnement des détecteurs gazeux et à scintillation adaptés à leur détection sont exposés. Pour une description plus détaillée, on pourra consulter [Elm94].

4.1 Interaction des neutrons avec la matière

Les neutrons se répartissent en plusieurs catégories en fonction de leur énergie et des mécanismes mis en jeu dans leur interaction avec la matière. Ainsi, on distingue :

- les neutrons "lents" avec une énergie comprise entre 0.01 eV et 1 keV
- les neutrons "rapides" dont l'énergie est supérieure à 100 keV
- les neutrons "intermédiaires" qui couvrent la plage d'énergie 1 keV-100 keV

Un découpage moins fin sera utilisé dans la suite où seront décrits les interactions des neutrons lents puis celles des neutrons rapides.

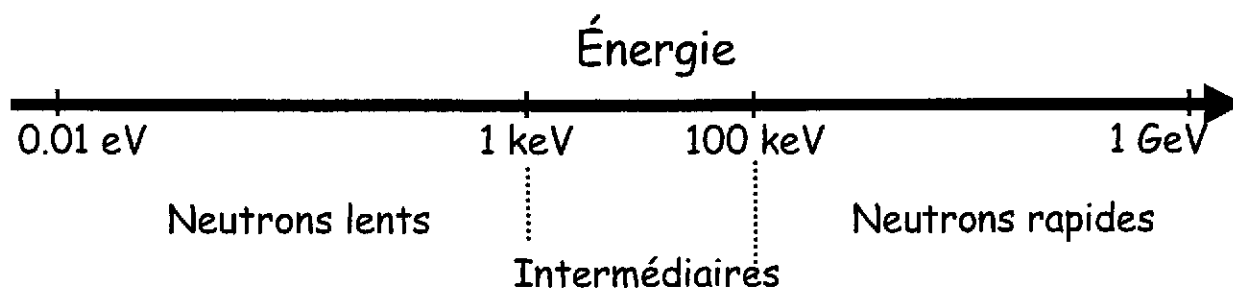


FIG. 52: Classification énergétique des neutrons.

4.1.1 Interaction des neutrons lents avec la matière

Les réactions de diffusion élastique sont peu efficaces pour la détection des neutrons lents car l'énergie communiquée au noyau de recul est faible, ce qui rend sa détection difficile. Les réactions d'absorption sont donc privilégiées et leur section efficace augmente au fur et à mesure que l'énergie des neutrons décroît. Pour les neutrons thermiques (0.025 eV), elles constituent le processus dominant. La détection des neutrons lents est donc souvent une séquence de thermalisation (ou ralentissement) par diffusions et d'absorption.

Les réactions les plus fréquemment utilisées dans les détecteurs, du fait de l'importance de leur section efficace, sont les suivantes :

- $^{10}\text{B} + n \rightarrow ^7\text{Li} + \alpha$ ou $^{10}\text{B} + n \rightarrow ^7\text{Li}^* + \alpha$, dont le bilan énergétique est $Q = +2.792\text{ MeV}$ ou $Q = +2.310\text{ MeV}$, et la section efficace vaut $\sigma = 5327$ barns pour les neutrons thermiques
- $^3\text{He} + n \rightarrow ^3\text{H} + p$, avec $Q = +0.764\text{ MeV}$, $\sigma = 950$ barns
- $^{235}\text{U} + n \rightarrow F_1 + F_2$, où F_1 et F_2 sont des fragments de fission et $Q \sim +160\text{ MeV}$, $\sigma = 580$ barns
- $^{155,157}\text{Gd} + n \rightarrow ^{156,158}\text{Gd}^* \rightarrow ^{156,158}\text{Gd} + \gamma's$, avec $Q = 8\text{ MeV}$, $\sigma^{155} = 56000$ barns et $\sigma^{157} = 242000$ barns

Ces réactions sont très exothermiques et l'énergie emportée par les produits de réaction chargés ou par les photons n'est pas représentative de la très faible énergie du neutron incident. La détection de neutrons lents par le biais de ces réactions ne permet donc qu'une mesure du flux neutronique ou de la multiplicité, mais pas de l'énergie.

4.1.2 Interaction des neutrons rapides avec la matière

Pour les neutrons rapides, les sections efficaces de capture sont très faibles et la diffusion élastique sur les noyaux du milieu traversé est le processus dominant. Le transfert d'énergie par collision est d'autant plus efficace que le partenaire de la réaction est léger. Ainsi, les matériaux contenant de l'hydrogène sont de bons ralentisseurs des neutrons rapides.

Le neutron incident est susceptible de ne transférer qu'une fraction de son énergie aux noyaux du milieu traversé avant de s'en échapper. La mesure de l'énergie des particules chargées produites n'est donc pas forcément représentative de l'énergie du neutron. Celle-ci est souvent évaluée plutôt par une mesure de temps de vol.

4.2 Les détecteurs couramment utilisés

Les détecteurs utilisés en physique nucléaire pour la caractérisation des neutrons appartiennent le plus souvent aux familles décrites dans les précédentes parties du cours. Leur fonctionnement nécessite une adaptation spécifique mais ne diffère pas fondamentalement de ce qui a été décrit auparavant. Dans les paragraphes suivants, les détecteurs gazeux et à scintillation adaptés aux neutrons sont donc décrits. Puis, deux exemples concrets d'utilisation de détecteur à scintillation sont présentés.

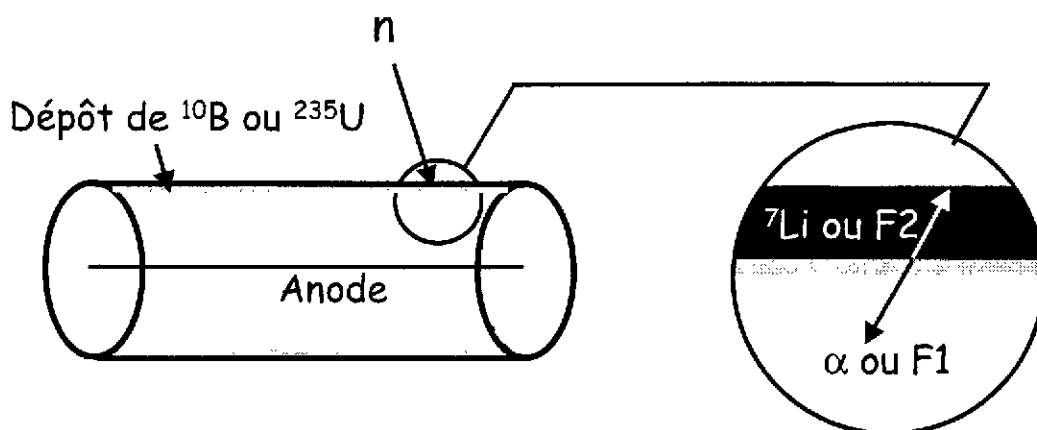


FIG. 53: Schéma de principe d'une chambre d'ionisation à dépôt de bore ou d'une chambre à fission.

4.2.1 Les détecteurs gazeux

Les détecteurs gazeux pour les neutrons sont assez peu employés en physique nucléaire fondamentale. En revanche, leur usage est très répandu dans le parc nucléaire français, pour le contrôle commande des réacteurs ou dans les applications de contrôle des déchets nucléaires. Ils reposent sur les réactions de capture induites par des neutrons lents. Pour la détection de neutrons rapides, ils doivent être associés à un matériau contenant de l'hydrogène, favorisant la thermalisation, comme la paraffine.

Chambres d'ionisation à dépôt de ^{10}B : Ces détecteurs sont constitués d'un compteur cylindrique, fonctionnant dans le mode chambre d'ionisation, sur la cathode duquel est réalisé un dépôt de bore enrichi en ^{10}B (voir figure 53). Le passage d'un neutron lent induit la réaction de capture décrite au paragraphe 4.1.1. Un ion ^7Li et un α (et dans la plupart des cas un photon) sont libérés à 180° , le moment du neutron incident étant très faible. Parmi ces deux produits de réaction chargés, un seul est donc susceptible de pénétrer dans l'espace de détection, où il ionise le gaz. Les charges créées induisent un signal sur les électrodes, signature du passage d'un neutron lent.

Ces chambres sont utilisées pour le pilotage des Réacteurs à Eau Pressurisée (REP) français pour un fonctionnement intermédiaire au niveau de puissance.

Chambres à fission : Les principe de fonctionnement des chambres à fission est similaire à celui des chambres à dépôt de ^{10}B , mais le dépôt de la cathode est dans leur cas enrichi en ^{235}U (voir figure 53). Le passage d'un neutron lent induit une réaction de fission, et un des fragments produits pénètre dans la chambre d'ionisation où il génère un signal. Ces chambres sont utilisées dans les REP pour réaliser la cartographie du profil de flux neutronique du cœur. Elles sont également employées pour le pilotage des réacteurs expérimentaux et des réacteurs embarqués à bord des sous-marins à propulsion nucléaire.

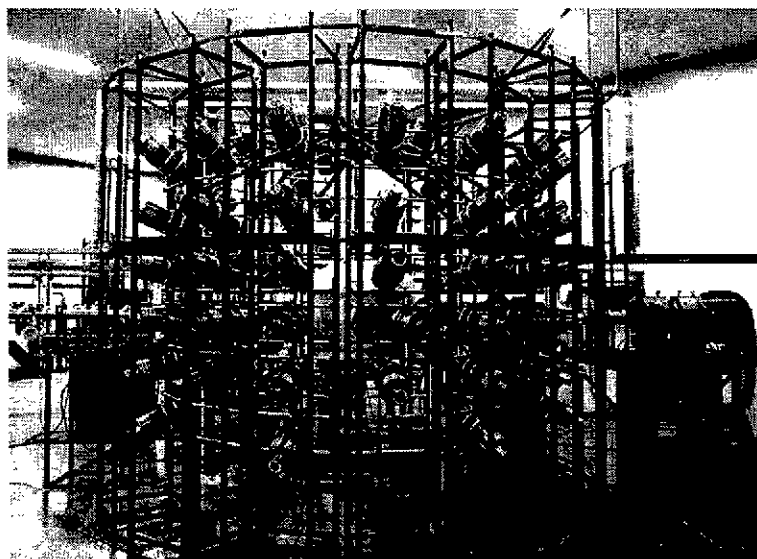


FIG. 54: *Détecteur de neutrons DÉMON.*

Compteurs proportionnels à ^3He ou à $^{10}\text{BF}_3$: Ces détecteurs sont eux aussi constitués d'un compteur cylindrique qui fonctionne dans leur cas dans le mode compteur proportionnel. Leur spécificité provient du gaz utilisé, ^3He ou $^{10}\text{BF}_3$, dans lequel les neutrons lents induisent les réactions décrites au paragraphe 4.1.1. Les deux produits de réactions chargés sont alors libérés dans l'espace de détection. Il existe un troisième type de compteur proportionnel, qui est basé sur un dépôt de bore enrichi en ^{10}B sur la cathode. Dans son cas, un seul produit de réaction pénètre dans l'espace de détection.

Ces trois compteurs proportionnels sont utilisés dans les applications de contrôle des déchets. Ils sont également présents dans les REP afin d'en assurer le pilotage au démarrage, au niveau de fonctionnement source.

4.2.2 Détecteur utilisant la scintillation

Les scintillateurs organiques sont particulièrement adaptés à la détection des neutrons rapides, puisqu'ils sont très riches en hydrogène. Les neutrons incidents interagissent par diffusion élastique avec les noyaux d'hydrogène. Les protons ainsi mis en mouvement provoquent la scintillation, sans qu'il y ait forcément proportionnalité avec l'énergie du neutron incident. Cependant, les scintillateurs organiques offrant une réponse temporelle rapide, ils permettent des prises de temps performantes, donnant ainsi une bonne précision sur la mesure d'énergie des neutrons par temps de vol. Ils permettent en outre une bonne discrimination neutrons-photons, comme on a pu le voir dans la partie 3.

À titre d'exemple de leur utilisation, le détecteur DÉMON, DÉtecteur MOdulaire à Neutrons (voir figure 54) est composé de 96 modules remplis de NE213, qui est un scintillateur liquide. Il permet la détermination de la distribution angulaire, du spectre en énergie par temps de vol et de la multiplicité des neutrons émis lors de réactions nucléaires.

Le détecteur ORION, ORganic Interceptor Of Neutrons, combine les deux aspects de l'interaction des neutrons avec la matière. Il est constitué de 4200 litres de scintillateur liquide

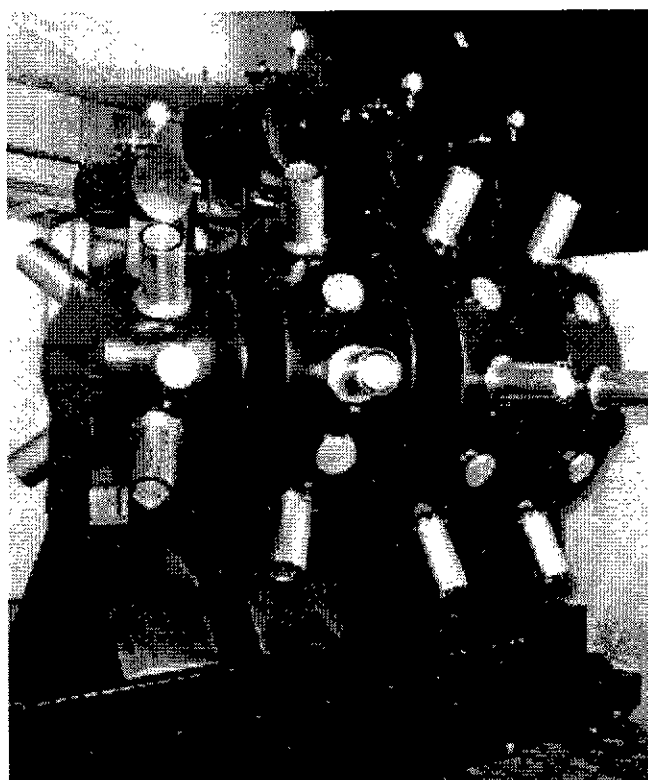


FIG. 55: *Détecteur de neutrons ORION.*

(NE343) dopé au gadolinium à 0.3% en poids, associés à 22 tubes photomultiplicateurs (voir figure 55), couvrant la totalité de l'angle solide. L'interaction de n'importe quel type de particule génère un signal lumineux prompt dans le scintillateur. Dans le cas des neutrons, la génération de ce signal, par diffusion élastique sur les noyaux d'hydrogène, conduit à leur thermalisation. Leur énergie est alors propice à la capture par un noyau de gadolinium (suivant la réaction décrite au paragraphe 4.1.1). Les photons émis interagissent dans le détecteur pour donner naissance à un signal lumineux retardé, signature du neutron incident. ORION permet donc la détermination de la multiplicité des neutrons émis.

Références

- [Bia88] S. F. Biagi, *Nucl. Instr. and Meth.* **A273**(1988)**533**
- [Bol61] L. M. Bollinger et G. E. Thomas, *Rev. Sci. Instr.* **32**(1961)**1044**
- [Bou94] Ch. Bourgeois, *Des processus de base aux détecteurs : Scintillateurs et semi-conducteurs*, École Joliot-Curie, **1994**
- [Bro94] J.-M. Brom, *Compteurs gazeux : des processus de base aux détecteurs*, École Joliot-Curie, **1994**
- [Cha68] G. Charpak et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **62**(1968)**235**
- [Cha79] G. Charpak et F. Sauli, *Nucl. Instr. and Meth.* **162**(1979)**405**
- [Com88] V. Comparat, *Détecteurs gazeux pour ions lourds*, École Joliot-Curie, **1998**

- [Elm94] Y. El Masri, Th. Keutgen et I. Tilquin, *Comment détecter les neutrons ?* , École Joliot-Curie, **1994**
- [Fer71] H. Ferdinande et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **91(1971)349**
- [Kno89] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement Second Edition*, John Wiley & Sons, **1989**
- [Leo87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer, **1987**
- [Mus99] Collaboration MUST, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 421(1999) 471**
- [Oui00] S. Ouichaoui et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **B164-165(2000)259**
- [Phi70] J. Cl. Philippot, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-17(3), 446(1970)**
- [PPB00] Particle Physics Booklet, D.E. Groom et al., *Review of Particle Physics, The European Physical Journal* **C15 (2000) 1**
- [Ram39] S. Ramo, *Proceedings of the I.R.E.*, p. 584, **September 1939**.
- [Sau77] F. Sauli, *Principle of operation of multiwire proportionnal and drift chambers*, **CERN77-09(1977)**
- [Sta74] L. Stab, *École des Houches*, **1974**, p 427-471
- [Sze81] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Second Edition, John Wiley & sons, **1981**
- [Tso95] N. Tsoulfanidis, *Measurement and Detection of Radiation Second Edition*, Taylor & Francis, **1995**